



INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Rozwój dwuwymiarowego, termoluminescencyjnego systemu dozymetrycznego dla zapewnienia jakości w jonoterapii nowotworów

JAN GAJEWSKI

Rozprawa doktorska
wykonana po kierunkiem prof. dr hab. Pawła Olko
w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie

Kraków, 2016

Projekt współfinansowany przez Fundację na Rzecz Nauki Polskiej,
ze środków Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka,
w ramach działania 1.2 (Wzmocnienie potencjału kadrowego nauki),
w ramach projektu „International PhD Studies in Applied Nuclear
Physics and Innovative Technologies”.

This work was partly supported by the National Science Center (project DEC-2011/01/B/ST2/02450).



**INNOWACYJNA
GOSPODARKA**
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE



FNP
Fundacja na rzecz
Nauki Polskiej



UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI FUNDUSZ
ROZWOJU REGIONALNEGO

INTERNATIONAL PHD PROJECTS IN APPLIED NUCLEAR PHYSICS AND INNOVATIVE TECHNOLOGIES

Pragnę podziękować mojemu promotorowi prof. Pawłowi Olko
za pomoc w trakcie całego okresu studiów,
niezwykle cenne uwagi merytoryczne podczas powstawania niniejszej rozprawy
oraz za cierpliwość przy wyjaśnianiu mi zawłości aspektów dozymetrii i radioterapii.

Pragnę także podziękować opiekunowi pomocniczemu dr Mariuszowi Kłosowskiemu
za cenne pomysły i uwagi podczas realizacji technicznej części pracy,
oraz nauczenie mnie pracy z materiałami termoluminescencyjnymi.

Podziękowania kieruję również do pracowników zagranicznych ośrodków,
w których realizowałem część eksperymentalną pracy,
w szczególności do:
dr Steffena Greilicha za opiekę podczas pobytu w Heidelbergu,
prof. Olivera Jäkela za cenne uwagi merytoryczne,
dr Marie Davídkovej za opiekę podczas pobytu w Pradze,
mgr Vladimíra Vondráčka za pomoc przy eksperymentach,
oraz w szczególności do
dr Antoniego Rucińskiego za nieocenioną pomoc
na wszystkich płaszczyznach realizacji tej pracy.

Bardzo gorąco dziękuję także wszystkim koleżankom i kolegom z CCB
za cenne dyskusje, krytyczne uwagi i budowanie atmosfery
sprzyjającej twórczej pracy naukowej.
W szczególności dziękuję Magdzie Kłodowskiej i Dawidowi Krzempkowi
za pomoc w realizacji niektórych etapów tej pracy.

Na koniec pragnę najgoręcej podziękować Małgosi Bławat,
mojej żonie i przyjaciółce,
której wsparcie i wiara dodawała mi skrzydeł podczas
przygotowywania niniejszej rozprawy.

Streszczenie

Wśród współcześnie stosowanych metod leczenia nowotworów dynamicznie rozwijaną techniką radioterapii jest napromienianie ołówkowymi wiązkami skanującymi jonów wodoru (protonów) bądź jonów węgla. Dzięki technice tej uzyskać można duże gradienty dawek, nie zawsze możliwe do osiągnięcia technikami klasycznymi, minimalizując jednocześnie dawkę dostarczoną do zdrowych tkanek, w szczególności do obszarów krytycznych. Wadą jest brak wiarygodnej metody weryfikacji podanej dawki w obszarze leczonym w trakcie procesu napromieniania. Stąd, w radioterapii protonami i jonami węgla pierwszoplanową rolę odgrywa rozbudowana kontrola jakości, a w szczególności kontrola pozycji i kształtu pojedynczej wiązki ołówkowej.

W ramach niniejszej pracy zmodernizowano dwuwymiarowy system dozymetrii termoluminescencyjnej (2D TLD) i użyto go do kontroli jakości wiązek protonów i jonów węgla. Opracowano ponadto dedykowane oprogramowanie FlatView v. 2.42 do automatycznego odczytu folii TL, oraz korekcji i analizy obrazów. Zbadano własności dozymetryczne folii TL z wysokoczułym fluorkiem litu, LiF:Mg,Cu,P, wyznaczając zależności dawkowe dla zakresu energii wiązek protonowych do 123 MeV i wiązek węglowych do 237 MeV/u. Uzyskane dawki charakterystyczne, tzn. takie, przy których sygnał osiąga 63% wartości nasycenia, zmieniały się w granicach 288 – 464 Gy dla wiązki protonów i 570 – 989 Gy dla wiązki jonów węgla. W zakresie dawek stosowanych w radioterapii protonowej, tzn. od 1 do 15 Gy liniowość odpowiedzi systemu zmienia się od 2,5% dla energii 123 MeV do 1,5% dla energii 15,2 MeV. Dla wiązek węglowych liniowość w tym zakresie dawek wynosi 1,2% dla energii 237 MeV/u i poprawia się do 0,7% dla energii 40 MeV/u. Wyznaczono ponadto współczynniki względnej wydajności energetycznej systemu, które wyniosły od $\eta(E^p=9,3 \text{ MeV}) = 0,33$ do $\eta(E^p=220 \text{ MeV}) = 0,96$ dla wiązek protonowych i od $\eta(E^C=26,4 \text{ MeV/u}) = 0,05$ do $\eta(E^C=428 \text{ MeV/u}) = 0,48$ dla wiązek węglowych.

System 2D TLD wykorzystany został do kontroli jakości ołówkowych wiązek protonowych i węglowych pod kątem własności geometrycznych przekrojów poprzecznych wiązki (plamki). W pracy wykazano, że stosowane obecnie metody wyznaczania parametrów plamki protonowej przy pomocy analizy jednowymiarowej, oraz zastosowanie kryterium 10% symetrii plamki nie gwarantują prawidłowego podania dawki do obszaru tarczowego i jednorodności jej przestrzennego rozkładu. W szczególności widoczne jest to dla plamek nachylonych pod kątami bliskimi 45°, gdzie niejednorodność dawki w objętości tarczowej (płaskość charakterystyki dawkowej) pogarsza się wykraczając poza zakres kryterium akceptowalności. W pracy zaproponowano nową metodę analizy plamki jonów z wykorzystaniem dopasowania asymetrycznego dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z rotacją osi układu współrzędnych. Na tej podstawie przygotowano dedykowane oprogramowanie AnalyseSpot do szybkiej oceny parametrów geometrycznych plamek jonów mierzonych systemem 2D TLD, folią typu Gafchromic® lub scyntylacyjnym systemem obrazowania Lynx 2D. Oprogramowanie to zostało wprowadzone do rutynowej kontroli jakości systemu radioterapii protonowej w Centrum Cyklotronowym Bronowice.

Abstract

Among contemporary techniques of cancer radiotherapy, irradiation by scanned carbon or proton pencil beams is currently under intense development. Using this technique, dose distributions with dose gradients much higher than those obtained using photon beams may be achieved, minimising at the same time the dose delivered to healthy tissues, in particular to critical organs. However, reliable methods of verifying the distribution of dose delivered to the treated volume are in this case lacking. Therefore, in proton or carbon ion beam radiotherapy of prime importance is to apply a well-developed quality assurance system, in particular reliable verification of the position and shape of the individual pencil ion beam.

Within this work, an earlier developed two-dimensional thermoluminescence system (2D TLD) was upgraded and applied in the quality assurance procedures concerning scanning proton and carbon ion beams. A dedicated software system, **FlatView v. 2.42**, was developed to automatically read out TL foils and to correct and analyse the obtained images. The dose response of TL foils with high-sensitive lithium fluoride phosphor, LiF:Mg,Cu,P, was measured after doses of proton beams of energies up to 123 MeV and for carbon beams of energies up to 237 MeV/u. The values of characteristic doses, i.e. such at which the TL signal reaches 63% of its saturation value, ranged between 288 Gy and 464 Gy for the proton beams and between 570 Gy and 989 Gy for the carbon beams. For doses applied in proton radiotherapy, i.e. between 1 Gy and 15 Gy the linearity of the response was found to range between 2.5% and 1.5% at proton beam energies of 123 MeV and 15.2 MeV, respectively. For carbon ion beams the linearity in this range was 1.2% for energy 237 MeV/u and improved to 0.7% for energy 40 MeV/u. The coefficients of relative energy efficiency, $\eta(E)$, of the system were also measured. These ranged between $\eta(E^p=9.3 \text{ MeV}) = 0.33$ and $\eta(E^p=220 \text{ MeV}) = 0.96$ for proton beams, and between $\eta(E^c=26.4 \text{ MeV/u}) = 0.05$ and $\eta(E^c=428 \text{ MeV/u}) = 0.48$ for carbon beams.

The 2D TLD system was used for quality control of proton and carbon ion pencil beams with respect to the geometry of their transverse beam cross-sections (spots). It has been demonstrated that the currently used methods of determining proton beam spot parameters using one-dimensional analysis and the 10% spot symmetry criterion do not assure that the dose to the target region is delivered correctly, nor that the spatial distribution of dose is sufficiently uniform. In particular, this is most evident when spots are rotated at angles close to 45°, where non-uniformity of the dose distribution over the target region (flatness of the dose characteristics) exceeds the acceptability criterion. In this work a novel method of beam spot analysis has been proposed, by fitting of asymmetric Gaussian distributions and rotation of the coordinate system axis. Dedicated software, **AnalyseSpot**, was developed based on this method for rapid analysis of the geometry parameters of spots measured using the 2D TLD system, Gafchromic® foils or the Lynx2D scintillation imaging system. This software has now been implemented as a part of the quality control system routinely applied at the Cyclotron Centre Bronowice.

Spis treści

Rozdział 1. Wprowadzenie i cel pracy	1
1.1. Wprowadzenie	1
1.2. Cel i zakres pracy	5
Rozdział 2. Podstawy dozymetrii termoluminescencyjnej	7
2.1. Rozwój dozymetrii termoluminescencyjnej	8
2.2. Zjawisko termoluminescencji	8
2.3. Parametry charakteryzujące dozymetryczne i fizyczne własności materiałów termoluminescencyjnych	10
2.3.1. Efektywna liczba atomowa	10
2.3.2. Stosunek ekwiwalentu wody	11
2.3.3. Tło własne detektora TL	11
2.3.4. Poziom oznaczalności dawki	11
2.3.5. Odpowiedź dawkowa	11
2.3.6. Indeks liniowości	12
2.3.7. Względna wydajność termoluminescencji	13
2.3.8. Zmiana czułości detektora TL	14
2.3.9. Strata sygnału pomiędzy napromienieniem i odczytem	14
2.4. Etapy pracy z materiałami termoluminescencyjnymi	14
2.4.1. Anilacja przedekspozycyjna	14
2.4.2. Napromienianie detektora	14
2.4.3. Anilacja poekspozycyjna	15
2.4.4. Odczyt detektora	15
2.4.5. Zastosowanie indywidualnych współczynników czułości	15
2.5. Własności wybranych detektorów termoluminescencyjnych	15
Rozdział 3. Fizyczne aspekty radioterapii jonowej	18
3.1. Oddziaływanie ciężkich cząstek naładowanych z materiałem	18
3.2. Metody przyspieszania, formowania i dostarczania wiązki jonowej	21
3.3. Metody napromieniania wiązkami jonowymi	24
3.3.1. Ośrodek terapii jonowej HIT w Heidelbergu	24
3.3.2. Centrum Terapii Protonowej w Pradze	25
3.3.3. Centrum Cyklotronowe Bronowice w IFJ PAN	26
3.4. Metody dozymetrii 2D	29
3.4.1. Techniki aktywne	29
3.4.2. Techniki pasywne	29
3.5. Dozymetria termoluminescencyjna 2D	31
3.5.1. System dozymetrii 2D TL do folii TL 20×20 cm ²	34
3.6. Ocena jakości napromieniania objętości jednorodnych	38
3.6.1. Parametry pola i objętości jednorodnej	38
3.6.2. Porównanie rozkładów dawki metodą analizy gamma indeks	40
Rozdział 4. Adaptacja systemu 2D TL dla dozymetrii skanujących wiązek jonowych	42
4.1. Modernizacja czytnika 2D TL	43
4.1.1. Profil temperaturowy i powtarzalność wygrzewania	43

4.1.2.	Tło i szum kamery CCD	46
4.2.	Oprogramowanie FlatView v.2.	46
4.2.1.	Procedura odczytu folii TL typu MCP.	47
4.2.2.	Techniki korekcji obrazów	48
4.2.3.	Analiza obrazów	54
4.2.4.	Analiza obrazów z innych źródeł	55
4.3.	Oprogramownie AnalyseSpot dedykowane do analizy plamek	56
Rozdział 5.	Badanie własności dozymetrycznych systemu 2D TL	57
5.1.	Zmiana czułości detektorów	57
5.2.	Zanik sygnału w czasie	58
5.3.	Stosunek ekwiwalentu wody	58
5.4.	Odpowiedź dawkowa i liniowość odpowiedzi	59
5.5.	Względna wydajność termoluminescencji	63
5.6.	Zależność wydajności termoluminescencji od natężenia prądu wiązki.	64
5.7.	Zastosowanie systemu 2D TL do pomiarów głębokościowych.	65
5.8.	Weryfikacja planów leczenia wiązką skanującą przy pomocy systemu 2D TLD	68
Rozdział 6.	Badanie własności terapeutycznych wiązek skanujących	70
6.1.	Geometryczne właściwości wiązki skanującej.	70
6.1.1.	Metody analizy parametrów przekroju poprzecznego wiązki ołówkowej	71
6.1.2.	Badanie właściwości różnych metod analizy.	75
6.1.3.	Wpływ odpowiedzi dawkowej na kształt mierzonych plamek	77
6.1.4.	Wpływ kształtu plamki jonów na parametry objętości jednorodnych	79
6.2.	Zastosowanie systemu do oceny parametrów skanującej wiązki ołówkowej.	89
6.2.1.	Badanie przydatności systemu 2D TL do oceny parametrów plamki jonów.	89
6.2.2.	Zastosowanie systemu 2D TL do oceny parametrów plamek na stanowisku gantry	93
6.3.	Zastosowanie systemu podczas uruchomienia stanowiska gantry w CCB.	96
6.3.1.	Pomiary parametrów wiązki protonowej w powietrzu	96
6.3.2.	Badanie rozpraszania wiązki ołówkowej w fantomie stałym	99
Rozdział 7.	Podsumowanie i wnioski	102
Dodatek A.	Porównanie rozmiarów plamek obliczanych na podstawie różnych metod analizy	107
Dodatek B.	Instrukcja użytkownika oprogramowania FlatView 2.42	113
	Bibliografia	135
	Spis tabel	148
	Spis rysunków	150

Wykaz skrótów

2D TLD	Dwuwymiarowa dozymetria termoluminescencyjna
CCB	Centrum Cyklotronowe Bronowice
CCD	Element światłoczuły (ang. <i>Charge-Coupled Device</i>)
CM	Środek masy (ang. <i>Centre of Mass</i>)
DKFZ	Instytut Badań nad Rakiem (niem. <i>Deutsches Krebsforschungszentrum</i>)
DVH	Histogram dawka-objętość (ang. <i>Dose-Volume Histogram</i>)
FWHM	Szerokość połówkowa (ang. <i>Full Width at Half Maximum</i>)
GSI	Instytut Badań Ciężkich Jonów (niem. <i>Gesellschaft für Schwerionenforschung</i>)
HIT	Centrum Terapii Jonowej w Heidelbergu (niem. <i>Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum</i>)
IBA	Ion Beam Application
ICRU	International Commission on Radiation Units & Measurements
IRF	Indywidualny współczynnik czułości (ang. <i>Individual Reference Factor</i>)
IRI	Indywidualny obraz referencyjny (ang. <i>Individual Reference Image</i>)
LET	Liniowy przekaz energii (ang. <i>Linear Energy Transfer</i>)
LP	Boczne półcienie (ang. <i>Lateral Penumbra</i>)
MC	Metoda Monte Carlo
MCP	Materiał termoluminescencyjny LiF:Mg,Cu,P
MTS	Materiał termoluminescencyjny LiF:Mg,Ti
MWPC	Wielodrutowa komora proporcjonalna (ang. <i>Multi-Wire Proportional Chamber</i>)
netOD	Gęstość optyczna netto (ang. <i>netto Optical Density</i>)
OAR	Narząd krytyczny (ang. <i>Organ at Risk</i>)
OD	Gęstość optyczna (ang. <i>Optical Density</i>)
PBS	Ołówkowa wiązka skanująca (ang. <i>Pencil Beam Scanning</i>)
PMMA	Polimer poli(metakrylan metylu)
PSI	Instytut Paula Scherrera (ang. <i>Paul Scherrer Institute</i>)
PTV	Zaplanowana objętość tarczowa (ang. <i>Planning Target Volume</i>)
SOBP	Poszerzony pik Bragga (ang. <i>Spread-Out Bragg Peak</i>)
TL	Termoluminescencja
TPS	System planowania leczenia (ang. <i>Treatment Planning System</i>)
UJF	Instytut Fizyki Jądrowej Czeskiej Akademii Nauk w Pradze (cze. <i>Ústav Jaderné Fyziky</i>)
WER	Stosunek ekwiwalentu wody (ang. <i>Water-Equivalent Ratio</i>)
WET	Grubość ekwiwalentu wody (ang. <i>Water-Equivalent Thickness</i>)

Wprowadzenie i cel pracy

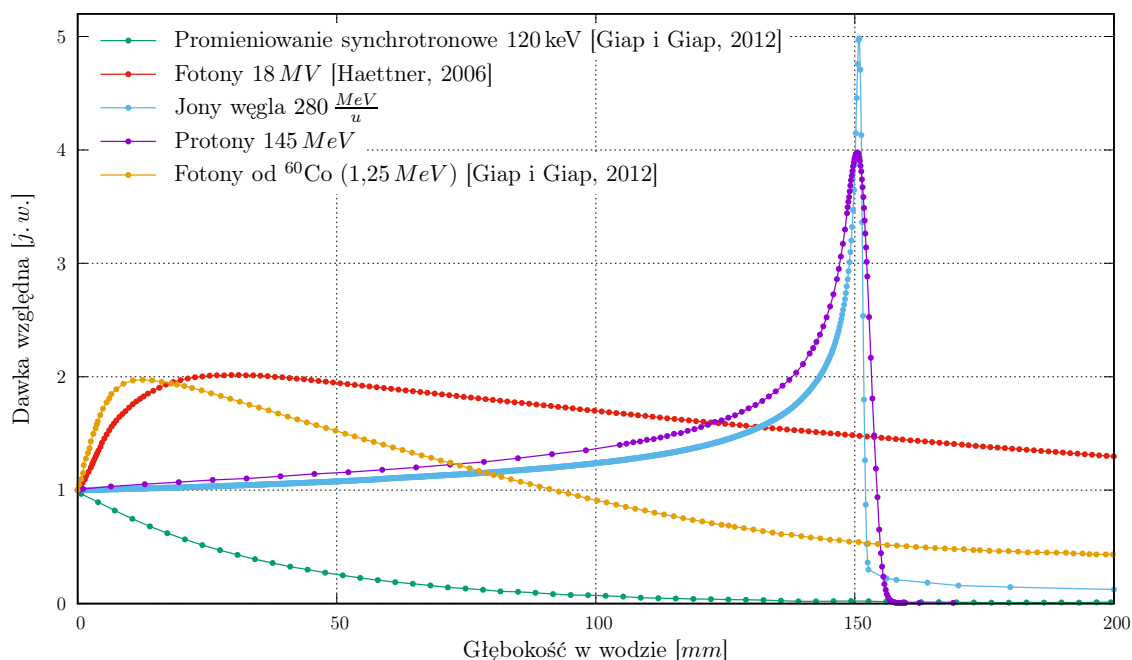
1.1. Wprowadzenie

Choroby nowotworowe są obecnie jedną z najczęstszych przyczyn zgonów na świecie. Według Międzynarodowej Agencji Badań nad Rakiem (ang. *International Agency for Research on Cancer*), wchodzącej w skład Światowej Organizacji Zdrowia (ang. *World Health Organization* – WHO), z roku na rok zwiększa się liczba nowych zachorowań na raka. Dane z 2002 roku wskazywały na około 10 milionów nowych zachorowań rocznie [IARC, 2008], podczas gdy dane z roku 2012 [IARC, 2014] określają tę liczbę już na poziomie 14,1 milionów i przewiduje się dalszy wzrost liczby nowych przypadków zachorowań do poziomu około 24 milionów rocznie w 2030 roku [Bray i in., 2012]. W Polsce z roku na rok także obserwuje się wzrost liczby zachorowań. Liczba zdiagnozowanych chorych w 2000 roku wynosiła 114,4 tys., by w 2011 roku osiągnąć liczbę 144,3 tys. Szacuje się, że w 2020 roku diagnozowanych w Polsce będzie ok. 170 tys. nowych przypadków nowotworów złośliwych [PTO, 2014].

Chirurgia, chemioterapia lub radioterapia pozwalają leczyć skutecznie wiele rodzajów nowotworów. Radioterapia polega na kontrolowanym dostarczeniu określonej dawki promieniowania jonizującego do objętości nowotworu, przy jednoczesnym zminimalizowaniu dawki pochłoniętej przez otaczające go zdrowe tkanki. Najwcześniej stosowanym rodzajem promieniowania jonizującego w radioterapii było odkryte przez Röntgena w 1895 roku promieniowanie X [Röntgen, 1896], które już na początku 1896 roku zostało zastosowane przez François-Victor Despeignesa do leczenia nowotworu jamy brzusznej [Bakoniak, 2014; Sgantzos i in., 2014]. Późniejszy rozwój technologii, głównie związany z wykorzystaniem megawoltowego promieniowania hamowania produkowanego w elektronowych przyspieszaczach liniowych pozwolił na znaczną poprawę efektywności leczenia [Slater, 2012]. Metoda z użyciem promieniowania fotonowego określana jest dziś jako radioterapia konwencjonalna.

Energia deponowana przez fotony, poza początkowym niewielkim obszarem wyrównania równowagi elektronowej, maleje eksponencjalnie wraz z głębokością [Buzdar i in., 2009]. W przypadku wiązek jonowych energia przekazana do tkanki jest odwrotnie proporcjonalna do energii kinetycznej jonów, przy czym w tej pracy pod pojęciem wiązek jonowych rozumie się wiązki protonowe lub wiązki węglowe. Im wolniej poruszają się jony w tkance, tym więcej energii jej przekazują. W wyniku tego obserwuje się maksimum depozycji dawki w tkance na pewnej głębokości, po której następuje całkowite zatrzymanie jonów. Zależność dawki

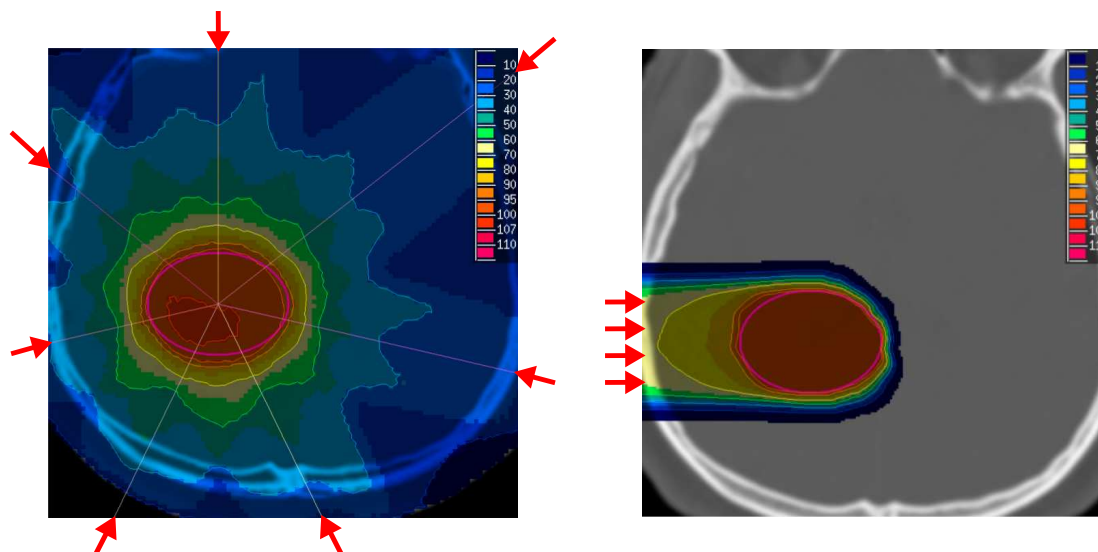
pochłoniętej w funkcji głębokości penetracji jonu, uwzględniający stochastyczny charakter oddziaływania w danym ośrodku oraz produkcję cząstek wtórnych nazywany jest krzywą Bragga [Bragg i Kleeman, 1905]. Położenie dystalne maksimum krzywej Bragga, nazywane również pikim Bragga, zależy ściśle od energii początkowej jonów i materiału, w którym są ona spowalniane. Bazując na odkryciu krzywej Bragga [Bragg i Kleeman, 1904, 1905], Robert Wilson zaproponował wykorzystanie wysokoenergetycznych jonów w radioterapii nowotworów, w szczególności przedstawiając potencjalne korzyści z zastosowania protonów i jonów węgla [Paganetti, 2012; Wilson, 1946]. Przykładowe głębokościowe rozkłady dawki dla fotonów i jonów pokazane są na rysunku 1.1.



Rys. 1.1: Rozkład głębokościowy dawki w wodzie dla różnych typów promieniowania. Krzywe zostały znormalizowane do dawki wlotowej. Wyniki dla protonów i jonów węgla otrzymane zostały na podstawie symulacji Monte Carlo w oprogramowaniu FLUKA [Ferrari i in., 2011] wykonanych przez autora pracy.

Zmieniając początkową energię jonów można dobrać ich zasięg do głębokości na jakiej znajduje się nowotwór. Dawka pochłonięta w kierunku proksymalnym w stosunku do guza jest stosunkowo mała w porównaniu do dawki pochłoniętej w samym guzie, i praktycznie pomijalna w obszarze dystalnym. Dzięki temu, w wielu wypadkach, możliwe jest osiągnięcie lepszej konformalności dostarczanej dawki do objętości nowotworu w porównaniu do radioterapii konwencjonalnej.

Na rysunku 1.2 pokazano dwuwymiarowy rozkład dawki podczas napromieniania wiązkami fotonów oraz protonami przykładowej zaplanowanej objętości tarczowej (ang. *Planning Target Volume* – PTV) zlokalizowanej w mózgu [Rank, 2013]. Aby otrzymać jednorodny rozkład dawki w objętości PTV przy napromienianiu wiązką fotonów stosuje się kilka kierunków ekspozycji. W przypadku protonów napromieniając już z jednego kierunku można osiągnąć wymagane parametry rozkładu dawki w zaplanowanej objętości.



Rys. 1.2: Symulacja rozkładu dawki w objętości guza zlokalizowanego w mózgu napromienianego z siedmiu kierunków wiązkami fotonów (lewy) i wiązką protonów z jednego kierunku (prawy). Rysunek zaadoptowany z [Rank, 2013].

W radioterapii z użyciem przyśpieszonych protonów lub jonów węgla, ciągle najbardziej rozpowszechnione są techniki wykorzystujące wiązki pasywnie rozpraszane [PTCOG]. W technice tej szeroka, jednorodna wiązka monoenergetycznych jonów, przechodzi przez mechaniczny modulator energii formujący w tkance tzw. poszerzony pik Bragga (ang. *Spread-Out Bragg Peak* – SOBP), kolimator wycinający wiązkę zgodnie z kształtem objętości leczonej oraz indywidualnie przygotowywany kompensator dopasowujący głębokościowy rozkład dawki do kształtu guza. Podstawową wadą tej techniki są wysokie dawki wlotowe, trudności z łączeniem pól, wysokie dawki od wtórnego promieniowania rozproszonego oraz konieczność przygotowania indywidualnego zestawu modulatorów zasięgu, kolimatorów i kompensatorów dla każdego pola promieniowania [Paganetti, 2012].

Alternatywną metodą dostarczenia dawki do zadanej objętości jest technika aktywnego skanowania jonową wiązką ołówkową (ang. *Pencil Beam Scanning* – PBS). Po długim okresie testów, głównie w ośrodkach Paul Scherrer Institute (PSI) [Pedroni i in., 1995] i Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) [Haberer i in., 1993] w Niemczech, technika ta jest obecnie coraz częściej wykorzystywana, zwłaszcza w nowo powstających ośrodkach terapii [PTCOG]. Monoenergetyczna wiązka jonów o rozmiarze przekroju poprzecznego, zwanego plamką jonów (ang. *spot*), od kilku do kilkunastu milimetrów odchylana jest przez zestaw dwóch ortogonalnych magnesów, skanując warstwę na głębokości odpowiadającej aktualnemu zasięgowi wiązki. Zmieniając energię początkową jonów zmienia się dystalne położenie maksimum krzywej Bragga i możliwe jest skanowanie kolejnych warstw, aż do napromienienia całej objętości tarczowej. Rozwiązanie takie znacznie upraszcza proces napromieniania, gdyż dodatkowe elementy mechaniczne formujące wiązkę nie są tu wymagane. Konieczna jest jednak rozbudowana kontrola jakości wiązki, gdyż nie ma możliwości bezpośredniej weryfikacji miejsca podania wiązki i jej intensywności z wykorzystaniem konwencjonalnych technik takich jak kontrola portalowa czy też dozymetria *in-vivo* [Paganetti, 2012]. Dlatego, w technice PBS podstawowe znaczenie ma weryfikacja parametrów położenia, kształtu i intensywności plamki jonów.

Podczas uruchomienia stanowiska terapii dane dotyczące rozmiarów plamki są wprowadzane do systemu planowania leczenia (ang. *Treatment Planning System* – TPS), a następnie weryfikowane w procedurach okresowej kontroli jakości. Ważnym elementem tej kontroli, w technice wykorzystującej skanującą wiązkę jonową jest określenie symetrii plamki, zdefiniowanej jako $S = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y} \cdot 100\%$, gdzie σ_x oraz σ_y są rozmiarami plamki. Określone są one przez parametry σ jednowymiarowych krzywych Gaussa, uzyskanych w wyniku całkowania dwuwymiarowego rozkładu fluencji (obrazu intensywności plamki) w kierunku osi X i Y kartezjańskiego układu współrzędnych. Ten sposób wyznaczenia symetrii wiąże się bezpośrednio z metodą wyznaczania parametrów rozmiaru plamki przy pomocy pozycjoczułych komór wielodrutowych umieszczonych w jonowodzie. Aby zapewnić jednorodność rozkładu dawki w objętości tarczowej firma IBA (ang. *Ion Beam Application*) dopuszcza symetrię wiązki $S < 10\%$. Zagadnienia kontroli symetrii wiązki są stosunkowo nowe i w niewielkim stopniu omówione w literaturze. W większości opracowań dotyczących terapii z wykorzystaniem wiązek skanujących zakłada się, że wiązka jest idealnie symetryczna [Doolan i in., 2015; Haberer i in., 1993; Krämer i in., 2000; Schwaab i in., 2011]. Asymetria plamki opisywana jest jedynie w przypadkach wyraźnej zmiany jej kształtu w wyniku wycinania części strumienia cząstek przez elementy kształtujące w torze wiązki [Gelover i in., 2015; Parodi i in., 2010]. Stąd potrzeba badań wpływu symetrii wiązki na jakość rozkładu dawki w napromienianych objętościach.

Obecnie w ośrodkach radioterapii protonowej i węglowej do kontroli parametrów plamki stosuje się przyrządy aktywne oparte na ekranach scyntylacyjnych oraz jednorazowe filmy i folie dozymetryczne. Jednym z powszechnie używanych narzędzi jest system Lynx 2D firmy FIMEL oferowany przez IBA Dosimetry. Zbudowany jest on z ekranu scyntylacyjnego o rozmiarze $30 \times 30 \text{ cm}^2$, który pod wpływem promieniowania jonizującego emituje światło w zakresie fal widzialnych, rejestrowane przez kamerę CCD (ang. *Charge-Coupled Device*). W liniowym zakresie pracy scyntylatora liczba zliczeń w poszczególnych pikselach kamery CCD jest proporcjonalna do fluencji jonów o danej energii. Rozdzielczość przestrzenna dla systemu Lynx 2D wynosi $0,5 \text{ mm}$. Wadami tego rozwiązania jest niejednorodność odpowiedzi ekranu scyntylacyjnego, która musi być korygowana podczas okresowej kalibracji oraz zależność odpowiedzi scyntylatora w funkcji energii protonów. Ponadto system Lynx 2D, ze względu na rozmiary, nie nadaje się do bezpośrednich pomiarów w fantomach wodnych bądź stałych. Do tego typu pomiarów wykorzystuje się filmy radiograficzne lub radiochromowe, głównie firm Gafchromic® [Smith i in., 2009] lub Kodak® [Dogan i in., 2002]. Zaletą filmów jest dobra rozdzielczość przestrzenna otrzymywanych obrazów, która w praktyce zdeterminowana jest rozdzielczością skanera odczytującego filmy i zazwyczaj wynosi ok. $0,2 \text{ mm}$.

Filmy firmy Kodak® z serii EDR2 rekomendowane są dla dawek w zakresie od $0,25 \text{ Gy}$ do 4 Gy przy dawce nasycenia 7 Gy [KODAK, 2001], przy czym odpowiedź dawkowa w tym zakresie nie jest liniowa. Wymagają one wywołania po ich napromienieniu, co wymusza na użytkowniku posiadania ciemni oraz dedykowanej maszyny wywołującej. Ponadto w zastosowaniach dozymetrycznych producent zaleca odczekać przynajmniej 24 godziny przed ich wywołaniem. Firma Kodak® produkuje filmy w rozmiarach do $35 \times 43 \text{ cm}^2$ i sprzedaje je szczelnie zapakowane w nieprzepuszczające światła koperty. Koperty te mogą być otwarte dopiero przed wywołaniem w ciemni. Uniemożliwia to zatem wycięcie mniejszych detektorów z większego arkusza przed ich napromienieniem.

Filmy Gafchromic® serii EBT2 i EBT3 produkowane są w rozmiarach $20,3 \times 25,4 \text{ mm}^2$ (8×10 cali) i rekomendowane w szerszym zakresie dawek od $0,01 \text{ Gy}$ do 40 Gy [Gafchromic]. Podobnie jak dla filmów EDR2 odpowiedź dawkowa w tym zakresie nie jest liniowa, a różnice w czułości pomiędzy różnymi seriami produkcyjnymi powodują konieczność wykonywania kalibracji dla każdej serii z osobna [Martišíková i Jäkel, 2010a]. Filmy nie są opakowane w światłoszczelne koperty, aczkolwiek producent zaleca przechowywanie ich w miejscu zaciemnionym i unikanie pracy przy ostrym świetle. Zaletą filmów Gafchromic® jest brak konieczności ich

obróbki poekspozycyjnej, takiej jak na przykład proces wywoływania. Według producenta filmy te charakteryzują się jednorodnością przestrzenną na poziomie $\pm 3\%$, niemniej jednak dla filmów EBT2 wielu autorów określa tę wartość na od 8% do nawet 15% [Sankar i in., 2006].

Oba opisane wyżej typy filmów mogą być z łatwością użyte w fantomach wodnych bądź stałych. Ich zasadniczą wadą jest to, że są one jednorazowego użytku. Raz naświetlonych nie da się już przywrócić do stanu początkowego, a konieczność ciągłego zakupu nowych filmów podnosi koszty użytkowania. Brak możliwości przeprowadzenia naświetlania kalibracyjnego tego samego obszaru filmu, który będzie następnie użyty do pomiaru wprowadza niepewność przy wyznaczaniu dawki. Ponadto nieliniowość odpowiedzi w zakresie dawek terapeutycznych utrudnia użycie filmów do pomiarów dawki bezwzględnej.

Alternatywą użycia folii lub systemów scyntylicyjnych jest zastosowanie metod dozymetrii termoluminescencyjnej (TL). W Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie (IFJ PAN) od lat 60. XX wieku opracowywano i wprowadzono do użytku wiele rodzajów detektorów termoluminescencyjnych, głównie na bazie fluorku litu, takich jak LiF:Mg,Ti czy LiF:Mg,Cu,P, oraz kilka typów czytników. Systemy TL bazujące na detektorach pastylkowych stosowane były w wielu zagadnieniach dozymetrii osobistej [Olko i in., 2006a], środowiskowej [Budzanowski, 2001] i medycznej [Stolarczyk, 2012]. Od lat 80-tych podejmowano na świecie próby opracowania dwuwymiarowej dozymetrii termoluminescencyjnej (2D TLD), z wykorzystaniem grzania laserowego [Gasiot i in., 1982; Yasuno i in., 1983] lub oporowego [Duller i in., 1997]. Od 2004 roku w IFJ PAN rozwijany jest system 2D TLD bazujący na opracowanej w instytucie folii termoluminescencyjnej z aktywowanym fluorkiem litu, LiF:Mg,Cu,P [Czopyk i in., 2007; Kłósowski i in., 2014] oraz czytnikach termoluminescencyjnych z kamerami CCD [Marczewska i in., 2002; Olko i in., 2006b]. Folie TL wytwarzane w IFJ PAN w rozmiarach do $20 \times 20 \text{ cm}^2$ są niewrażliwe na światło, giętkie i z łatwością można je ciąć na mniejsze kawałki. Zasadniczą zaletą folii TL jest to, że po odpowiedniej procedurze wygrzewania detektor taki może być użyty ponownie. Pozwala to przeprowadzić naświetlanie kalibracyjne przy użyciu tego samego detektora, który będzie następnie wykorzystany w eksperymencie, a jeden detektor może być użyty podczas wielu ekspozycji, co znacznie obniża koszty. Ponadto detektory charakteryzują się liniową odpowiedzią na dawkę do ponad 20 Gy , w zależności od rodzaju promieniowania.

Prototyp największego czytnika, nazywanego w niniejszej pracy czytnikiem 2D TL, umożliwiającego odczyt folii TL o wymiarach do $20 \times 20 \text{ cm}^2$, powstał w 2007 roku [Czopyk i in., 2007; Olko i in., 2008] w ramach projektu MAESTRO (ang. *Methods and Advanced Equipment for Simulation and Treatment in Radiation Oncology*) [Barthe i in., 2007]. Główną motywacją do rozwoju tego typu systemu była potrzeba dozymetrii dwuwymiarowej w radioterapii, w szczególności w obszarach dużych gradientów dawek. Nie został on jednak wprowadzony do użytku ze względu na problemy związane z niejednorodnością wygrzewania folii TL, skomplikowaną procedurą obsługi czytnika 2D TL i niedostateczną liczbą testów potwierdzających poprawność jego działania. Zmodernizowany w ramach niniejszej pracy dwuwymiarowy system termoluminescencyjny może być zastosowany w dozymetrii wiązek protonowych oraz na różnych etapach kontroli jakości wiązki skanującej.

1.2. Cel i zakres pracy

Ogólnym celem pracy było opracowanie metod i kryteriów kontroli jakości niektórych parametrów terapeutycznych ołówkowych wiązek skanujących protonów i ciężkich jonów. W ramach tego celu należało zaproponować sposób opisu geometrycznych własności przekrojów poprzecznych wiązki ołówkowej oraz zbadać wpływ tych parametrów na własności rozkładu dawki dostarczonej do objętości tarczowej. Celem pośrednim było przystosowanie istniejącego w IFJ PAN systemu 2D TLD do pomiarów parametrów wiązek jonowych. Osta-

tecznym celem pracy było opracowanie i wdrożenie do użytku w procedurach kontroli jakości w CCB oprogramowania do analizy rozmiarów i symetrii wiązek mierzonych przy pomocy systemu 2D TLD, filmów Gafchromic[®], systemu scyntylicyjnego Lynx 2D oraz innych metod pomiaru 2D. Ten ogólny cel zrealizowany został w kilku etapach.

W pierwszej części pracy poddano modernizacji system dwuwymiarowej dozymetrii termoluminescencyjnej, istniejący w postaci prototypu w IFJ PAN. Głównym zadaniem była poprawa jednorodności wygrzewania, zaproponowanie procedur pracy z systemem oraz opracowanie oprogramowania do automatycznego odczytu folii TL oraz analizy obrazów. Prace w dziedzinie elektroniki, mechaniki i oprogramowania wykonane zostały przez autora w IFJ PAN. W dalszej kolejności wyznaczono własności dozymetryczne systemu korzystając z wiązek protonowych i jonów węgla. W szczególności, prace polegały na określeniu zależności odpowiedzi dawkowej i energetycznej oraz zastosowaniu systemu 2D TLD do pomiaru parametrów geometrycznych wiązek ołówkowych. Pomiarów niezbędnych przy realizacji tego celu wykonano w ośrodkach terapii jonowej Heidelberg Ionenstrahl-Therapiezentrum (HIT) w Niemczech oraz w Proton Beam Therapy Centre (PTC) w Pradze. Badania te prowadzone były podczas pobytów stypendialnych autora w ośrodkach Deutsches Krebsforschungszentrum (DKFZ) w Heidelbergu oraz Ústav Jaderné Fyziky (UJF) w Pradze (łącznie 16 miesięcy). Końcowym etapem realizacji tej części pracy było zastosowanie zmodernizowanego systemu 2D TLD podczas uruchomienia stanowiska gantry w Centrum Cyklotronowym Bronowice (CCB) w IFJ PAN. W szczególności badania polegały na wyznaczeniu zależności geometrycznych parametrów wiązki protonowej od jej energii, oraz badaniu rozpraszania wiązki.

Zapewnienie jakości w radioterapii obejmuje wiele aspektów kontroli zarówno dozymetrycznej jak i procesu pozycjonowania pacjenta. Okresowo kontroluje się między innymi: systemy bezpieczeństwa, systemy pozycjonowania i weryfikacji pozycji pacjenta, elementy mechaniczne stołu terapeutycznego i obrotowego ramienia gantry, zgodność podanej dawki z planem terapeutycznym i parametry napromienianych pól oraz parametry głębokościowego rozkładu dawki. W szczególności, w zakres kontroli jakości skanującej wiązki jonowej wchodzi testy położenia, rozmiarów i symetrii pojedynczych wiązek jonowych mierzonych w różnych płaszczyznach, w różnych odległościach od izocentrum stanowiska i pod różnymi kątami gantry. W niniejszej pracy skupiono się na aspektach związanych z pomiarem symetrii i rozmiarów wiązki oraz na zastosowaniu zmodernizowanego przez autora pracy systemu 2D TLD do pomiarów plamek skanującej wiązki jonowej. Rozdział 2 pracy opisuje elementy teorii zjawiska termoluminescencji, podstawowe parametry i właściwości charakteryzujące materiały termoluminescencyjne oraz podstawowe procedury pracy z nimi. W rozdziale 3 opisano fizyczne aspekty oddziaływania ciężkich cząstek naładowanych z materią oraz niektóre metody przyspieszania, formowania i dostarczania wiązki jonowej stosowane obecnie w ośrodkach radioterapii. Rozdział 4 stanowi autorską część pracy opisującą modernizację systemu 2D TLD, w tym modernizację systemu grzania oraz opracowane przez autora oprogramowanie. W rozdziale 5 zamieszczono wyniki pomiarów własności dozymetrycznych systemu 2D TLD. W rozdziale 6 opisano nową metodę analizy plamek jonów, pokazano wpływ kształtu wiązki na własności rozkładu dawki w napromienianej objętości oraz zbadano przydatność zmodernizowanego systemu 2D TLD do pomiarów plamek jonów. Część wyników przedstawionych w rozdziale 6 zostało opracowanych na podstawie symulacji Monte Carlo przeprowadzonych przez mgr Magdalенę Kłodowską na podstawie modelu wiązki opracowanego dla stanowiska gantry-1 w CCB. Ponadto autor niniejszej pracy opracował i przetestował algorytmy do analizy obrazów plamek różnymi metodami, a graficzny interfejs użytkownika i część funkcjonalności oprogramowania wykorzystywanego w procedurach zapewnienia jakości w CCB przygotowane zostały we współpracy z mgr Dawidem Krzempkiem.

Podstawy dozymetrii termoluminescencyjnej

Słowo luminescencja pochodzi z języka łacińskiego (łac. *lumen* – światło) i oznacza emisję promieniowania elektromagnetycznego przez niektóre substancje po uprzedniej absorpcji energii, np. promieniowania jonizującego. Zjawisko to zachodzić może w izolatorach bądź półprzewodnikach i nie ma związku ze świeceniem termicznym materiału [Chen i McKeever, 1997]. Jeśli wyświecanie zanika szybko po ustaniu absorpcji energii, w czasie nie dłuższym niż 10^{-8} s to zjawisko takie nazywamy fluorescencją. Gdy czas zaniku emisji światła jest dłuższy to mówimy o zjawisku fosforescencji. Oba te przypadki dotyczą wyświecania promieniowania elektromagnetycznego w warunkach w jakich nastąpiło wzbudzenie. Szereg materiałów luminescencyjnych nie wyświeca jednak od razu zaabsorbowanej energii i aby spowodować świecenie należy wzbudzić go dodatkowymi bodźcami. W zależności od rodzaju wzbudzenia luminescencję dzieli się na kategorie:

fotoluminescencja – emisja promieniowania następuje pod wpływem pobudzania światłem,
elektroluminescencja – światło emitowane jest pod wpływem pola elektrycznego,
elektronoluminescencja – emisja światła w wyniku oddziaływania z wiązkami elektronów,
radioluminescencja – wywoływana jest działaniem promieniowania jonizującego,
chemoluminescencja – pobudzanie energią reakcji chemicznych,
tryboluminescencja – emisja światła następuje pod wpływem energii mechanicznej,
sonoluminescencja – świecenie wywołane falą dźwiękową,
termoluminescencja – światło termoluminescencyjne emitowane jest po podgrzaniu ciała.

W pracy tej skupiono się jedynie na wykorzystaniu zjawiska termoluminescencji. Zjawisko to występuje powszechnie w przyrodzie. Już w 1663 roku Sir Robert Boyle [Boyle, 1663] opisywał „migotanie diamentu”¹ po tym jak „wziął go ze sobą do łóżka i przytrzymał go dłuższą chwilę przy ciepłej części swojego ciała w ciemności swojej sypialni”². W 1904 roku, po ponad dwóch stuleciach, polska uczona Maria Curie-Skłodowska opisała w swej rozprawie doktorskiej termoluminescencję fluorku wapnia [Skłodowska-Curie, 1903]. Zauważyła ona przy tym, że wiąże się ona bezpośrednio z ekspozycją materiału na promieniowanie radu. Była to pierwsza

¹ org. „glimmering light”

² org. „[. . .] taking it to bed with me, and holding it a good while upon a warm part of my naked body in the darkness of my bed room.”

praca wiążąca zjawisko luminescencji z wcześniejszą ekspozycją na promieniowanie jonizujące [Niewiadomski, 1991].

2.1. Rozwój dozymetrii termoluminescencyjnej

Prawdziwy rozwój badań nad materiałami termoluminescencyjnymi oraz nad modelami teoretycznymi opisującymi zjawisko przypada na XX wiek. W 1945 roku, za sprawą profesora uniwersytetu Birmingham Johna Randalla oraz późniejszego noblisty Maurice Wilkina powstał pierwszy model opisujący zjawisko termoluminescencji [Randall i Wilkins, 1945a,b]. Trzy lata później, na tym samym uniwersytecie, został on rozwinięty przez Garlicka i Gibsona [Garlick i Gibson, 1948].

W 1957 roku opublikowano wyniki badań termoluminescencji fluorku litu po absorpcji promieniowania alfa, gamma, neutronów oraz elektronów [Morehead i Daniels, 1957]. Badano między innymi proporcjonalność między dawką pochłoniętą a emisją termoluminescencji. Wcześniej, bo w 1952 roku Farrington Daniels opatentował pomysł na zastosowanie detektorów termoluminescencyjnych jako mierników promieniowania [Daniels, 1952].

W latach 60. także w Polsce, głównie za sprawą Tadeusza Niewiadomskiego, nastąpił dynamiczny rozwój dozymetrii termoluminescencyjnej. W IFJ PAN w Krakowie, wytwarzano wówczas pierwsze materiały TL na bazie fluorku litu oraz fluorku wapnia. Jeszcze w 1965 roku rozpoczęto rutynową kontrolę dawek dla pracowników IFJ PAN, z użyciem już opatentowanej metody wykorzystującej spieki fluorku litu ze śladowymi domieszkami magnezu i tytanu (MTS-N) [Budzanowski, 2001; Budzanowski i in., 2004]. Ponadto detektory wykorzystane zostały w latach 1975-1977 w szeroko zakrojonych pomiarach tła naturalnego na terenie całej Polski [Niewiadomski i in., 1980], a także w eksperymentach prowadzonych w Międzynarodowej Stacji Kosmicznej (ang. *International Space Station* - ISS) do pomiarów promieniowania kosmicznego [Bilski, 2011, 2012]. Wykorzystywane są ponadto w pomiarach dawek w radioterapii konwencjonalnej i jonowej [Knežević i in., 2013; Rivera, 2012] oraz wysyłkowej kontroli dozymetrycznej aparatów terapeutycznych [Bulski i in., 2003; Izewska i in., 1995]. Od 2001 roku działa przy IFJ PAN w Krakowie Laboratorium Dozymetrii Indywidualnej i Środowiskowej [LADIS] oferujące indywidualne dawkomierze termoluminescencyjne dla potrzeb ochrony radiologicznej.

2.2. Zjawisko termoluminescencji

Najpowszechniejszy i jednocześnie najprostszy opis zjawiska termoluminescencji opiera się na modelu pasmowym poziomów energetycznych kryształów. Kwantowa teoria pasmowa opisuje stany energetyczne elektronów w ciele stałym. Zakłada ona, że podczas tworzenia się ciała stałego poziomy energetyczne swobodnych wcześniej atomów rozszczepiają się tworząc pasma blisko położonych poziomów. W efekcie, podczas gdy w swobodnych atomach dostępne są jedynie dyskretne poziomy, w ciele stałym elektronowe poziomy energetyczne mają charakter całych pasm o szerokości kilku elektronowoltów. W dielektrykach i półprzewodnikach wyróżnia się następujące charakterystyczne pasma energetyczne:

pasmo walencyjne – jest to zakres energii elektronów walencyjnych związanych z jądrami atomów. Elektron znajdujący się w tym paśmie energetycznym nie może migrować i działając na niego jedynie siły wynikające z ruchu po orbicie oraz z oddziaływania elektrycznego z jądrem o dodatnim ładunku. W idealnym kryształ w temperaturze zera bezwzględnego pasmo to jest całkowicie zapełnione.

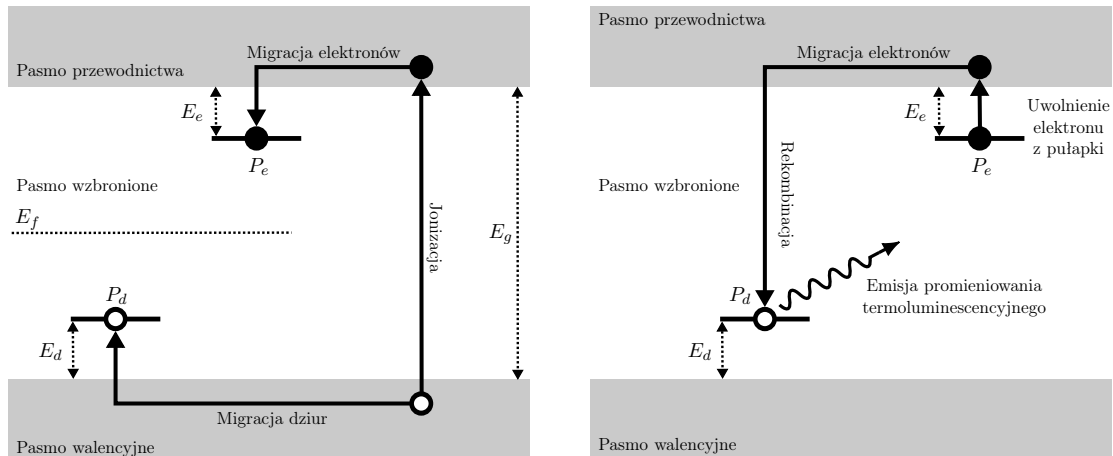
pasmo przewodnictwa – jest to zakres energii, jaką mają elektrony walencyjne uwolnione z atomu, będące wówczas nośnikami swobodnymi w ciele stałym. Zarówno elektro-

ny w paśmie przewodnictwa, jak i stany nieobsadzone, czyli dziury, pozostałe w paśmie walencyjnym, mogą brać udział w przewodnictwie elektrycznym. W idealnym kryształ w temperaturze zera bezwzględne pasmo to jest puste.

pasmo wzbronione – jest to przerwa energetyczna, E_g , pomiędzy najmniejszą dozwoloną energią pasma przewodnictwa a największym dozwolonym poziomem energetycznym pasma walencyjnego.

Różnica między dielektrykami a półprzewodnikami jest umowna i dotyczy wartości szerokości energetycznej, E_g , pasma wzbronionego [Kittel, 2005]. Ciała stałe o szerokości przerwy energetycznej większej niż $3 eV$ przyjęło się zaliczać do dielektryków. Przykładem może być tu fluorek litu, dla którego $E_g = 13,6 eV$. Gdy przerwa energetyczna jest mniejsza od $3 eV$ ale większa niż $0 eV$ to ciała takie nazywamy półprzewodnikami. Półprzewodnikami powszechnie wykorzystywanymi w przemyśle elektronicznym są krzem i german, dla których E_g wynosi odpowiednio $1,11 eV$ i $0,66 eV$. Gdy pasmo walencyjne nakłada się na pasmo przewodnictwa, tj. gdy $E_g \approx 0 eV$, wówczas mamy do czynienia z przewodnikami.

W rzeczywistym kryształe występują zazwyczaj defekty sieci, a w samej sieci krystalicznej mogą występować domieszki innych pierwiastków celowo tam wprowadzonych, bądź jako zanieczyszczenia. Zarówno defekty sieci jak i domieszki wprowadzają dodatkowe dozwolone poziomy energetyczne w paśmie wzbronionym. W najprostszym modelu wyróżnia się dwa dodatkowe rodzaje poziomów: jeden znajdujący się poniżej najmniejszej dozwolonej energii pasma przewodnictwa, tak zwana pułapka elektronowa, P_e , oraz drugi powyżej największej dozwolonej energii pasma walencyjnego, tak zwana pułapka dziurowa, P_d . Położenie dodatkowych poziomów energetycznych pokazano na rysunku 2.1. W najprostszym modelu pułapka dziurowa stanowi jednocześnie centrum luminescencji ponieważ nadmiar energii elektronu przechodzącego do niej z pasma przewodnictwa może być zamieniony na kwant światła.



(a) Generacja pary elektron-dziura pod wpływem absorpcji promieniowania jonizującego.

(b) Uwolnienie elektronu z pułapki oraz jego rekombinacja wraz z generowaniem promieniowania termoluminescencyjnego.

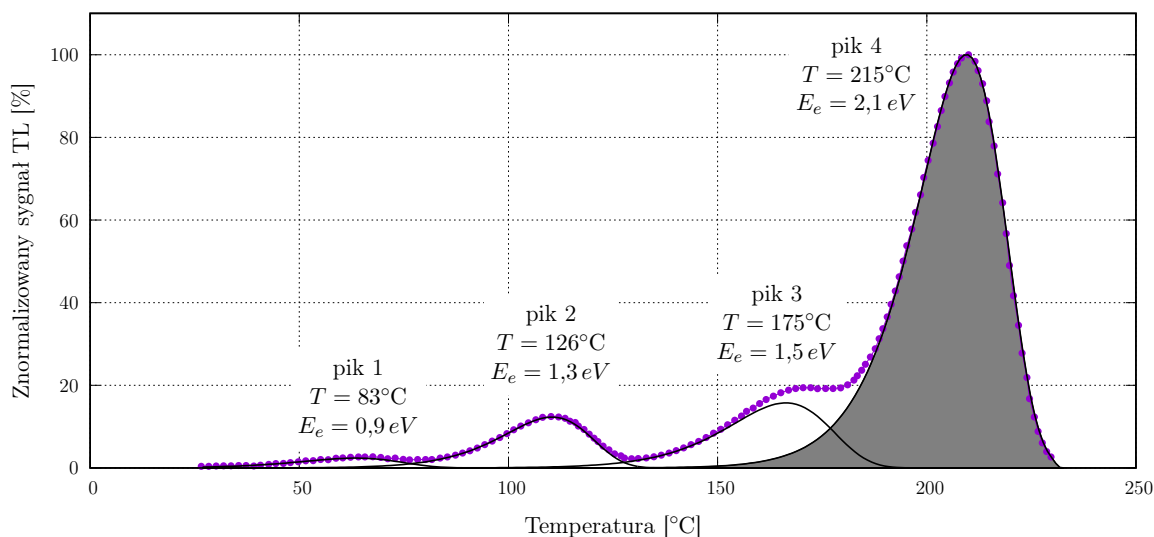
Rys. 2.1: Zjawisko termoluminescencji w oparciu o model pasmowej struktury energetycznej dielektryka. Oznaczenia na rysunkach: E_f - energia Fermiego, E_e - głębokość pułapki elektronowej, E_d - głębokość pułapki dziurowej, E_g - szerokość pasma wzbronionego. Wykres przygotowany na podstawie [Niewiadomski, 1991].

Aby elektron mógł przejść z pasma walencyjnego do pułapki elektronowej należy dostarczyć mu energii nie mniejszej niż szerokość przerwy energetycznej E_g , z wykorzystaniem na przykład promieniowania jonizującego. Część elektronów uwolnionych tym sposobem, migrując w paśmie przewodnictwa, może spaść do pułapek elektronowych. Powstałe dziury

w paśmie walencyjnym również migrują i mogą zostać przechwycone w pułapce dziurowej. Proces ten pokazany został na rysunku 2.1a. Liczba zapełnionych pułapek zarówno dziurowych jak i elektronowych jest do pewnego zakresu proporcjonalna do zaabsorbowanej energii.

Proces uwolnienia elektronów polega na dostarczeniu im energii nie mniejszej niż energia pułapki elektronowej E_e , tak jak pokazano to na rysunku 2.1b. Dla materiałów termoluminescencyjnych używanych w dozymetrii wartość ta jest większa niż średnia energia promieniowania cieplnego danego materiału w temperaturze pokojowej. Uwolnione elektrony rekombinują z dodatnimi ładunkami w pułapkach dziurowych emitując nadmiar energii w postaci promieniowania elektromagnetycznego, którego długość przypada w paśmie widzialnym i (lub) ultrafioletu. Istnieją również konkurencyjne mechanizmy odzbudzenia kryształu. Elektron może zrekombinować z dziurą bez emisji kwantu światła lub może nastąpić powrót do pułapki elektronowej. Zjawiska tego typu prowadzą zawsze do spadku wydajności termoluminescencji [Niewiadomski, 1991].

Zależność emisji światła TL od temperatury w trakcie wygrzewania detektora, zwana krzywą termoluminescencji, jest własnością charakterystyczną każdego materiału TL. Przykład rzeczywistej krzywej TL dla materiału LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) pokazany jest na rysunku 2.2. Zaabsorbowana przez materiał TL dawka promieniowania jest w pewnych warunkach proporcjonalna do parametrów krzywej TL, na przykład całki pod krzywą bądź amplitudy głównego piku dozymetrycznego.



Rys. 2.2: Krzywa termoluminescencji detektora pastylkowego typu LiF:Mg,Cu,P (MCP-N), napromienionego dawką 5 mGy promieniowania gamma ze źródła ^{137}Cs . Detektor odczytano na czytniku Riso TL/OSL-DA-20 z szybkością narastania temperatury 2 °C/s . Wykres zaadaptowany z [Gieszczyk, 2013].

2.3. Parametry charakteryzujące dozymetryczne i fizyczne własności materiałów termoluminescencyjnych

W dozymetrii stosuje się szereg parametrów charakteryzujących własności fizyczne i dozymetryczne detektorów termoluminescencyjnych [Budzanowski, 2001].

2.3.1. Efektywna liczba atomowa

Efektywna liczba atomowa, Z_{eff} , materiału termoluminescencyjnego używana jest w dozymetrii do określenia jego tkankopodobności i opisana może być

wzorem [Furetta i Weng, 1998]:

$$Z_{eff} = \left(\sum_{i=1}^n p_i Z_i^x \right)^{1/x} . \quad (2.1)$$

Z_{eff} zależy od względnego udziału poszczególnych pierwiastków, p_i , o liczbie atomowej Z_i wchodzących w skład materiału TL, natomiast nie zależy praktycznie od konfiguracji kryształu. W obliczeniach stosuje się zwykle wartość współczynnika $x = 3,6$ [Furetta i Weng, 1998]. Przykładowo dla materiału termoluminescencyjnego LiF:Mg,Cu,P (MCP) efektywna liczba atomowa wynosi $Z_{eff} = 8,3$. Materiał ten uznawany jest za tkankopodobny, gdyż jego efektywna liczba atomowa jest zbliżona do wody, dla której $Z_{eff} = 7,74$.

2.3.2. Stosunek ekwiwalentu wody

Ze względu na różnice oddziaływania wiązki jonowej z ośrodkami o różnym składzie atomowym, wprowadza się parametr określający stratę energii wiązki w wodzie i materiale detektora. Grubość ekwiwalentu wody, WET (ang. *Water-Equivalent Thickness*), jest to taka grubość warstwy t_w wody, wyrażona w jednostkach g/cm^2 , która powoduje stratę energii promieniowania taką samą jak strata energii w danym materiale o zadanej grubości t_m [IAEA, 2000]. Wartość WET dla danego materiału zależy silnie od energii i jakości promieniowania [Palman i Verhaegen, 1997], stąd w zastosowaniach klinicznych określa się bezwymiarowy parametr stosunku ekwiwalentu wody, WER (ang. *Water-Equivalent Ratio*), definiowany jako [Zhang i in., 2010]:

$$WER = \frac{t_w}{t_m} . \quad (2.2)$$

Dla wiązki protonów i lekkich materiałów parametr WER jest w przybliżeniu stały dla energii stosowanych w radioterapii [Akbari i in., 2014] i jest drugim, obok efektywnej liczby atomowej, parametrem określającym tkanokopodobność materiałów.

2.3.3. Tło własne detektora TL

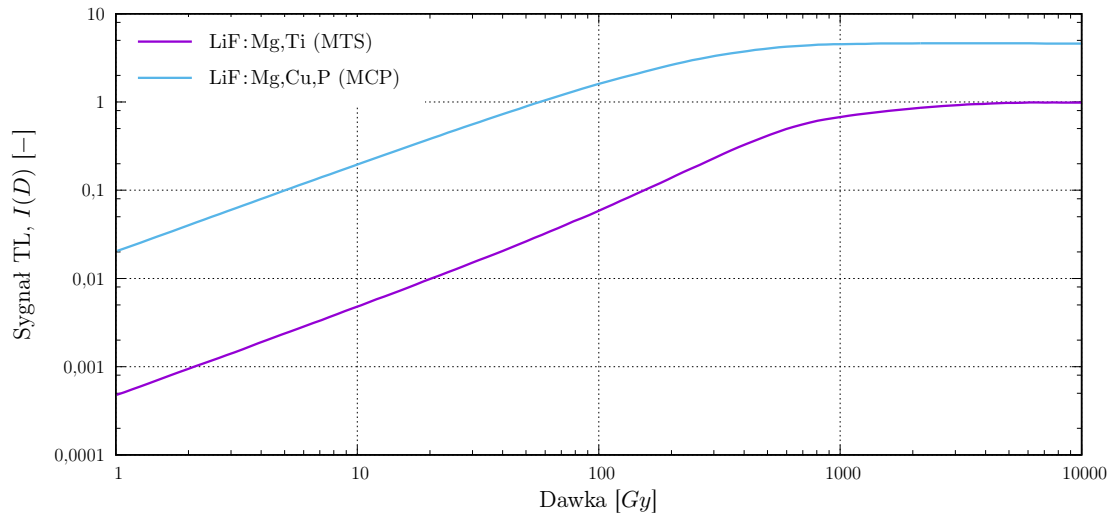
Jest to wartość sygnału nienapromienionego ale odpowiednio przygotowanego do pomiaru detektora, wyrażona w jednostkach dawki Gy . Wartość tła własnego może być różna dla różnych detektorów tego samego typu. Ponadto zależy ona od parametrów aparatury odczytującej.

2.3.4. Poziom oznaczalności dawki

Parametr ten, wyrażony w jednostkach dawki Gy , określa najmniejszą dawkę jaka może być zmierzona przez detektor. Określany jest on zazwyczaj na poziomie trzykrotnej wartości odchylenia standardowego tła własnego detektora, czyli odchylenia standardowego sygnału nienapromienionego lecz odpowiednio przygotowanego detektora. Poziom oznaczalności dawki ma znaczenie przy zastosowaniu detektorów TL do pomiarów małych dawek.

2.3.5. Odpowiedź dawkowa

Sygnał TL nie jest proporcjonalny do zaabsorbowanej dawki w całym zakresie mierzonych dawek. Przykładowo dla materiałów TL na bazie fluorku litu, takich jak: LiF:Mg,Cu,P i LiF:Mg,Ti, odpowiedź jest liniowa jedynie do kilku Gy . Dla wyższych dawek obserwowana jest nadliniowość bądź podliniowość odpowiedzi aż do wysycenia sygnału detektora dla bardzo wysokich dawek rzędu kGy [Bilski i in., 2007]. Przykłady zależności sygnału od dawki dla detektorów typu LiF:Mg,Cu,P oraz LiF:Mg,Ti pokazano na rysunku 2.3 [Olko, 2002]. Sygnał $I(D)$ został tu zdefiniowany jako całka pod głównym pikiem dozymetrycznym.



Rys. 2.3: Odpowiedź detektorów LiF:Mg,Cu,P (MCP) oraz LiF:Mg,Ti (MTS) na dawkę promieniowania gamma od źródła ^{137}Cs . Sygnał $I(D)$ oznacza całość pod głównym pikiem dozymetrycznym. Wykres zaadaptowany z [Olko, 2002].

Podliniowość odpowiedzi dawkowej detektora LiF:Mg,Cu,P można opisać następującą zależnością:

$$I(D) = N \cdot \left(1 - e^{-\frac{D}{D_0}}\right) \quad , \quad (2.3)$$

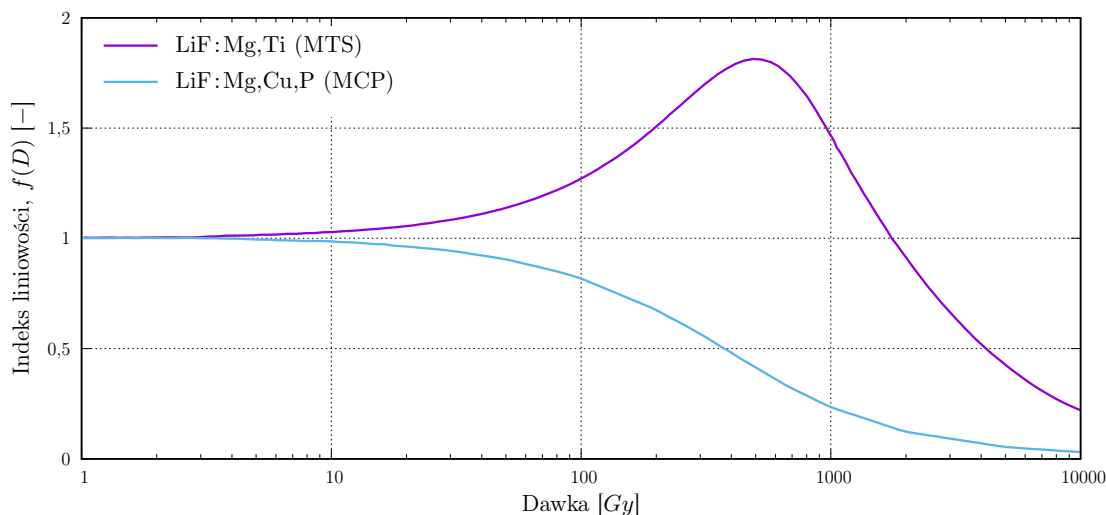
gdzie D_0 jest dawką charakterystyczną, określającą poziom dawki, przy którym sygnał osiąga 63% nasycenia, a N jest normalizacją [Waligórski i in., 1993]. Przy założeniu, że odpowiedź detektora jest liniowa dla małych dawek, współczynnik N można dobrać tak, że $I(D_l) = 1$, gdzie D_l jest dawką z zakresu liniowości.

2.3.6. Indeks liniowości

Liniowość odpowiedzi dawkowej można wyrazić przez indeks liniowości, w którym odpowiedź detektora normalizowana jest do jego odpowiedzi na dawkę w obszarze odpowiedzi liniowej detektora [Olko, 2002]:

$$f(D) = \frac{I(D)/D}{I(D_l)/D_l} \quad , \quad (2.4)$$

gdzie $I(D)$ i $I(D_l)$ są odczytanymi sygnałami detektora po napromienieniu go dawkami odpowiednio D i D_l , przy czym dawka D_l dobrana jest z liniowego zakresu odpowiedzi detektora. Przy tak przyjętej definicji $f(D) = 1$ oznacza liniową odpowiedź na dawkę, $f(D) > 1$ nadliniową, a $f(D) < 1$ podliniową. Przykład indeksu liniowości dla dwóch popularnych materiałów TL, obliczonego na podstawie danych z wykresu 2.3 przedstawiony jest na rysunku 2.4.



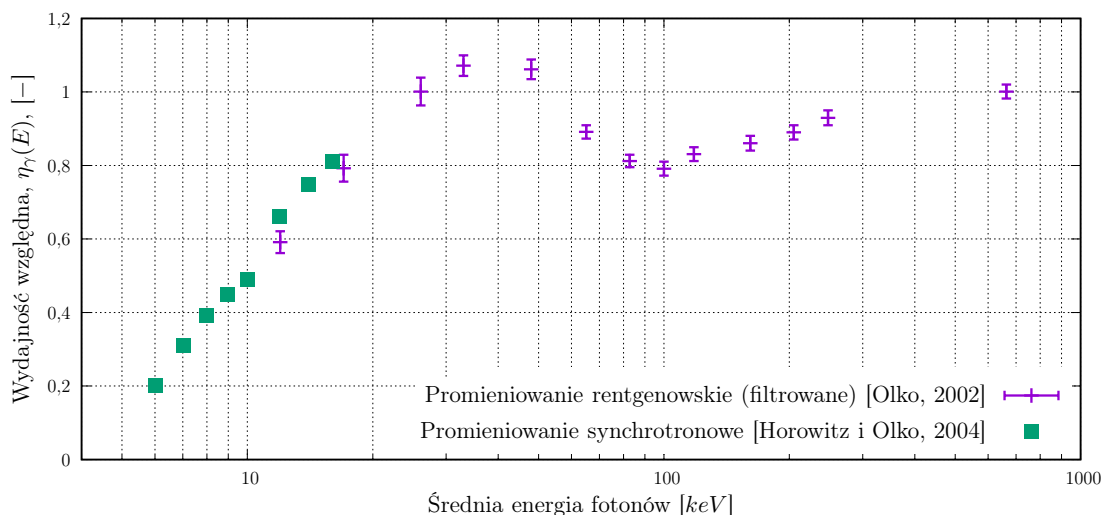
Rys. 2.4: Indeks liniowości głównych pików dozymetrycznych dla LiF:Mg,Cu,P (MCP) oraz dla LiF:Mg,Ti (MTS). Wykres zaadaptowany z [Olko, 2002].

2.3.7. Względna wydajność termoluminescencji

Względna wydajność termoluminescencji, $\eta(E)$, określa jak zmienia się odpowiedź detektora, I_{typ} , po zaabsorbowaniu dawki D od danego typu promieniowania, w stosunku do sygnału, I_{ref} , detektora napromienionego tą samą dawką promieniowania referencyjnego, którym często jest promieniowanie ze źródeł ^{60}Co lub ^{137}Cs . Można to zapisać wzorem [Olko, 2004]:

$$\eta_{typ}(E) = \frac{I_{typ}/D}{I_{ref}/D}, \quad (2.5)$$

Na rysunku 2.5 pokazano przykład zmierzonej względnej wydajności termoluminescencji dla promieniowania fotonowego względem promieniowania ^{137}Cs .



Rys. 2.5: Względna wydajność termoluminescencji detektora pastylkowego typu LiF:Mg,Cu,P (MCP) zmierzona dla niskoenergetycznych fotonów pochodzących z synchrotronu oraz dla filtrowanego promieniowania rentgenowskiego, znormalizowana do odpowiedzi na promieniowanie źródła ^{137}Cs [Horowitz i Olko, 2004; Olko, 2002].

2.3.8. Zmiana czułości detektora TL

Jedną z zalet detektorów termoluminescencyjnych jest możliwość wielokrotnego ich użycia. Podczas wielokrotnego przygotowywania detektora, napromieniania i odczytu może być obserwowana zmiana czułości detektora, na ogół jej zmniejszenie [Niewiadomski, 1991]. Dla detektorów na bazie fluoru litu spowodowana jest ona głównie uszkodzeniami radiacyjnymi sieci krystalicznej [Jain i in., 2001] oraz ciemnieniem powierzchni detektora powodującym pochłanianie światła TL generowanego wewnątrz kryształu [Kłosowski i in., 2010]. Parametr ten można wyrazić jako procentowe zmniejszenie sygnału po zadanej liczbie cykli wygrzewanie-napromienianie-odczyt w stosunku do sygnału detektora użytego po raz pierwszy. Strata czułości zależy od dawki jaką napromieniony był detektor oraz od procedury jego wygrzewania [Bilski i in., 2008, 2007; Sądel i in., 2015a].

2.3.9. Strata sygnału pomiędzy napromienieniem i odczytem

Parametr opisujący zanik sygnału w czasie, zwany fadingiem (ang. *fade* - zniknąć, gasnąć), to procentowa wartość straty sygnału po znanym okresie między napromienieniem i odczytem, w stosunku do detektora odczytanego bezpośrednio po napromienieniu [Niewiadomski, 1991]. Zanik sygnału spowodowany jest niepożądanym wzbudzeniem elektronów uwięzionych w pułapkach do pasma przewodnictwa i ich późniejszą rekombinacją. Proces ten może zachodzić pod wpływem temperatury otoczenia lub działania światła. Na szybkość zaniku sygnału ma wpływ głównie procedura wygrzewania oraz odczytu detektora. Przykładowo, zanik sygnału dla detektorów pastylkowych typu MTS wynosi od 4 – 5% rocznie [Bilski i in., 2013; Sądel, 2015] do nawet 15 – 20% w okresie sześciu miesięcy [Carinou i in., 2011; Gilvin, 2007], w zależności od procedury pracy z detektorem i warunków w jakich został wyprodukowany. Dla detektorów pastylkowych typu MCP podawane wartości wahają się od 5% [Budzanowski i in., 1996; Gilvin, 2007; Luo, 2008], przez 6 – 7% [Duggan i Kron, 1999; Sądel, 2015] do 9% [Ptaszkiewicz, 2007].

2.4. Etapy pracy z materiałami termoluminescencyjnymi

Uzyskanie odpowiednich wyników w pracy z systemami TL wymaga ścisłego przestrzegania ustalonych procedur postępowania. Poniżej przedstawiono kolejne etapy pracy z detektorami TL LiF:Mg,Cu,P (MCP) produkowanymi w Zakładzie Fizyki Radiacyjnej i Dozymetrii IFJ PAN.

2.4.1. Anilacja przedekspozycyjna

Jest to wstępne przygotowanie detektora przed jego napromienieniem polegające na jego wygrzewaniu w temperaturze, która zapewni opróżnienie pułapek elektronowych w materiale TL. Najczęściej stosowaną procedurą anilacji detektorów typu MCP-N jest wygrzewanie ich w temperaturze 240°C przez 10 *min* [Niewiadomski, 1991].

2.4.2. Napromienianie detektora

Podczas procesu napromieniania detektorów istotna jest informacja na temat źródła promieniowania, jego rodzaju oraz energii. Detektor powinien być tak dobrany, aby zakres dawek jakimi jest naświetlany podczas eksperymentu był w zakresie liniowej odpowiedzi materiału TL. Jeśli jest to niemożliwe wówczas należy w procesie obróbki danych zastosować odpowiednią korekcję na nieliniowość odpowiedzi.

2.4.3. Anilacja poekspozycyjna

Piki termoluminescencyjne pochodzące od płytkich pułapek elektronowych są czułe na fading i są zazwyczaj nieprzydatne w pomiarach dozymetrycznych, gdyż wprowadzają dodatkową niepewność określania dawki. Wygrzewanie to ma więc na celu usunięcie elektronów uwięzionych w tak zwanych płytkich pułapkach, dla których $E_e \leq kT$ dla temperatury rzędu 100°C . Dla detektorów MCP najczęściej stosuje się wygrzewanie w temperaturze 100°C przez 10 min .

2.4.4. Odczyt detektora

Odczytu detektorów dokonuje się w światłoszczelnych warunkach specjalnie w tym celu zaprojektowanych czytnikach TL. Polega on na wygrzewaniu detektora zazwyczaj przy liniowym wzroście temperatury (MCP – $1 - 10^\circ\text{C}/\text{s}$) od temperatury początkowej (MCP – $60 - 100^\circ\text{C}$) do takiej temperatury, aby można było uznać, że cała krzywa termoluminescencyjna została zarejestrowana (MCP – $240 - 250^\circ\text{C}$).

2.4.5. Zastosowanie indywidualnych współczynników czułości

Jak wspomniano w poprzednim podrozdziale sygnał dozymetryczny jest zazwyczaj amplitudą głównego piku dozymetrycznego bądź całką pod krzywą termoluminescencyjną. W pierwszym przybliżeniu dawkę względną określa się dzieląc sygnał otrzymany z detektora przez wartość sygnału referencyjnego I_{ref} .

$$D = \frac{I}{I_{ref}} \quad (2.6)$$

Wartość I_{ref} otrzymuje się przez odczyt detektora napromienionego w tych samych warunkach dawką referencyjną. Istnieje także możliwość wyznaczenia sygnału referencyjnego używając innych detektorów. W tym przypadku należy wziąć pod uwagę różnice w czułości poszczególnych detektorów, określone przez indywidualny współczynnik czułości (ang. *Individual Reference Factor* – IRF). Współczynnik ten wyznaczany jest indywidualnie dla każdego detektora z grupy przez napromienianie całej grupy detektorów jednakową dawką w takich samych warunkach. Współczynnik IRF dla i -tego detektora określony jest wówczas równaniem:

$$IRF_i = \frac{I_i}{\langle I \rangle} \quad , \quad (2.7)$$

gdzie $\langle I \rangle$ jest średnim sygnałem dla grupy detektorów. Równanie 2.6 można wówczas przepisać do postaci:

$$D = \frac{I_i/IRF_i}{I_j^{ref}/IRF_j} \quad (2.8)$$

2.5. Własności wybranych detektorów termoluminescencyjnych

Własności dozymetryczne różnych typów detektorów TL determinują ich zastosowania w pomiarach dawek. W tabeli 2.1 przedstawiono własności trzech materiałów TL wytwarzanych i stosowanych w IFJ PAN. Dwa z nich produkowane są na bazie fluorku litu z odpowiednimi domieszkami, tj. LiF:Mg,Ti (MTS) oraz LiF:Mg,Cu,P (MCP). Bazę trzeciego stanowi siarczan (VI) wapnia aktywowany dysprozem - $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$.

Tab. 2.1: Porównanie podstawowych właściwości dozymetrycznych na podstawie literatury.

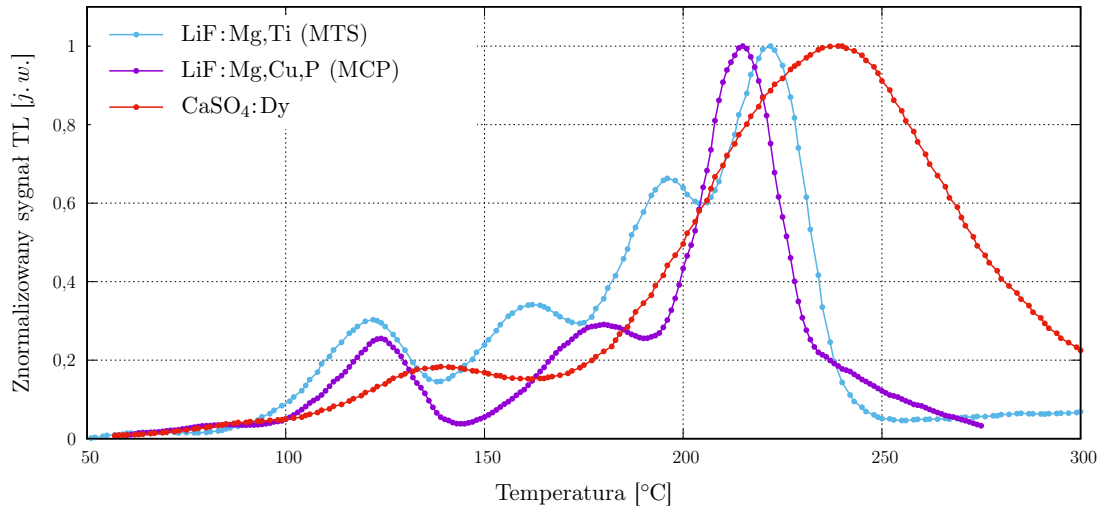
Material TL Parametr	MTS LiF:Mg,Ti	MCP LiF:Mg,Cu,P	CaSO ₄ :Dy
Czułość względna [-]	1	~25	~30
Granica liniowości [Gy]	1-3	~10	~10
Temperatura pików dozymetrycznego [°C]	217	210	230
Stosunek odpowiedzi 30 keV/1,25 MeV	1,3	1,1	12
Z_{eff} [C]	8,3	8,3	15,7
Roczny spadek sygnału (fading) [%]	3-8	5-9	1

Detektory typu MTS w postaci spiekanych pastylek opracowane zostały na początku lat 70. XX wieku przez Niewiadomskiego [Niewiadomski, 1991], wzorując się na otrzymanych w latach 50. detektorach z przypadkowo domieszkowanego fluorku litu [Daniels i in., 1953], dostępnych komercyjnie pod nazwą TLD-100. Pozostaje on dotychczas najpopularniejszym i najlepiej poznanym materiałem TL i często porównuje się do niego inne materiały, zwłaszcza na bazie fluorku litu. Po naświetleniu niskimi dawkami promieniowania gamma krzywa termoluminescencyjna wykazuje on 5 pików z czego dwa ostatnie używane są w dozymetrii. Ponadto przy wyższych dawkach i wyższych *LET* promieniowania pojawiają się dalsze piki wysokotemperaturowe [Schoener i in., 1999]. Ze względu na $Z_{eff} = 8,3$ podobne do tkanki stosuje się go w dozymetrii indywidualnej i środowiskowej.

W latach 70. ubiegłego wieku opracowano także materiał TL typu MCP [Nakajima i in., 1978]. Jego efektywna liczba atomowa jest taka sama jak materiału MTS. Jest on natomiast nawet 30 razy bardziej czuły na promieniowanie gamma przy kilkukrotnie niższym tle własnym [Bilski, 2002], przez co jest powszechnie stosowany w pomiarach małych dawek. Krzywa termoluminescencyjna zawiera pik dozymetryczny w okolicach 210°C. Odpowiedź na dawkę zachowuje charakter liniowy do ok. 10 Gy. Charakterystyczną cechą materiału MCP jest spadek wydajności termoluminescencji w trakcie jego użytkowania. Podczas pierwszych 20 cykli anilacja-napromienianie-odczyt spadek ten może wynosić nawet 20%. Dalsze cykle użytkowania nie powodują już tak dużego spadku wydajności [Niewiadomski, 1991]. Materiał ten jest wytwarzany w IFJPAN od 1988 roku.

W 1971 roku Yamashita opublikował pierwsze dane dotyczące nowego materiału termoluminescencyjnego CaSO₄:Dy [Yamashita i in., 1971]. Charakteryzuje się on szerokim pikiem dozymetrycznym zaczynającym się już przy temperaturze 110°C i maksimum przy ok. 230°C, poprzedzonym dwoma niższymi pikami w okolicach 80°C i 120°C. Przy odpowiedniej anilacji wykazuje bardzo mały fading roczny, a jego czułość jest od 30 do 50 razy wyższa niż materiału MTS, co czyni go dobrym detektorem niskich dawek promieniowania. Wadą jest tu wysoka efektywna liczba atomowa wynosząca $Z_{eff} = 15,7$.

Krzywe termoluminescencyjne wymienionych materiałów pokazane są na rysunku 2.6.



Rys. 2.6: Krzywa termoluminescencyjna trzech przykładowych materiałów TL naświetlonych dawką $D = 1,5 \text{ mGy}$ od źródła ^{137}Cs . Krzywe znormalizowane zostały do amplitudy głównego pików dozymetrycznego.

Detektory w postaci pastylek napromienione zostały dawką $1,5 \text{ mGy}$ promieniowania gamma od źródła ^{137}Cs i odczytane zostały czytnikiem Risø TL/OSL-DA-20. Na wykresie rozróżnić można pięć pików TL dla materiału MTS, z pikiem głównym w temperaturze ok. 220°C , cztery piki dla materiału MCP z pikiem z pikiem głównym w temperaturze ok. 215°C , oraz trzy piki dla materiału CaSO₄:Dy, dla którego szeroki pik główny występuje przy temperaturze ok. 240°C .

Fizyczne aspekty radioterapii jonowej

3.1. Oddziaływanie ciężkich cząstek naładowanych z materią

We współczesnej radioterapii jonowej wykorzystuje się głównie wysokoenergetyczne protony oraz jony węgla o maksymalnych energiach odpowiednio ok. 300 MeV i $450 \text{ MeV}/u$. Energie takie wynikają z zasięgu jonów w wodzie wynoszących ok. 30 cm , a zatem pozwalających na dotarcie do większości nowotworów zlokalizowanych nawet głęboko w ciele pacjenta. W ostatnich latach rozważane jest również użycie innych jonów [Kempe i in., 2007] jak jony helu [Fuchs i in., 2012] bądź tlenu [Kurz i in., 2012].

Ciężkie cząstki naładowane wchodzą w interakcje z ośrodkiem głównie przez oddziaływania elektromagnetyczne bądź jądrowe. Należą do nich zderzenia elastyczne i nieelastyczne zarówno z jądrami, jak i z elektronami ośrodka, oraz generacja promieniowania hamowania (niem. *Bremsstrahlung*). W wyniku każdego takiego oddziaływania może nastąpić zmiana kierunku ruchu cząstki oraz cząstka może stracić część bądź całość energii kinetycznej. Ponadto w wyniku oddziaływań jądrowych może dojść do wyprodukowania szeregu cząstek wtórnych o odmiennych właściwościach spoczynkowych i kinetycznych niż cząstka pierwotna. Dla zakresu energetycznego interesującego z punktu widzenia radioterapii oraz składu atomowego tkanek za straty energii odpowiedzialne są głównie oddziaływania elektromagnetyczne cząstki z elektronami walencyjnymi atomów. W wyniku jonizacji generowane są m. in. elektrony, które mogą posiadać wystarczającą energię do jonizacji kolejnych atomów. Straty energii cząstki o ładunku Z i prędkości względnej $\beta = v/c$ penetrującej ośrodek zbudowany z atomów o liczbie atomowej Z_t , gęstości elektronowej N_e i średnim potencjale jonizacji $\langle I \rangle$, wynikające z oddziaływań z elektronami atomów opisane są formułą Bethe-Blocha [Bethe i in., 1938; Bloch, 1933]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{\langle I^2 \rangle} - 2\beta^2 - 2\frac{C(\beta)}{Z_t} - \delta(\beta) \right], \quad (3.1)$$

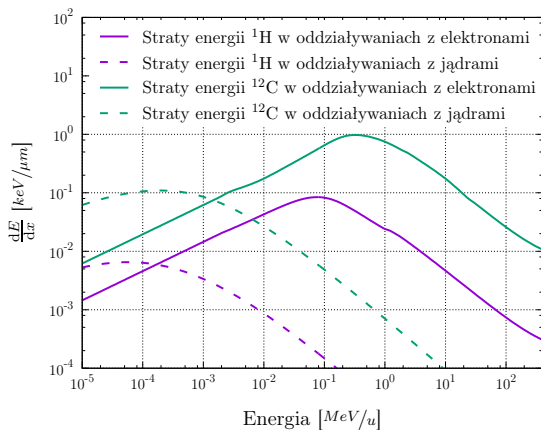
gdzie m_e i r_e są odpowiednio masą spoczynkową i promieniem elektronu, a W_{max} jest maksymalną możliwą stratą energii w pojedynczej kolizji z wolnym elektronem. Zależny od energii współczynnik C wprowadza poprawkę na ekranowanie elektronów powłok wewnętrznych

przez elektrony walencyjne. Pełni on istotną rolę jedynie przy niskich energiach cząstki padającej. Współczynnik δ istotny jest dla bardzo dużych energii rzędu gigaelektronowoltów i opisuje korektę związaną z gęstością ośrodka.

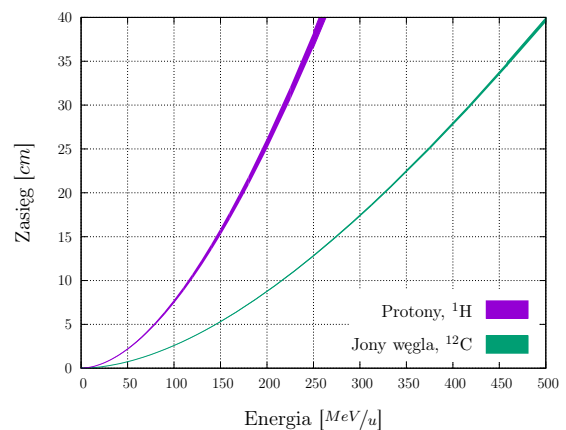
Równanie 3.1 poprawnie opisuje straty energii cząstki wynikające ze zjawiska jonizacji i wzbudzeń atomów ośrodka dla energii cząstek spełniających warunek $v > v_B Z^{2/3}$, gdzie $v_B = c/137$ (przykładowo $E > 2 \text{ MeV}$ dla protonów i $E > 8 \text{ MeV}$ dla jonów węgla) [Horowitz i in., 2001]. Nie uwzględnia jednak zjawiska przechwytywania elektronów przez cząstki o niskich energiach, których prędkości $v \ll v_B Z^{2/3}$ odpowiadają prędkościom porównywalnym z prędkościami elektronów ośrodka ($\sim 0,008c$). Straty energii bardzo powolnych cząstek lepiej opisuje teoria Lindhard-Scharff-Schiotta [Lindhard i Scharff, 1961; Lindhard i in., 1963], z której wynika, że straty energii cząstek są liniową funkcją ich prędkości. W zakresach energii pośrednich stosuje się interpolację tych dwóch teorii.

Cząstki obdarzone ładunkiem mogą oddziaływać również z jądrami atomów ośrodka przez zderzenia elastyczne i nieelastyczne. Zderzenia nieelastyczne prowadzą do utworzenia wzbudzonego jądra złożonego, a następnie emisji wtórnych jonów, neutronów i kwantów gamma. Cząstki wtórne mogą być emitowane pod dużymi kątami względem toru cząstki pierwotnej prowadząc do rozproszenia wiązki. Pomimo, że straty energii cząstki przy oddziaływaniu nieelastycznym z jądrem tarczy mogą sięgać kilku MeV , to dla protonów odgrywają rolę dopiero przy energiach powyżej $\sim 100 \text{ MeV}$. Względne prawdopodobieństwo reakcji nieelastycznej z jądrem atomowym protonu o energii 25 MeV wynosi jedynie 1%, wzrastając do ok. 25% dla energii 250 MeV [Bortfeld, 1997]. Większe znaczenie oddziaływania nieelastyczne odgrywają dla cząstek cięższych niż $Z = 2$. Cząstki wtórne emitowane przez jądro wzbudzone mogą mieć prędkości porównywalne do cząstki pierwotnej i obdarzone są zazwyczaj mniejszym ładunkiem, co prowadzi do często znacznie większego zasięgu takich cząstek w porównaniu do cząstki pierwotnej.

Oddziaływania elastyczne jonów z jądrami ośrodka prowadzą do zmiany kierunku ruchu cząstki. Ponieważ masy obiektów uczestniczących w takim zderzeniu są tego samego rzędu to straty energii są względnie duże. Przykładowo dla protonów o energii 1 MeV rozproszonych na jądrze węgla maksymalna strata energii wynosi w przybliżeniu 90 keV [Breuer i Smit, 2000]. Prawdopodobieństwo takiego oddziaływania jest jednak bardzo małe, rzędu 0,1%, i może być pominięte dla energii jonów powyżej 1 MeV/u . Na rysunku 3.1 pokazano straty energii protonów i jonów węgla w wodzie z podziałem na straty wynikające z oddziaływań z elektronami i jądrami ośrodka.



Rys. 3.1: Straty energii protonów i jonów węgla w oddziaływaniach z elektronami i z jądrami ośrodka. Wartości obliczone w oprogramowaniu SRIM.



Rys. 3.2: Średni zasięg protonów i jonów węgla w wodzie w zależności od energii początkowej jonów. Wartości obliczone w oprogramowaniu SRIM.

Na proces hamowania cząstki naładowanej składa się bardzo wiele aktów jej oddziaływania z atomami ośrodka, przez który przechodzi. Dla jonów o energiach powyżej 10 MeV wypadkowy kąt tych rozproszeń jest jednak na tyle mały, że można przyjąć, że tor cząstki naładowanej jest linią prostą. Ponieważ średnia strata energii, dE/dx , na jednostkę drogi opisuje szybkość spowalniania cząstki to całka z jej odwrotności pozwala obliczyć średni zasięg cząstki, R , w którym cząstka osiągnęła energię termiczną, $E_t \approx 10 \text{ eV}$:

$$R = \int_{E_f}^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad , \quad (3.2)$$

gdzie E_0 i E_f są początkową i końcową energią cząstki.

Wartości średniego zasięgu jonów w różnych ośrodkach zostały ujęte w tabelach raportu ICRU 73 [ICRU, 2005]. Przydatną formułę pozwalającą z dobrym przybliżeniem oszacować średni zasięg protonów w wodzie podał Bortfeld [Bortfeld, 1997]:

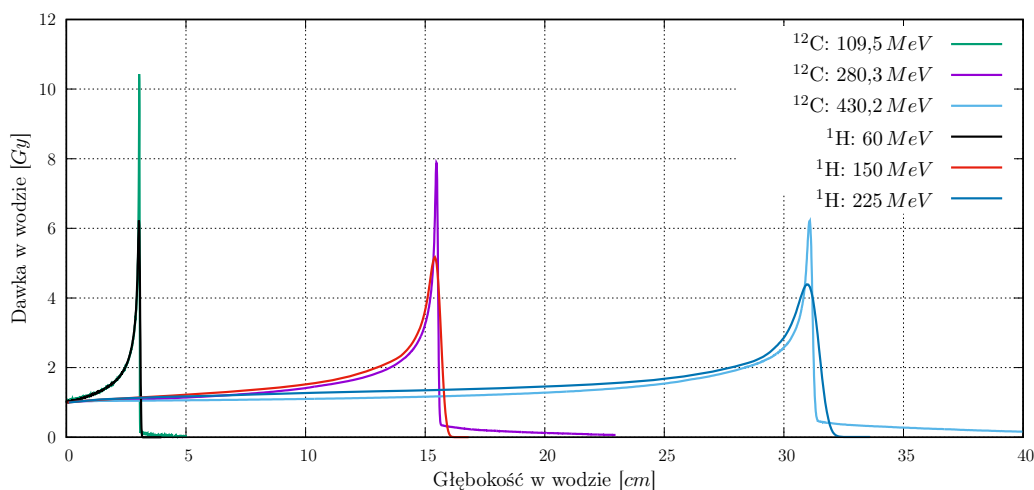
$$R = 0,0022 \cdot E^{1,77} \quad . \quad (3.3)$$

Obliczone w oprogramowaniu SRIM [Ziegler i in., 2010] wartości średnich zasięgów protonów i jonów węgla w wodzie pokazane zostały na rysunku 3.2.

Dawka pochłonięta, D , jest całkowitą energią dostarczoną do medium o jednostkowej masie przez promieniowanie jonizujące. Jednostką dawki pochłoniętej jest $1 [J/kg] = 1 [Gy]$ (pol. *grej*, ang. *Gray*). Dawka, D , dostarczona przez fluencję cząstek Φ o energii E w danej objętości ośrodka o gęstości ρ , zakładając równowagę elektronową w tym ośrodku, może być powiązana ze średnią stratą energii jonów, dE/dx , wzorem:

$$D = \frac{\Phi}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad . \quad (3.4)$$

Jak pokazano na rysunku 3.1 straty energii w oddziaływaniach z elektronami ośrodka rosną wraz ze spowolnieniem jonu do energii ok. $0,1 - 0,3 \text{ MeV/u}$. Zależność średniej gęstości jonizacji (dawki) w funkcji głębokości penetracji jonu, uwzględniający stochastyczny charakter oddziaływania w danym ośrodku oraz produkcję cząstek wtórnych, nazywany jest krzywą Bragga [Bragg i Kleeman, 1905; Brown i Suit, 2004]. Na rysunku 3.3 pokazano przykładowe krzywe Bragga dla wiązki protonów i jonów węgla o energiach interesujących w zastosowaniach klinicznych. W obszarze dystalnym krzywych dla jonów węgla zaobserwować można niezerowe wartości dawki, wynikające z fragmentacji jąder ośrodka i produkcji jonów wtórnych.

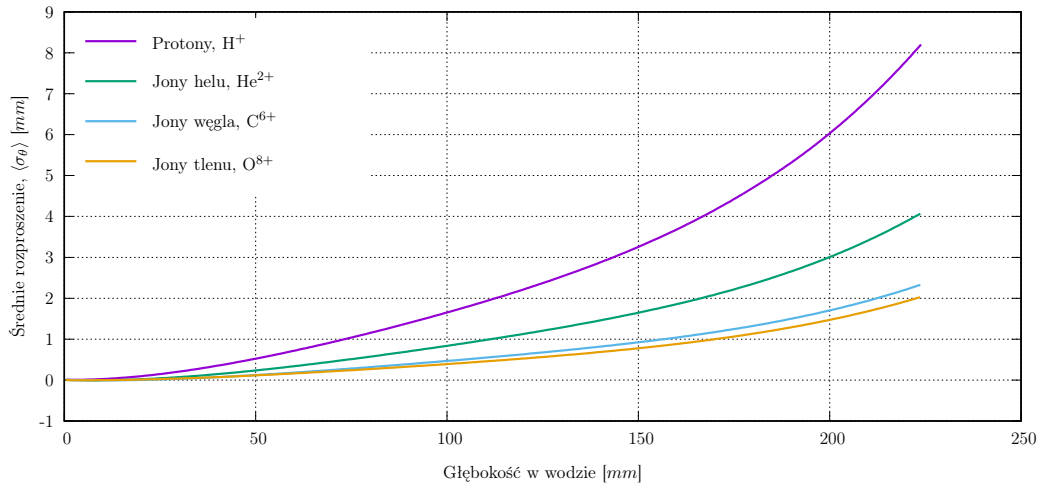


Rys. 3.3: Krzywe Bragga dla wiązki protonowej i węglowej dla energii odpowiadających zasięgom w wodzie 3 cm , $15,5 \text{ cm}$ oraz $31,3 \text{ cm}$. Krzywe pochodzą z symulacji Monte Carlo wykonanej przez autora pracy w oprogramowaniu FLUKA [Ferrari i in., 2011] i zostały znormalizowane do dawki wlotowej.

Rozkład przestrzenny dawki prostopadły do osi wiązki związany jest głównie ze strukturą energetyczno-przestrzenną wiązki i jej rozproszeniem na skutek oddziaływań sprężystych z jądrami atomów. Wielokrotne oddziaływania tego typu skutkują poszerzeniem poprzecznym wiązki pierwotnej, tak że rozkład kątów rozproszenia ma w przybliżeniu kształt krzywej Gaussa z odchyleniem σ_θ . Pomimo, że przybliżenie to nie uwzględnia stosunkowo rzadkich rozprożeń pod większymi kątami jest wystarczające dla potrzeb radioterapii [Paganetti, 2012]. Teoria rozprożeń cząstek naładowanych rozwijana była w latach czterdziestych przez Moliere [Breuer i Smit, 2000; Molière, 1947, 1948]. Półempiryczną formułę bazującą na jego teoriach, pozwalającą z dobrym przybliżeniem obliczyć parametr σ_θ rozkładu kąтового rozprożeń cząstki o ładunku Z podał Highland [Highland, 1975] (z późniejszymi zmianami [Gottschalk i in., 1993]):

$$\sigma_\theta = Z \cdot \frac{14,1 \text{ MeV}}{pv} \sqrt{\frac{d}{L_R}} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} \left(\frac{d}{L_R} \right) \right] , \quad (3.5)$$

gdzie d jest grubością absorbera, L_R jest długością radiacyjną charakterystyczną dla materiału absorbera, a pv (iloczyn pędu i prędkości cząstki) jest współczynnikiem kinetycznym. Jedyną zmienną jest tu grubość d , a zatem równanie to odnosi się do absorbera dostatecznie cienkiego, takiego aby współczynnik kinetyczny nie zmienił się znacząco. Modyfikację tego równania rozszerzającą jego zastosowanie do dowolnie grubych warstw podał Gottschalk [Gottschalk i in., 1993]. Zależność parametru rozproszenia od głębokości w wodzie dla różnych jonów o energiach odpowiadających średnim zasięgom w wodzie 23 cm pokazana została na rysunku 3.4. Przykładowo, średni kąt rozproszenia wiązki protonów w wodzie na głębokości 20 cm jest ok. czterokrotnie większy niż wiązki jonów węgla o identycznym zasięgu.



Rys. 3.4: Średnie rozproszenie w kierunku lateralnym w zależności od głębokości w wodzie dla różnych jonów. Wykres zaadaptowany z [Parodi, 1975].

3.2. Metody przyspieszania, formowania i dostarczania wiązki jonowej

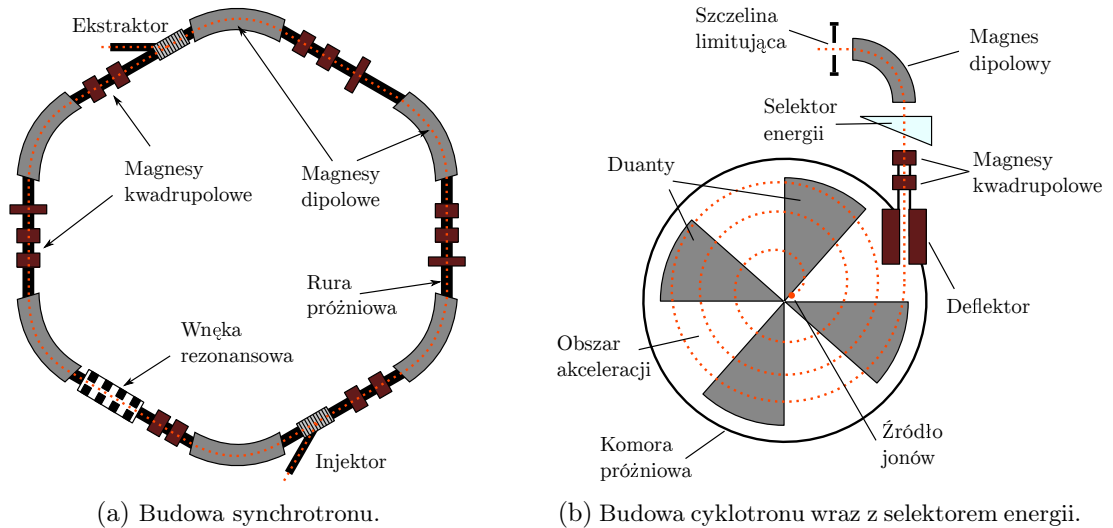
Do lat 90. XX wieku, ze względu na skomplikowaną aparaturę potrzebną do przyspieszania i formowania wiązki protonowej radioterapia jonowa prowadzona była w ośrodkach naukowych wyposażonych w akceleratory cząstek, dzieląc czas wiązki z eksperymentami fizycznymi. Czołowymi ośrodkami, w których rozwijały się techniki radioterapii protonowej były w tamtym czasie: Laboratorium Lawrence przy Uniwersytecie California [Pirruccello i Tobias, 1980], Uniwersytet Uppsala w Szwecji [Larsson, 1962], Uniwersytet Harvarda

w Massachusetts [Williams, 2004] oraz Instytut Paula Scherrera w Szwajcarii [Pedroni i in., 1995]. Pierwszym ośrodkiem dedykowanym jedynie dla celów radioterapii protonowej był Uniwersytet Medyczny Loma Linda w Kalifornii wyposażony w synchrotron przyspieszający wiązkę protonów do energii 250 MeV [Coutrakon i in., 1994; Slater i in., 1988]. W tym czasie również wiele firm rozpoczęło prace nad opracowaniem komercyjnie dostępnych rozwiązań akceleracji i dostarczania wiązki jonów dla celów terapeutycznych [Hitachi; IBA Company; Mevion; Mitsubishi Electric; Siemens; Varian][Rohdziej i in., 2009].

W skład każdego systemu radioterapii jonowej wchodzi kilka podstawowych elementów składowych, takich jak: źródło jonów, akcelerator cząstek wraz z systemem ekstrakcji, linie wiązki oraz system formowania i dostarczania wiązki w obszar nowotworu. Pierwszym elementem każdego systemu akceleracji jest źródło jonów, którego zadaniem jest dostarczyć zjonizowane atomy danego pierwiastka do komory akceleracyjnej. Najczęściej wykorzystywaną konstrukcją są źródła typu PIG (ang. *Penning Ion Gauge*). Urządzenie zaprojektowane przez Penninga [Penning, 1937] do pomiarów parametrów próżni zostało w latach 70. XX wieku zaadoptowane jako źródło jonów [Faircloth, 2011]. W urządzeniu tym wytwarzany jest łuk elektryczny o dużym prądzie jonizując atomy gazu, które następnie wyprowadzane są z komory [Bakewicz i in., 2014]. Tego typu źródło dostarcza protonów między innymi do cyklotronu AIC-144 oraz Proteus-235 w IFJ PAN. Inne powszechnie stosowane źródła jonów, tzw. źródła ECRIS (ang. *Electron Cyclotron Resonance Ion Source*) wykorzystują zjawisko elektronowego rezonansu cyklotronowego [Geller i Jacquot, 1984; Xie, 1998] do jonizacji atomów gazu. Tego typu rozwiązanie stosowane jest w ośrodku terapii jonowej w Heidelbergu [Hill, 1994] będąc źródłem protonów, jonów węgla bądź jonów tlenu.

Najczęściej wykorzystywane obecnie typy akceleratorów cząstek oferowane przez firmy komercyjne to cyklotrony i synchrotrony. Wytwarzają one wiązki protonów lub jonów o energiach odpowiadających takim zasięgom aby możliwe było napromienienie nowotworów zlokalizowanych nawet głęboko w ciele pacjenta. Przyjmuje się, że zasięg jonów wystarczający do prowadzenia radioterapii dowolnie zlokalizowanych nowotworów to ok. 32 cm w wodzie. Odpowiada to energii kinetycznej protonów w przybliżeniu 225 MeV [Berger i in., 2005] lub energii kinetycznej jonów węgla 450 MeV/u . Do radioterapii węglowej stosuje się obecnie wyłącznie synchrotrony natomiast większość ośrodków terapii protonowej pracuje w oparciu o cyklotrony.

Synchrotron składa się z kilku elementów przedstawionych na rysunku 3.5a. Cząstki wprowadzane do akceleratora są już wstępnie przyspieszone, zazwyczaj w przyspieszaczach liniowym. Rozpędzone cząstki krążą w rurze akceleratora zwiększając energię kinetyczną we wnęce rezonansowej podczas każdego okrążenia. Magnesy zakrzywiające utrzymują wiązkę jonów, przy czym indukcja pola magnetycznego zwiększa się synchronicznie z prędkością cząstek. Pomiędzy tymi elementami znajdują się magnesy kwadrupolowe i sekstupolowe skupiające wiązkę i utrzymujące ją w odpowiednim torze. Zaletą wykorzystania synchrotronu jest to, że jony przyspieszane są jedynie do zadanej energii, a wiązka wychodząca z synchrotronu jest monoenergetyczna. Ponadto intensywność wiązki jest praktycznie taka sama niezależnie od zadanej energii. Wadą jest cykliczność przyspieszania i ekstrakcji wiązki rzędu kilku sekund [Kleffner i in., 2009] oraz to, że zmiana energii wymaga rozpoczęcia cyklu przyspieszania od nowa.



Rys. 3.5: Elementy budowy akceleratorów cząstek stosowanych we współczesnej radioterapii jonowej.

Innym powszechnie wykorzystywanym akceleratorem cząstek jest cyklotron. Klasyczna konstrukcja cyklotronu opatentowana została przez Lawrence'a w 1934 roku [Lawrence, 1934]. Cyklotron Lawrence'a składał się z elektromagnesu wytwarzającego dipolowe pole magnetyczne oraz komory próżniowej, w której umieszczono dwie półkolisty elektrody zwane duantami. Źródło protonów umieszczone jest w centrum urządzenia. Jony te, poruszając się po orbitach kołowych w zewnętrznym stałym polu magnetycznym przyspieszane są przez zmienne pole elektryczne o wysokiej częstotliwości wytwarzane pomiędzy duantami. Wraz z każdym obiegiem cząstek zwiększa się ich energia, a co za tym idzie promień orbity. Gdy rozpędzone cząstki dotrą do krawędzi cyklotronu są one odchylane przez deflektor i wyprowadzane na zewnątrz. Ze względu na relatywistyczny przyrost masy cyklotrony o tej konstrukcji mogły przyspieszać protony jedynie do energii ok. 20 MeV (20% prędkości światła) [Breuer i Smit, 2000]. Dlatego w radioterapii protonowej stosuje się tzw. cyklotrony izochroniczne [Strijkmans, 2001]. Modyfikacja pola magnetycznego zakrzywiającego ruch cząstek umożliwia taką zmianę toru cząstek aby zrekompensować relatywistyczny wzrost masy. W rezultacie czas obiegu cząstki po kolejnych orbitach jest identyczny, bez względu na jej prędkość. Cyklotron izochroniczny może posiadać więcej niż jedną parę elektrod przez co cząstki przyspieszane są kilka razy podczas jednego obiegu. Konstrukcję taką, wraz z częścią linii wiązki pokazano na rysunku 3.5b. Zaletą cyklotronu, w odróżnieniu od synchrotronu, jest ciągły charakter wiązki oraz możliwość szybkiej zmiany intensywności. Wadą natomiast jest to, że cyklotron przyspiesza cząstki jedynie do jednej energii.

Dlatego, aby zmniejszyć energię jonów przyspieszanych w cyklotronie stosuje się **układ selektora energii** [Hsi i in., 2009]. Jego działanie opiera się na absorpcji części energii cząstek, które opuściły cyklotron w warstwie materiału umieszczonego w linii wiązki. Wadą takiego rozwiązania jest znaczne zmniejszenie prądu wiązki oraz poszerzenie jej widma energetycznego. Optyka selektora energii wraz z regulowanymi mechanicznymi przesłonami tworzącymi szczelinę (ang. *slits*), jest tak dobrana aby do dalszej części linii wiązki wprowadzona została maksymalna fluencja jonów w wymaganym zakresie energii [Stichelbaut i Jongen, 2014].

System transportu wiązki zbudowany jest z jonowodu w postaci rury próżniowej, wewnątrz której poruszają się jony, oraz szeregu urządzeń utrzymujących wiązkę we właściwym

torze i nadających jej pożądaną kształt [Kukarnikov i in., 1998]. Do zakrzywiania wiązki i kierowania jej do poszczególnych sekcji linii służą magnesy dipolowe. Kształt wiązki modelowany jest przy pomocy magnesów kwadrupolowych. Magnesy takie ustawiane są zazwyczaj parami tworząc tak zwaną soczewkę FODO (ang. *Focus-Drift-Defocus-Drift*). Ponadto w linii wiązki umieszczone są urządzenia do monitorowania jej kształtu oraz intensywności.

System dostarczania wiązki podaje zadaną dawkę w obszar nowotworu. Komercyjnie dostępne są rozwiązania wykorzystujące różne odmiany wiązki nieruchomej lub obrotowe stanowiska gantry. Na stanowisku wyposażonym w nieruchomą linię wiązki niezbędne jest obrócenie pacjenta względem wiązki. Stanowisko gantry wyposażone jest w obrotowe ramię, na którym zamontowane są między innymi magnesy zakrzywiające wiązkę. Konstrukcja taka umożliwia napromieniania nowotworów z różnych kierunków, w wyniku czego pacjent pozostaje nieruchomo podczas całego procesu napromieniania. Niezależnie od rodzaju stanowiska wiązka jonów docierająca do pomieszczenia terapii jest w przybliżeniu monoenergetyczna i ma rozmiary rzędu kilku milimetrów. Aby móc napromieniać duże objętości nowotworów formuje się wiązkę w kierunku poprzecznym jak i podłużnym (głębokościowym).

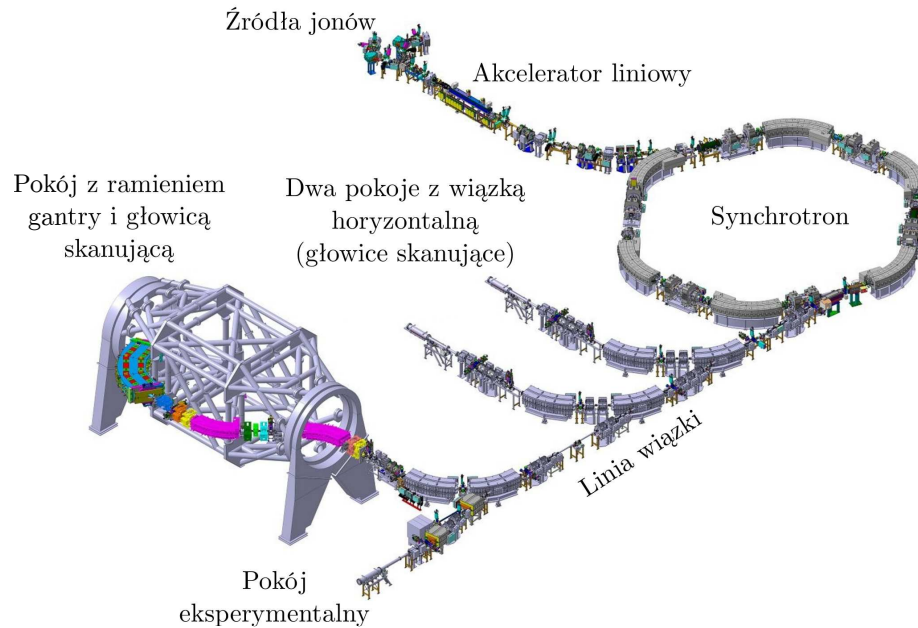
W kierunku podłużnym obszar jednorodnej dawki otrzymywany jest przez superpozycję pojedynczych krzywych Bragga o różnych zasięgach (energiach) i wagach. W efekcie otrzymuje się obszar jednorodnej dawki zwany poszerzonym pikiem Bragga (ang. *Spread-Out Bragg Peak* – SOBP), którego zasięg i rozmiar (zwany głębokością modulacji lub modulacją) zależą od liczby, energii i wag (intensywności) składowych krzywych Bragga. SOBP może być uzyskany poprzez kombinację zmian energii wiązki doprowadzanej z akceleratora do stanowisk terapii, mechaniczne modulatory zasięgu bądź filtry grzebieniowe. Często stosuje się również kombinacje tych technik.

Formowanie wiązki kierunku poprzecznym realizowane jest poprzez rozpraszanie lub skanowanie wiązki. W rozpraszaniu pasywnym folia, wykonana na ogół z pierwiastków ciężkich, np. tantalu, rozprasza wiązkę do zadanego rozmiaru, a jej kształt dostosowywany jest do kształtu zadanego przez kolimator umieszczony na końcu linii wiązki. W terapii coraz częściej stosowane jest skanowanie wiązką ołówkową (ang. *Pencil Beam Scanning* – PBS), w którym pole magnetyczne wytworzone przez dwa ortogonalne magnesy odchyła wiązkę, skanując nią zadany obszar.

3.3. Metody napromieniania wiązkami jonowymi

3.3.1. Ośrodek terapii jonowej HIT w Heidelbergu

Ośrodek terapii jonowej w Heidelbergu w Niemczech (niem. *Heidelberger Ionenstrahl - Therapiezentrum* – HIT) [Haberer i in., 2004] został utworzony na bazie doświadczeń zdobytych podczas trwania pilotażowego projektu ukierunkowanego na terapię jonową prowadzonego w ośrodku badawczym (niem. *Gesellschaft für Schwerionenforschung*) w Darmstadt w Niemczech [Kraft i in., 1991; Schardt, 2005]. Obecnie, od września 2009 roku prowadzone są w nim rutynowe naświetlania pacjentów onkologicznych przy wykorzystaniu skanującej wiązki zarówno protonowej jak i węglowej. Do celów terapeutycznych służą trzy stanowiska. Dwa z nich wyposażone są w wiązkę horyzontalną, a jedno w gantry pozwalające zakrzywić wiązkę ciężkich jonów lub protonów i kierować ją na pacjenta pod dowolnym kątem. Ponadto w ośrodku HIT istnieje stanowisko wyposażone w wiązkę horyzontalną służące jedynie celom eksperymentalnym oraz dla zapewnienia jakości. Rozmieszczenie poszczególnych pokoi oraz linię wiązki pokazano na rysunku 3.6.

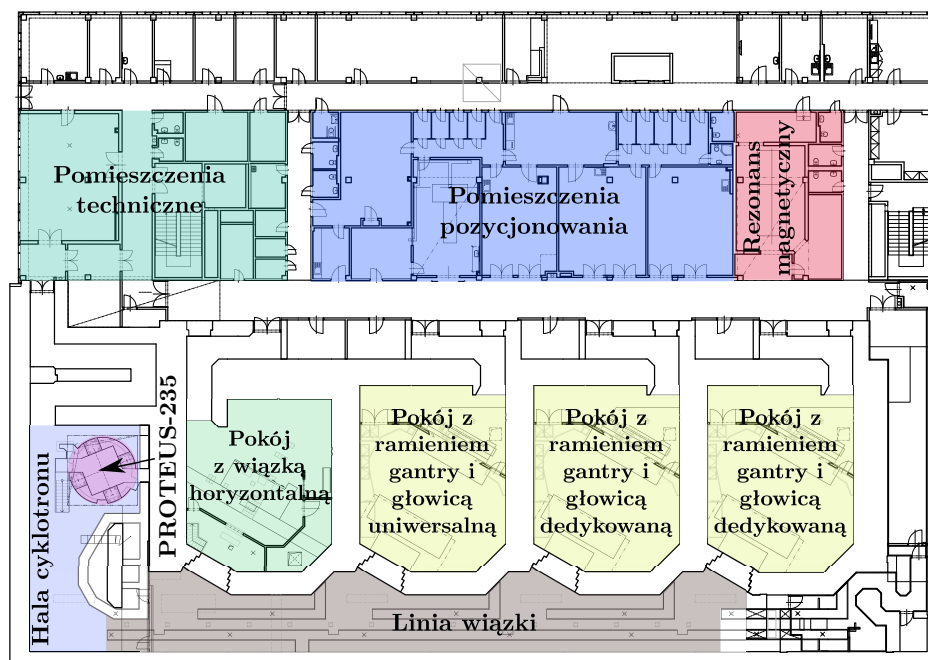


Rys. 3.6: Wizualizacja rozmieszczenia pokoi oraz linii wiązki w ośrodku terapii jonowej HIT w Heidelbergu w Niemczech. Rysunek zaadoptowany z [Kleffner i in., 2009].

Ośrodek wyposażony jest w źródła jonów węgla, jonów tlenu oraz protonów, przy czym do celów terapeutycznych wykorzystywane są obecnie tylko jony węgla i protony. Cząstki te przyspieszane są w synchrotronie, a następnie transportowane linią wiązki do wybranego pokoju terapeutycznego. Energia oraz rozmiar wiązki zmieniają się w cyklach trwających około 10 s. Dostępnych jest 255 energii z przedziału $48 - 221 \text{ MeV}$ dla wiązki protonowej oraz $88 - 430 \text{ MeV/u}$ dla wiązki jonów węgla. Odpowiada to zasięgowi krzywej Bragga w wodzie na głębokości od 20 do 300 mm z krokiem 1 – 2 mm. Dla każdej energii możliwe są cztery rozmiary wiązki ołówkowej w zakresie 8–20 mm i 4–12 mm (rozmiary podane w wartościach FWHM) odpowiednio dla protonów i jonów węgla. Ponadto możliwy jest wybór spośród dziesięciu intensywności wiązki z zakresu $8 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9$ protonów na sekundę oraz $2 \cdot 10^6 - 8 \cdot 10^7$ jonów węgla na sekundę [Kleffner i in., 2009]. Wszystkie cztery pokoje wyposażone są w systemy skanujące wiązkę zarówno protonową jak i węglową. Maksymalne pole skanowania to $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Dodatkowo na wszystkich stanowiskach zainstalowane są wsuwane w linię wiązki filtry do poszerzania krzywej Bragga wiązki węglowej [Weber i Kraft, 1999].

3.3.2. Centrum Terapii Protonowej w Pradze

Centrum Terapii Protonowej (ang. *Proton Therapy Center* – PTC) w Pradze w Czechach jest ośrodkiem medycznym prowadzącym leczenie pacjentów onkologicznych od grudnia 2012 roku. Obecnie dostępne są cztery pokoje terapeutyczne z czego trzy wyposażone są w stanowiska gantry a jedno w wiązkę horyzontalną. Dwa stanowiska gantry wyposażone są w dedykowaną głowicę uniwersalną do prowadzenia naświetlań ołówkową wiązką skanującą. Trzecie stanowisko gantry oraz pokój z wiązką horyzontalną wyposażony jest w głowicę uniwersalną pozwalającą prowadzić naświetlania zarówno wiązką rozproszoną jak i wiązką skanującą. Schemat rozmieszczenia pomieszczeń i elementów linii wiązki przedstawiony jest na rysunku 3.7.



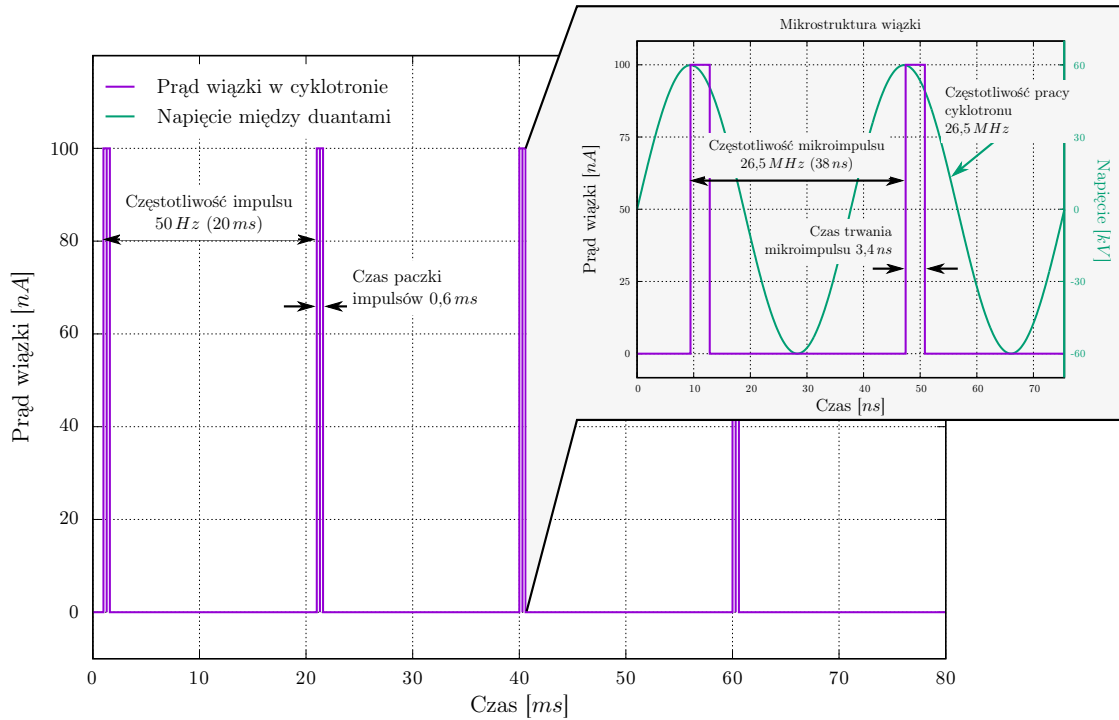
Rys. 3.7: Schemat rozmieszczenia pomieszczeń i linii wiązki w ośrodku terapii protonowej PTC w Pradze. Plan udostępniony dzięki uprzejmości Vladimíra Vondráčka. Opis pomieszczeń dodany został przez autora.

Do przyspieszania protonów służy cyklotron Proteus C-235 zbudowany przez firmę IBA. Rozpędzone protony o wybranej energii z przedziału $100 - 226 \text{ MeV}$ z krokiem co $0,1 \text{ MeV}$ dostarczane są przez system jonowodów do pokoju terapii w postaci cienkiej wiązki ołówkowej o rozmiarach $2,9 - 6,4 \text{ mm}$ dla głowicy dedykowanej oraz $4 - 8 \text{ mm}$ dla głowicy uniwersalnej. Zasięgi protonów o tych energiach w wodzie mieszczą się w granicach od 75 mm do 320 mm . Ponadto, aby zmniejszyć zasięg wykorzystuje się dodatkowy dyskryminator zasięgu pozwalający prowadzić naświetlania nowotworów zlokalizowanych na głębokościach mniejszych niż 75 mm . Pokoje wyposażone w gantry pozwalają na naświetlania pól o rozmiarach do $30 \times 40 \text{ cm}^2$ z dowolnego kąta od 0° do 360° , ustawianego z dokładnością $0,1^\circ$.

3.3.3. Centrum Cyklotronowe Bronowice w IFJ PAN

Wiązka 60 MeV z cyklotronu AIC-144

Stanowisko terapii oka zbudowane zostało przez fizyków, techników i inżynierów z IFJ PAN przy współudziale środków pozyskanych przez Szpital Uniwersytecki w Krakowie [Swakoń i in., 2010]. Napromienianie pierwszego pacjenta miało miejsce 18 lutego 2011 roku. Protonowa wiązka horyzontalna o energii 60 MeV produkowana w zbudowanym w IFJ PAN cyklotronie izochronicznym AIC-144 [Bakewicz i in., 2003] była wykorzystywana do celów terapeutycznych do roku 2015. Maksymalny prąd wiązki wewnętrznej w cyklotronie to ok. $1 \mu\text{A}$, przy czym ze względu na wydajność źródła jest to wiązka impulsowa. Strukturę czasową wiązki pokazano na rysunku 3.8. Prąd wiązki na wyjściu z cyklotronu to ok. 100 nA .

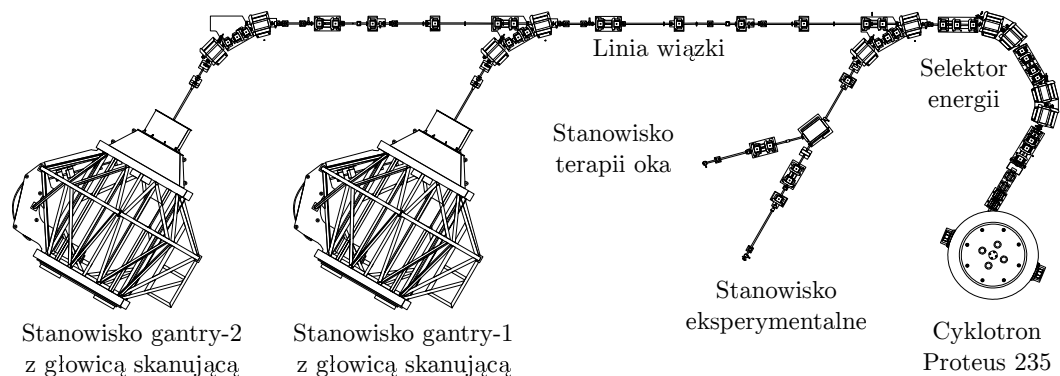


Rys. 3.8: Struktura czasowa wiązki z cyklotronu AIC-144. Wiązka przyspieszana jest w impulsach trwających $0,6\text{ ms}$, pojawiających się z częstotliwością 50 Hz . Każdy impuls posiada mikrostrukturę wynikającą z częstotliwości pracy cyklotronu $26,5\text{ MHz}$.

Jednorodność wiązki zapewniona jest przez tantalową folię rozpraszającą o grubości $25\ \mu\text{m}$ zlokalizowaną ok. 11 m od izocentrum [Swakoń i in., 2010]. Efektywna energia protonów dostarczana do pokoju terapeutycznego przekracza 58 MeV [Sądel i in., 2013]. Wiązka formowana jest przy pomocy szeregu elementów zlokalizowanych na tzw. ławie optycznej w pokoju terapii, takich jak: układ regulacji zasięgu, układ modulacji energii oraz kolimator końcowy. Układ regulacji zasięgu, w postaci obrotowego klina o zmiennej grubości, pozwala dostosować zasięg krzywej Bragga w wodzie w zakresie $0 - 29\text{ mm}$. Układ modulacji energii to koło zbudowane z wielu warstw PMMA o rosnącej grubości i powierzchni. Wiązka przechodząca przez obracający się modulator, przechodzi przez każdą warstwę w czasie proporcjonalnym do rozmiarów kątowych wycinka modulatora. Każda warstwa uczestniczy w powstaniu osobnej krzywej Bragga o określonym zasięgu i intensywności, powodując powstanie SOBP. Końcowym elementem toru wiązki jest mosiężny kolimator, którego maksymalna średnica wynosi 50 mm .

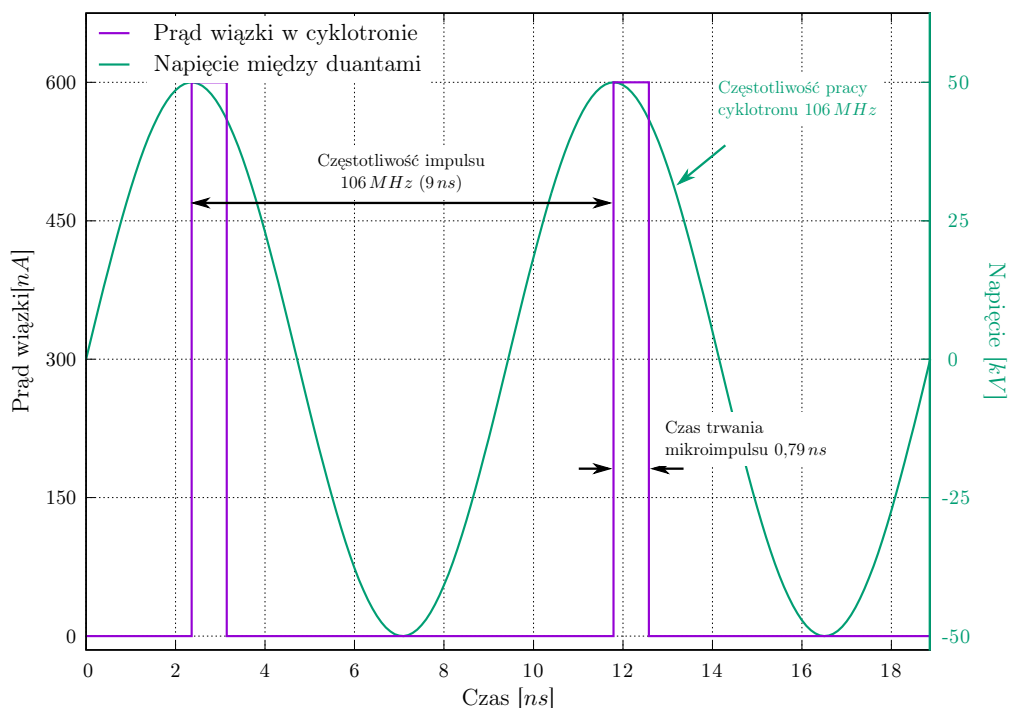
Wiązka skanująca z cyklotronu C-235 w CCB

W Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie w październiku 2015 roku oddano do użytku Centrum Cyklotronowe Bronowice. Ośrodek ten wyposażony jest w dwa stanowiska terapeutyczne gantry z wiązką skanującą, stanowisko do terapii nowotworów gałki ocznej oraz halę eksperymentalną, jak pokazano to na rysunku 3.9.



Rys. 3.9: Schemat budowy Centrum Cyklotronowego Bronowice z zaznaczonymi poszczególnymi elementami akceleracji, linii oraz dostarczania wiązki. Rysunek dzięki uprzejmości mgr inż. Krzysztofa Daniela.

Podobnie jak w ośrodku PTC w Pradze wiązka protonów przyspieszana jest w cyklotronie Proteus-235 do energii ok. 235 MeV . Maksymalny prąd wiązki wyprowadzanej z cyklotronu wynosi ok. 600 nA . Wiązka posiada kwaziciągłą strukturę czasową, wynikającą jedynie z częstotliwości pracy generatora wysokiej częstotliwości cyklotronu wynoszącej 106 MHz , co pokazano to na rysunku 3.10.



Rys. 3.10: Struktura czasowa wiązki z cyklotronu Proteus-235 wynikająca jedynie z częstotliwości pracy 106 MHz .

Wiązka z cyklotronu wyprowadzana jest do układu selektora energii pozwalającego wybrać energię z przedziału $70 - 226\text{ MeV}$, dla których zasięgi krzywych Bragga w wodzie wynoszą od 42 mm do 320 mm . Następnie linią wiązki transportowana jest do jednego ze stanowisk terapeutycznych bądź eksperymentalnych. Dodatkowo, aby uzyskać wiązkę protonów o zasięgu mniejszym niż 42 mm , w poszczególnych pomieszczeniach terapii istnieje możliwość wsunięcia w tor wiązki dyskryminatora zasięgu.

Stanowiska radioterapeutyczne wyposażone są w głowice terapeutyczne (nozzle) umieszczone na obrotowej konstrukcji gantry. Pozwalają one na prowadzenie napromieniania z dowolnego kąta w zakresie $0 - 360^\circ$. W obu urządzeniach gantry zamontowane są dedykowane głowice skanujące pozwalające prowadzić naświetlania w polu $30 \times 40 \text{ cm}^2$ wiązką skanującą o minimalnym rozmiarze $\sigma = 2,7 \text{ mm}$ dla energii 226 MeV . Stanowiska te wyposażone są dodatkowo w system obrazowania rentgenowskiego, system centratorów laserowych oraz stół terapeutyczny pozwalający na ruch w sześciu stopniach swobody z dużą precyzją.

3.4. Metody dozymetrii 2D

Wprowadzenie nowoczesnych technik radioterapii wykorzystujących systemy dynamiczne, ze zmienną w czasie intensywnością i kierunkiem wiązki fotonowej, elektronowej bądź jonowej, dało możliwość precyzyjnego napromieniania skomplikowanych struktur przy zachowaniu dużych gradientów dawek na granicach pola. Spowodowało to jednak, że pomiar punktowy dawki stał się niewystarczający do określenia parametrów dozymetrycznych i geometrycznych napromienianych objętości. Stąd istnieje potrzeba opracowania takich urządzeń, które pozwoliłyby na pomiar rozkładu dawki w dwóch bądź w trzech wymiarach, z rozdzielczością odpowiednią do pomiaru dużych gradientów dawek.

Niezależnie od rozdzielczości przestrzennej urządzenia pomiarowego, metody dozymetrii można podzielić na aktywne i pasywne. Szersze opracowanie oraz porównanie metod, zarówno dozymetrii pasywnej, jak i aktywnej znaleźć można w literaturze [Karger i in., 2010; Mijnheer i in., 2013; Paganetti, 2012; Van Dam i Marinello, 2006]. Poniżej opisano kilka podstawowych technik dozymetrii 2D skupiając się głównie na tych, które wykorzystywane były w części eksperymentalnej niniejszej pracy, a które stosowane były w procedurach zapewnienia jakości wiązki jonowej w zagranicznych ośrodkach terapii.

3.4.1. Techniki aktywne

Dozymetria aktywna, nazywana również dozymetrią elektroniczną [IAEA, 2007], charakteryzuje się natychmiastowym odczytem wyniku pomiaru i w radioterapii wykorzystywana jest zarówno w dozymetrii referencyjnej jak i do kontroli jakości wiązki. Wśród aktywnych detektorów 2D i 3D wyróżnić można matryce komórek jonizacyjnych [Arjomandy i in., 2008; Bonin i in., 2004; Brusasco i in., 1997; Cirio i in., 2004; Poppe i in., 2006], proporcjonalne komory wielodrutowe [Forck, 2013; Sauli, 1977] oraz półprzewodnikowe detektory paskowe i pikselowe [Grusell i Medin, 2000; Petasecca i in., 2015; Wong i in., 2010].

Aktywną techniką pomiaru dwuwymiarowych rozkładów dawki są również systemy wykorzystujące ekran scyntylicyjny oraz kamerę CCD [Boberek i in., 2014; Boon i in., 2000; Rydygier i in., 2015; Smith i in., 2009; Takeshita i in., 2011]. Przykładem takiego urządzenia jest system Lynx2D firmy FIMEL oferowany przez IBA Dosimetry [Fimel, 2012]. Urządzenie wyposażone jest w warstwę scyntylicyjną o powierzchni $30 \times 30 \text{ cm}^2$. Światło scyntylicyjne odbijane przez lustro jest następnie rejestrowane przez kamerę CCD [Lin i in., 2014]. System Lynx 2D pozwala na akwizycję obrazów z rozdzielczością $0,5 \text{ mm}$ [Farr i in., 2013].

3.4.2. Techniki pasywne

W dozymetrii pasywnej promieniowanie powoduje zmiany fizyczne bądź chemiczne w detektorze, które mogą być odczytane nawet po długim czasie po ekspozycji. Przykładami dawkomierzy pasywnych są filmy radiograficzne [Childress i in., 2005; Dogan i in., 2002; Hartmann, 2010; Moyers, 2008] i radiochromowe [Martišková i in., 2008; Martišková i Jäkel, 2010b; Zhao i Das, 2010], detektory żelowe [Crescenti i in., 2007; Guo i in., 2006; Lopatiuk - Tirpak i in., 2008; Zeidan i in., 2010], detektory termoluminescencyjne [Bilski i in., 2002;

Gajewski i in., 2016; Marrazzo i in., 2013; Olko i in., 2006b], bazujące na zjawisku optycznie stymulowanej luminescencji [Jahn i in., 2010, 2011] oraz detektory alaninowe [De Angelis i in., 2005; Michalec i in., 2012; Michalec i Petelenz, 2014; Mierzwińska i in., 2015]. Jedną z najczęściej stosowanych metod dozymetrii pasywnej jest wykorzystanie filmów radiograficznych bądź radiochromowych. Oba wymienione rodzaje filmów różnią się zasadą działania.

Filmy EDR2 (ang. *Extended Dose Rate Films* – filmy o podwyższonej czułości) produkowane przez firmę Kodak® zbudowane są z warstwy materiału zawierającego kryształki bromku srebra (AgBr) o rozmiarach ok. $0,2\ \mu\text{m}$, naniesionej na warstwę polimeru [Moyers, 2008]. W wyniku oddziaływania promieniowania jonizującego kryształki AgBr ulegają przemianie strukturalnej tworząc tzw. obraz utajony. Obróbka chemiczna powoduje wytrącenie się atomów srebra tworząc agregaty tego metalu. W efekcie błona zaczernia się w miejscach oddziaływania promieniowania i na kliszy powstaje obraz jawny [Pai i in., 2007]. Film ten może być następnie analizowany wizualnie bądź skanowany dla celów analizy cyfrowej. Ponieważ błony EDR2 są czułe na światło, dostarczane są one przez producenta w światłoszczelnych opakowaniach, a ich obróbka poekspozycyjna wymaga warunków ciemni. Folie produkowane są w rozmiarach do $35 \times 43\ \text{cm}^2$ i rekomendowane są dla dawek z przedziału $0,25 - 4\ \text{Gy}$ promieniowania fotonowego. Zgodnie z instrukcją producenta oraz literaturą zaleca się odczekać przynajmniej sześć godzin po napromienieniu filmu wiązką fotonów zanim zostanie on wywołany [Childress i Rosen, 2004]. Sygnał otrzymany z błony wywołanej zaraz po napromienieniu może być nawet do 6% niższy niż sygnał po sześciu godzinach. Czas ten potrzebny jest na ustabilizowanie się procesu przemiany strukturalnej AgBr.

Filmy radiochromowe różnią się od filmów radiograficznych tym, że nie wymagają chemicznej obróbki po napromienieniu. Promieniowanie jonizujące oddziałując z materiałem radiochromowym powoduje lokalną polimeryzację substancji czynnej oraz lokalną zmianę koloru [Butson i in., 2003]. Filmy zbudowane z tego typu substancji mogą być następnie analizowane wizualnie bądź skanowane przy użyciu komercyjnie dostępnych skanerów płaskich. Przykładem dozymetrów radiochromowych są filmy produkowane przez firmę Gafchromic®, których najnowszy produkt ma oznaczenie EBT3. Folie te zbudowane są z warstwy aktywnej o grubości $30\ \mu\text{m}$ umieszczonej między dwoma warstwami poliestru o grubościach $1125\ \mu\text{m}$. Symetryczna budowa uprościła pracę z foliami, w porównaniu do poprzedniej wersji produktu – filmów EBT2, tak że wyniki nie zależą od strony napromieniania oraz skanowania filmu [Reinhardt i in., 2012]. Substancją czynną jest tu związek organiczny soli litowej kwasu pentakoza-10,12-dinyowego (LiPAD), który polimeryzując pod wpływem promieniowania jonizującego ciemnieje [Reinhardt i in., 2012] tworząc na filmie obraz jawny bezpośrednio po napromienieniu. Ze względu na drobne różnice w chemicznej kompozycji pomiędzy partiami produktu filmy te wymagają każdorazowej kalibracji, a różnice otrzymywanego sygnału mogą sięgać nawet 12% [Reinhardt i in., 2012]. Rekomendowane są do użycia dla dawek $0,1 - 40\ \text{Gy}$ przy czym sygnał nie jest liniowy dla tego zakresu, a krzywa kalibracji wymaga dopasowywania wielomianu drugiego stopnia [Devic i in., 2004].

Oba typy filmów opisanych wyżej po napromienieniu mogą być odczytywane przy pomocy skanera cyfrowego. Wielkością zwyczajowo używaną przy analizowaniu otrzymanych obrazów jest gęstość optyczna, OD (ang. *Optical Density*), w której to kalibrowane są współczesne urządzenia do skanowania filmów. [Devic i in., 2004]. Wartość gęstości optycznej zależy od widma absorpcji filmu, czułości spektralnej matrycy CCD w urządzeniu skanującym oraz widma emisyjnego źródła światła skanera [Devic, 2011]. Wielkością pochodną OD jest gęstość optyczna netto, $netOD$, czyli zmiana gęstości optycznej filmu napromienionego w stosunku

do filmu niepoddanego ekspozycji. Zdefiniowana ona jako [Devic i in., 2005]:

$$netOD = OD_{exp} - OD_{unexp} = -\log_{10} \left(\frac{I_{exp} - I_{bg}}{I_{unexp} - I_{bg}} \right) , \quad (3.6)$$

gdzie OD_{exp} i OD_{unexp} to odpowiednio gęstości optyczne filmu napromienionego i nienapromienionego. Wartość I_{exp} oznacza intensywność danego piksela bądź średnią z intensywności grupy pikseli z obszaru poddanego ekspozycji, I_{unexp} to wartość intensywności pikseli z tego samego obszaru ale przed napromienieniem, natomiast I_{bg} jest wartością tła skanera zmierzoną przy zerowej transmisji światła.

3.5. Dozymetria termoluminescencyjna 2D

Dozymetria termoluminescencyjna jest przykładem dozymetrii pasywnej. Rozwijana jest ona na świecie głównie w oparciu o czytniki wyposażone w grzałkę oporową oraz w fotopowielacz służący do pomiaru światła TL. Konstrukcja taka ma niewątpliwe zalety. Fotopowielacze charakteryzują się wysoką czułością na światło TL, przez co stosunek sygnału do szumów jest duży. Ponadto światło emitowane podczas wygrzewania materiału TL jest integrowane z całej jego objętości dzięki czemu zaniedbywalna staje się niejednorodność takiego detektora. Wadą takiego rozwiązania jest brak informacji o rozkładzie przestrzennym zaabsorbowanej dawki promieniowania.

Już w 1982 roku na Uniwersytecie Stanu Waszyngton powstała koncepcja dozymetrii dwuwymiarowej z wykorzystaniem materiałów TL. Elementem grzejnym systemu opisanego był laser impulsowy CO_2 o mocy 8 W, który podgrzewał detektor w postaci napyłonej warstwy materiału TL na mikroskopowym szkiełku nakrywkowym o wymiarach $22 \times 22 \text{ mm}^2$ [Gasiot i in., 1982]. Automatyczny system przesuwania próbki w płaszczyźnie XY pozwalał na odczyt do 50 punktów na jej powierzchni wiązką światła laserowego o średnicy przekroju ok. 1 mm.

W 1983 Yasuno [Yasuno i in., 1983] zaprezentował ulepszony system bazujący na podgrzewaniu materiału TL światłem lasera o rozmiarze 0,2 mm. Detektory zbudowane zostały tu z cienkiej warstwy materiału TL $CaSO_4:Mn$ naniesionej na film z poliimidu. Grubość takiego detektora wynosiła zaledwie 0,1 mm, a jego odczyt polegał na owinięciu nim walca, który obracał się z określoną prędkością. Wraz z obracaniem walca i skokowym przesuwaniem detektor skanowany był linia po linii z rozdzielczością 0,3 mm. Odczyt całego filmu o wymiarach $10 \times 10 \text{ cm}^2$ trwał ok. 10 min.

Pierwszym komercyjnie dostępnym systemem termoluminescencyjnej dozymetrii 2D, gdzie do podgrzewania materiału TL wykorzystywane było światło lasera był system firmy International Sensor Technology (IST) [Braunlich, 1990]. Detektory zbudowane były z okrągłych pastylek TL o grubości zaledwie $38 \mu\text{m}$ i średnicy 1,5 mm naniesionych na podłożu z polimeru i ułożonych w macierz w odległościach 3 mm, co dla detektora o rozmiarze $30 \times 30 \text{ cm}$ dawało ponad 10000 punktów [Jones i in., 1992]. Wiązka lasera odchylana była zestawem lusterek skanując powierzchnię detektora punkt po punkcie, co zajmowało ok. 70 min dla maksymalnego obszaru.

Techniki podgrzewania powierzchniowych detektorów TL przy pomocy światła lasera i pomiaru światła TL przez fotopowielacz miały również wady. Słaba rozdzielczość, maksymalnie do 0,3 mm nie pozwalała na szczegółowe badanie zachowania struktur kryształów TL [Duller i in., 1997] oraz pomiar dużych gradientów dawek. Dodatkową komplikację wprowadzało rozproszenie wiązki laserowej w strukturze detektora. Problemem był również długi czas odczytów. Stąd poszukiwane były inne rozwiązania pozwalające na dozymetrię 2D z wykorzystaniem materiałów TL. Z pomocą przyszedł rozwój technologii oraz opracowanie wysokoczułych kamer wyposażonych w półprzewodnikowy element światłoczuły (ang. *Charge Coupled Devi-*

ce – CCD). Idea polegała na tym aby, powracając do systemu grzania opartego na grzałce odporowej, zastąpić fotopowielacz kamerą cyfrową. Rozwiązanie takie miało by pozwalać na bezpośredni cyfrowy pomiar światła luminescencji z rozdzielczością przestrzenną limitowaną jedynie parametrami kamery i układu optycznego. Zasada działania nakładała jednak wysokie wymagania na cały system. Przede wszystkim zależność wydajności kwantowej od długości światła elementu CCD jest zupełnie inna niż dla fotopowielacza, i musi zostać wzięta pod uwagę przy projektowaniu urządzenia. W zależności od długości światła luminescencji badanego materiału TL oraz charakterystyki matrycy wydajność pomiaru kamerą CCD może być wielokrotnie mniejsza niż przy zastosowaniu fotopowielacza. Ponadto, z samej zasady działania urządzenia wynika, że sygnał zbierany jest jedynie z części obrazu obejmującego jeden piksel matrycy bądź ich grupę, co znacząco zmniejsza ilość zbieranego światła. Z tych powodów kamera musiała by charakteryzować się niskimi szumami zarówno samego elementu CCD jak i przetwornika analogowo-cyfrowego (ang. *Analog-to-Digital Converter* – ADC), tak aby zapewnić odpowiedni stosunek sygnału do szumów. Niskie szumy termiczne matrycy uzyskać można dzięki obniżeniu jej temperatury, co w nowoczesnych urządzeniach otrzymuje się przy zastosowaniu elementów Peltiera [Petrick, 1987]. Obniżenie temperatury pracy przetwornika ADC pozwala obecnie praktycznie wyeliminować szumy termiczne w nim generowane, a najnowsze rozwiązania elektroniki typu ASIC (ang. *Application-Specific Integrated Circuit*) pozwalają ustabilizować napięcia referencyjne uniezależniając je od temperatury pracy. Kolejnym wyzwaniem dwuwymiarowej dozymetrii TL jest jednorodność ogrzewania detektora, tak aby światło mierzone przez matrycę w danej chwili pochodziło z wyświecania wszystkich obszarów w tej samej temperaturze.

Pierwszym zastosowaniem kamery CCD do pomiarów luminescencji był system zbudowany we Fryburgu w Niemczech [Rieser i in., 1994]. Służył on jednak jedynie do pomiarów widma emisji, a nie do otrzymywania obrazów wyświecania detektorów. Urządzenie dedykowane do tego celu zaprojektowane zostało kilka lat później w Risø National Laboratory jako modyfikacja standardowego czytnika Risø TL/OSL Reader [Duller i in., 1997]. Jako element grzejny służyła standardowa grzałka platynowa zamontowana w czytniku. Do odczytu sygnału TL zastosowano kamerę CCD o rozdzielczości $768 \times 512 \text{ px}^2$ wyposażoną w przetwornik analogowo-cyfrowy 16 bit. Maksymalna rozdzielczość otrzymywanych obrazów wynosiła ok. $17 \mu\text{m}$ wielkości piksela, co dawało maksymalne pole pomiaru ok. $13 \times 8,7 \text{ mm}^2$. Ponadto elektronika sterująca matrycą pozwalała na sumowanie ładunku z kilku sąsiadujących pikseli jeszcze przed jego konwersją na postać cyfrową (ang. *analog binning*), co powodowało pogorszenie rozdzielczości przestrzennej ale znaczenie poprawiało stosunek sygnału do szumów. Aby zminimalizować szumy matryca CCD chłodzona była przez dwustopniowy układ modułów Peltiera do temperatury ok. -22°C . System ten został zastosowany między innymi do pomiarów rozkładu luminescencji minerałów naturalnych [Duller i in., 1997].

W 2002 roku w IFJ PAN we współpracy z firmą Mikrolab [Mikrolab] powstał pierwszy prototyp czytnika dedykowanego do odczytów powierzchniowych detektorów TL [Marczewska i in., 2002, 2003], pokazany na rysunku 3.11a. Wyposażony był on w płaską stalową grzałkę o średnicy 60 mm umożliwiającą jednorodne wygrzewanie detektorów o powierzchni do ok. 20 cm^2 [Marczewska i in., 2003], bądź jednoczesnego pomiaru wielu mniejszych detektorów [Marczewska i in., 2002]. Dodatkowo grzałka ta pokryta została cienką warstwą miedzi w celu poprawienia przewodności cieplnej oraz jednorodności temperatury. Szybkość narastania temperatury grzałki mogła być regulowana w zakresie $1 - 10^\circ\text{C/s}$, a maksymalna temperatura wynosiła ok. 400°C . Chłodzenie grzałki po odczycie odbywało się w temperaturze pokojowej przy pomocy wymuszonego obiegu powietrza i trwało ok. 5 min. Jako element mierzący światło TL zastosowana została 12-bitowa kamera CCD firmy PCO SensiCam [PCO, 1999] o rozdzielczości $640 \times 480 \text{ px}^2$. Kamera ta chłodzona jest dwustopniowym elementem Peltiera

oraz wymuszonym obiegiem powietrza do -15°C , co zapewnia niskie szумы odczytu oraz mały prąd ciemny. Szczegółowe parametry kamery przedstawione są w tabeli 3.2, a jej wydajność kwantowa na rysunku 3.13. W celu ochrony toru optycznego kamery oraz zmniejszenia szumów obrazu wynikających z promieniowania podczerwonego emitowanego przez płytę grzejącą testowane było kilka typów filtrów optycznych, jak filtry KG3, BG12 oraz BG18 [Marczewska i in., 2006]. Wykorzystując ten czytnik przeprowadzono szereg eksperymentów badających możliwości tego typu metody pomiaru światła TL. Jednym z głównych problemów napotkanych przy pracy z czytnikiem była kwestia szczelności świetlnej. Przenikanie światła do wnętrza czytnika znacznie zaburzało wyniki, a sam odczyt odbywać się mógł jedynie w warunkach ciemni. Obok pomiarów z użyciem kryształów diamentowych CVD [Marczewska i in., 2002, 2003] badano różne metody przygotowywania powierzchniowych detektorów TL [Marczewska i in., 2004]. Do tego celu stosowano materiały TL produkowane w IFJ PAN typu MCP-N (LiF:Mg,Cu,P) oraz MTS-N (LiF:Mg,Ti). Początkowo detektory przygotowywane były w postaci prasowanych pastylek o średnicy $1,9\text{ cm}$ bądź cienkich warstw sproszkowanego materiału TL przyklejanych za pomocą wysokotemperaturowego kleju do cienkiej folii bądź płytki aluminiowej. Podjęto także próby wytworzenia detektora poprzez spiekanie mieszaniny sproszkowanego materiału TL z polimerem.



(a) Prototypowy czytnik powierzchniowych detektorów TL (rok 2002). Zdjęcie dzięki uprzejmości dr hab. Barbary Marczewskiej.



(b) Czytnik laboratoryjny zbudowany w IFJ PAN w ramach programu MAESTRO (rok 2004).

Rys. 3.11: Zdjęcia czytników zaprojektowanych i zbudowanych w IFJ PAN.

Od maja 2004 roku w IFJ PAN, w ramach programu MAESTRO (ang. *Methods and Advanced Equipment for Simulation and Treatment in Radiation Oncology*) [Barthe i in., 2007] finansowanego z funduszy 6. Programu Ramowego Unii Europejskiej konstruowana była laboratoryjna wersja czytnika detektorów powierzchniowych TL, pokazana na rysunku 3.11b. Ponieważ czytnik zaprojektowany został głównie do celów testowych wiele jego parametrów może być regulowanych w zależności od potrzeb [Olko i in., 2006b]. Wykorzystano w nim tę samą kamerę, która użyta była w czytniku prototypowym. Konstrukcja czytnika umożliwia zmianę obiektywów oraz regulację odległości kamery od powierzchni grzejącej. Dzięki takiemu rozwiązaniu możliwa jest akwizycja obrazów z bardzo dużą rozdzielczością zależną jedynie od zastosowanego obiektywu i położenia kamery względem grzałki. Przy takim ustawieniu kame-

ry, że obejmuje ona całą powierzchnię grzejną uzyskiwana rozdzielczość wynosi ok. $0,125\text{ mm}$. Zastosowany system grzejny zbudowany jest z okrągłej stalowej płyty o średnicy 72 mm oraz spiralnej grzałki. Grzałka ta przytwierdzona jest od spodu płyty i ogrzewa ją jednorodnie z zadaną prędkością narastania temperatury w zakresie $1 - 10^\circ\text{C/s}$. Temperatura docelowa, regulowana w zakresie do ok. 500°C , utrzymywana może być przez określony czas, np. 60 s . Po odczycie detektora grzałka jest automatycznie wsuwana w głąb obudowy czytnika i chłodzona przy pomocy elementów Peltiera do temperatury poniżej 40°C . Filtracja tła pochodzącego z promieniowania termicznego płyty grzejnej zrealizowana została przy pomocy filtra optycznego KG3 o grubości 1 mm . Dodatkowo dzięki położeniu obciążonego szkła kwarcowego o grubości 4 mm na detektorze poprawiono ochronę termiczną toru optycznego kamery oraz przyleganie detektora do płyty grzejnej.

3.5.1. System dozymetrii 2D TL do folii TL $20 \times 20\text{ cm}^2$

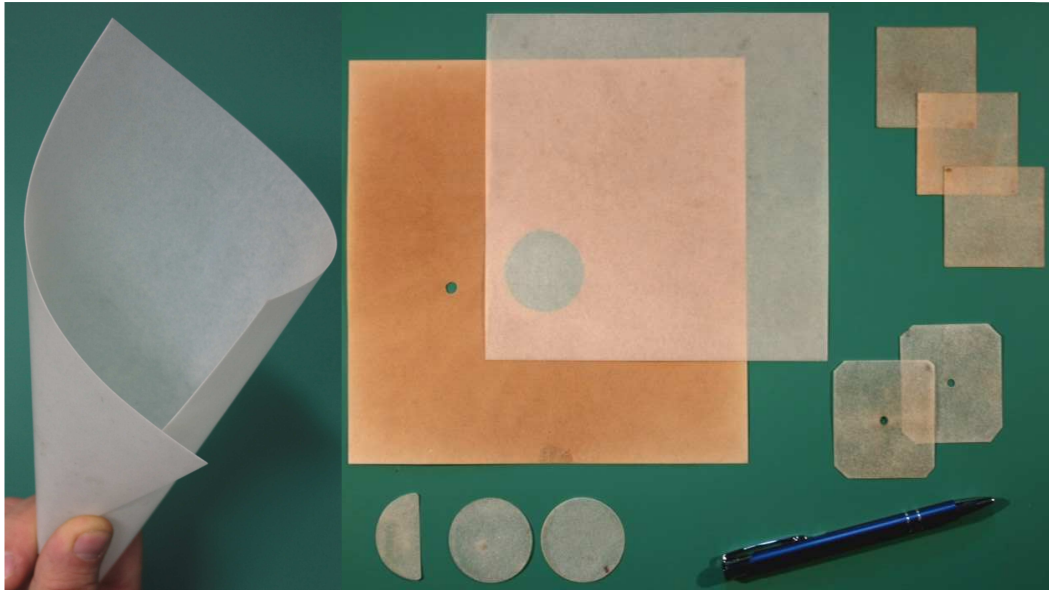
W ramach tego samego programu MAESTRO w 2007 roku skonstruowano w IFJ PAN nowy czytnik folii TL [Olko i in., 2008], nazywany w niniejszej pracy czytnikiem 2D TL, którego założeniem było zastosowanie do celów klinicznych. W związku z tym miał być on możliwie prosty w obsłudze, niezawodny oraz wyposażony w przyjazne użytkownikowi oprogramowanie. Zgodnie z założeniem został on zaprojektowany do odczytów folii TL o rozmiarach do $200 \times 200\text{ mm}^2$.

Detektory powierzchniowe produkowane są w IFJ PAN przez dr Mariusza Kłosowskiego w formie folii TL [Czopyk i in., 2007; Kłosowski i in., 2014] o grubościach w zależności od serii produkcyjnej od $0,2\text{ mm}$ do $0,4\text{ mm}$ i gęstości $1,95\text{ g/cm}^3$. Folie te wytwarzane są z mieszaniny materiału termoluminescencyjnego typu LiF:Mg,Cu,P (MCP) i polietyleno-Tertrafluoroetyleny (ETFE), standardowo w stosunku 3:4 [Olko i in., 2006b]. Procentowy skład masowy oraz procent molowy atomów folii TL typu MCP pokazany został w tabeli 3.1. Na podstawie składu atomowego i wzoru 2.1 efektywna liczba atomowa $Z_{eff} = 7,26$.

Tab. 3.1: Skład masowy i atomowy folii TL typu MCP.

Pierwiastek	Procent masowy	Procent molowy atomów
Li	11,42	19,01
F	64,92	39,62
Mg	0,08	0,04
Cu	0,05	0,01
P	0,32	0,12
C	21,43	20,6
H	1,79	20,6

Mieszanina ta jest następnie jednorodnie rozprowadzana na jednej folii aluminiowej i przykrywana drugą. Tak przygotowana forma spiekana jest w prasie, w której szczęki wbudowane są grzałki oporowe. Po procesie spiekania folie aluminiowe są usuwane. Temperatura topnienia polimeru ETFE wynosi 267°C i jest bliska maksymalnej temperaturze, do której może być podgrzany materiał termoluminescencyjny typu MCP bez wyraźnej zmiany jego czułości. W wyniku tych procesów powstają wodoodporne, półprzezroczyste folie TL, które z łatwością można zginać oraz ciąć do wymaganych w eksperymencie kształtów, co znacznie ułatwia ich zastosowanie w fantomach stałych bądź wodnych. Przykłady folii TL pokazano na rysunku 3.12.

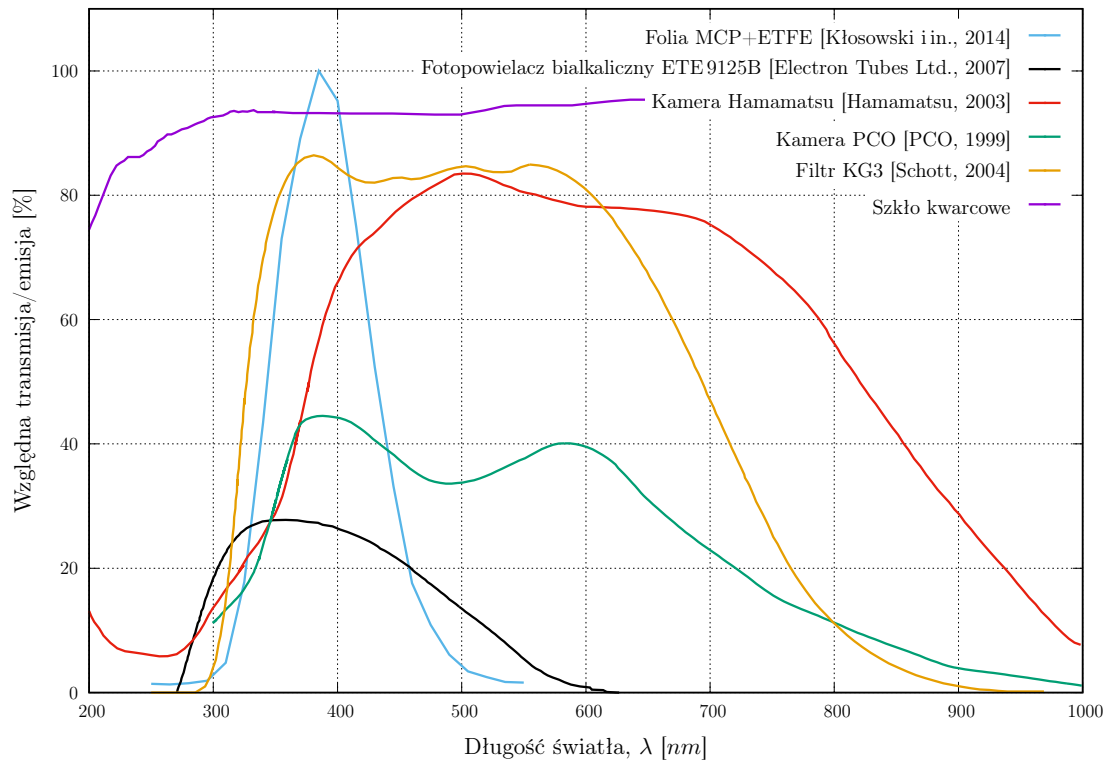


Rys. 3.12: Przykłady folii TL różnych kształtów i wielkości, powstałe w wyniku spiekania mieszaniny materiału termoluminescencyjnego LiF:Mg,Cu,P z polimerem ETFE.

Czytnik 2D TL folii TL wyposażony jest w 16-bitową kamerę firmy Hamamatsu serii C4742-98-26KAG [Hamamatsu, 2003] o rozdzielczości $1024 \times 1024 \text{ px}^2$, która ustawiona jest w stałej odległości 30 cm od odczytywanego detektora. Kamera chłodzona jest przez cztero-stopniowy element Peltiera oraz wymuszony obieg powietrza do temperatury maksymalnie -55°C . Szczegółowe parametry kamery, porównane do parametrów kamery SensiCam, przedstawione zostały w tabeli 3.2. Na rysunku 3.13 pokazano natomiast wydajność kwantową zarówno obu kamer jak i transmisję światła elementów toru optycznego.

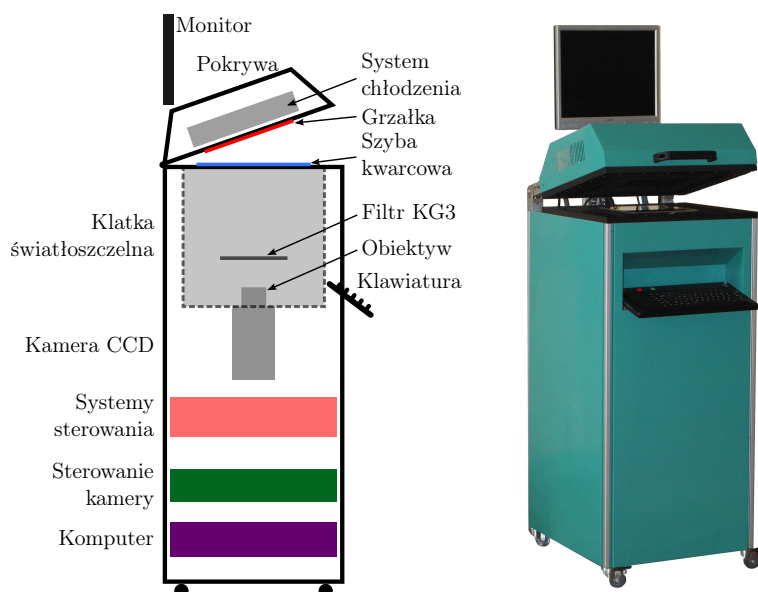
Tab. 3.2: Parametry kamery PCO SensiCam użytej w czytniku prototypowym, a potem w czytniku laboratoryjnym oraz kamery Hamamatsu zastosowanej w czytniku 2D TL zbudowanym w ramach programu MA-ESTRO.

Parametr	PCO SensiCam VGA	Hamamatsu C4742
Wielkość piksela [μm^2]	9,9×9,9	13×13
Rozdzielczość [px^2]	640×480	1024×1024
Zakres dynamiczny [<i>bit</i>]	12	16
Pojemność maksymalna [e^-/px]	35,000	80,000
Wydajność kwantowa dla 400 nm [%]	~40	~65
Czas akwizycji [<i>s</i>]	1 <i>ms</i> ... 1000 <i>s</i>	20 <i>ms</i> ... 7200 <i>s</i>
Współczynnik konwersji [e^-/count]	7,5	13
Szumy odczytu, RMS [e^-]	13	4
Temperatura chłodzenia [$^\circ\text{C}$]	-15	max. -55
Prąd ciemny [$\text{e}^-/\text{px}\cdot\text{s}$]	<0,1	0,03



Rys. 3.13: Wydajność kwantowa kamery Hamamatsu zastosowanej w czytniku 2D TL oraz kamery PCO zamontowanej w czytniku prototypowym, a później w czytniku laboratoryjnym wraz z transmisją poszczególnych elementów toru optycznego. Na wykresie przedstawiono również spektrum emisji folii TL typu MCP oraz wydajność kwantową fotopowielacza bialkalicznego typu ETE 9125B stosowanego w czytniku Harshaw 3500.

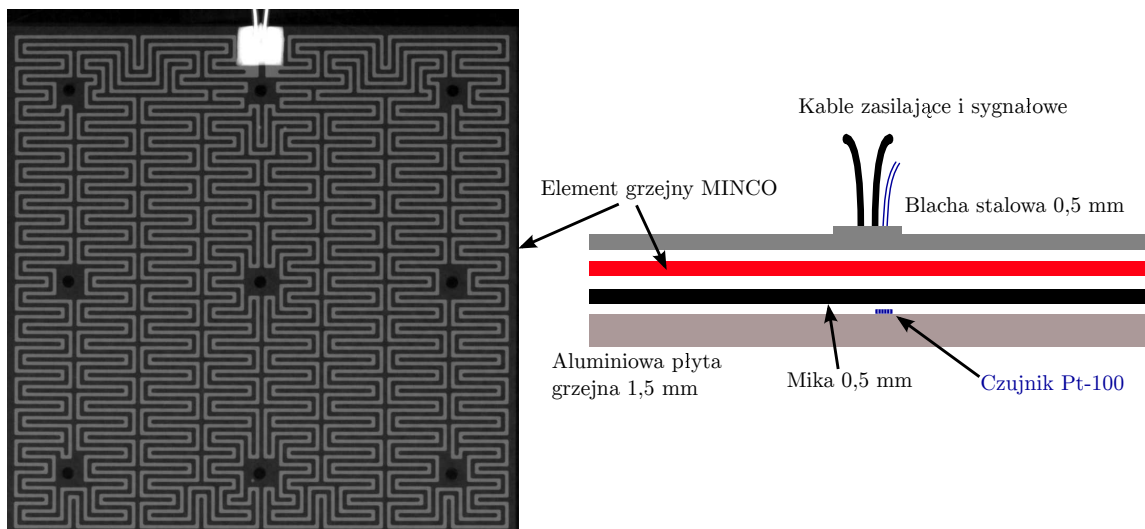
Do kamery zamontowany jest obiektyw firmy Navitar model DO-1795 o ogniskowej 17 mm, a pomiędzy obiektywem a detektorem znajduje się filtr KG3. Konfiguracja taka pozwoliła na uzyskanie rozdzielczości przestrzennej takiej, że rozmiar piksela na odczytywanym obrazie wynosi ok. 0,2 mm. Konstrukcja całego urządzenia jest „odwrócona” w stosunku do wersji prototypowej i laboratoryjnej, co przedstawione zostało schematycznie na rysunku 3.14.



Rys. 3.14: Schemat budowy czytnika 2D TL do folii TL $200 \times 200 \text{ mm}^2$ oraz zdjęcie czytnika 2D TL.

Kamera ustawiona jest tak, że obserwuje od dołu światło emitowane przez folię TL, która położona jest na szybie kwarcowej o grubości 4 mm i powierzchni $210 \times 210\text{ mm}^2$. Detektor przyciśnięty jest od góry płaską grzałką zamontowaną w otwieranej pokrywie. W pokrywie tej zamontowany jest także elektromagnes blokujący możliwość jej otwarcia w momencie gdy temperatura grzałki przekracza 50°C . Dodatkowo zamontowano w niej system chłodzenia zbudowany z aluminiowego radiatora i sześciu wentylatorów 12 V o średnicy 50 mm wymuszających przepływ powietrza. Po zakończeniu odczytu detektora radiator ten opuszczany jest od góry przez silnik krokowy na grzałkę, chłodząc ją do temperatury poniżej 50°C . Światłoszczelność zapewnia klatka obudowująca obiektyw zamontowany w kamerze oraz gumowa uszczelka zamontowana w spodniej części pokrywy. Kamera Hamamatsu sterowana jest przez dostarczony przez producenta kontroler, który zapewnia jej zasilanie oraz steruje akwizycją obrazów.

Grzałka o wymiarach $200 \times 200\text{ cm}^2$ skonstruowana została na bazie elementu grzejnego firmy MINCO [Minco, 2009]. Element ten, pokazany na rysunku 3.15, zbudowany jest z cienkich ścieżek w formie pasków o grubości $0,1\text{ mm}$ i szerokości $1,5\text{ mm}$ ułożonych na powierzchni ok. $20 \times 20\text{ cm}^2$, umieszczonych pomiędzy dwoma warstwami izolacji z miki o grubości $0,25\text{ mm}$ każda. Element ten wbudowany został w grzałkę składającą się z kilku warstw, jak przedstawione zostało to na rysunku 3.15.

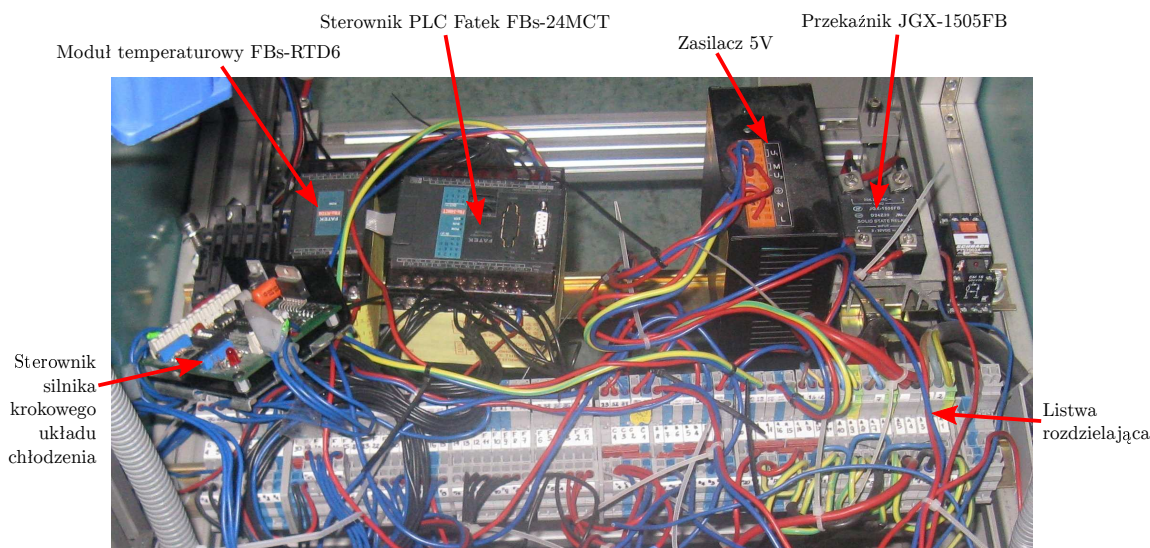


Rys. 3.15: Układ ścieżek w elemencie grzejnym MINCO (lewy) oraz warstwowa budowa grzałki $20 \times 20\text{ cm}^2$ (prawy) zaprojektowanej dla czytnika 2D TL folii TL $200 \times 200\text{ cm}^2$ zbudowanego w ramach programu MA-ESTRO.

Konstrukcja ta skrecona jest w dziewięciu miejscach śrubami $\varnothing 1,5\text{ mm}$, których łby schowane są we wgłębieniach w spodniej części aluminiowej płyty grzejnej. W warstwie miki zainstalowano pojedynczy oporowy czujnik temperatury typu Pt-100 w okolicach środka grzałki.

Sterowanie poszczególnymi elementami urządzenia zrealizowane jest na bazie sterownika PLC firmy Fatek model FBs-24MCT. Sterownik ten ma 10 wejść cyfrowych 24 VDC oraz 8 cyfrowych wyjść. Zasilany jest napięciem sieciowym i nie wymaga dodatkowego zasilacza. Posiada dwa porty komunikacyjne RS232 z czego jeden służy tylko do programowania pamięci. Dodatkowo posiada dwa porty umożliwiające podłączenie do niego dodatkowych modułów. W czytniku 2D TL jest nim moduł temperaturowy FBs-RTD6, umożliwiający pomiar temperatury z sześciu niezależnych czujników Pt-100 lub Pt-1000 z dokładnością 1°C i częstotliwością 1 Hz . Regulator proporcjonalno-całkująco-różniczkujący (ang. *Proportional-*

-Integral-Derivative – PID) zaimplementowany w kontrolerze PLC steruje na podstawie wskazań czujnika oporowego zamontowanego w grzałce przełącznikiem JGX-1505FB [Hongfa], który podaje napięcie sieciowe na grzałkę. Wszystkie elementy sterujące umieszczone zostały na listwie DIN, tak jak pokazano to na rysunku 3.16.

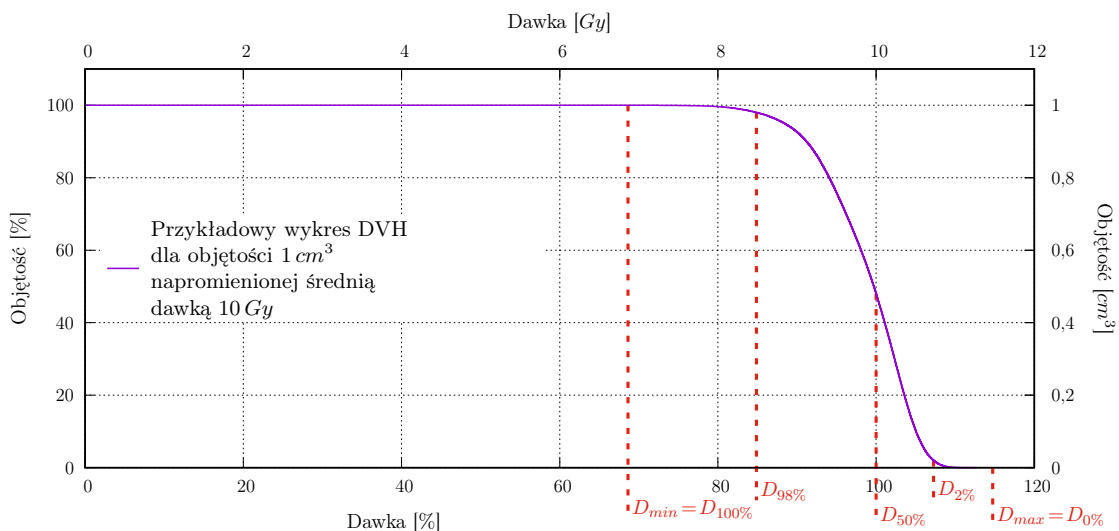


Rys. 3.16: Ułożenie elementów sterujących systemami czytnika 2D TL na listwie DIN .

3.6. Ocena jakości napromieniania objętości jednorodnych

3.6.1. Parametry pola i objętości jednorodnej

Powszechnie wykorzystywaną w radioterapii metodą oceny konformalności i jednorodności dawki w danej objętości jest analiza histogramów dawka-objętość, znanych dalej histogramami DVH (ang. *Dose-Volume Histogram*) [Drzymala i in., 1991; ICRU, 2007]. Metoda ta opisuje w sposób graficzny zależność między dawką otrzymaną przez daną strukturę a jej objętością. Przykład wykresu DVH dla objętości 1 cm^3 pokazano na rysunku 3.17. Z wykresu można odczytać między innymi dawkę D_V , będącą minimalną dawką dostarczoną do objętości V . W szczególności dawka $D_{50\%}$ jest medianą dawki zaabsorbowanej w objętości i z dobrym przybliżeniem utożsamiana może być z dawką średnią. Minimalna oraz maksymalna dawka punktowa w danej objętości to $D_{min} = D_{100\%}$ i $D_{max} = D_{0\%}$ [ICRU, 2007]. Dawka D_{min} zlokalizowana jest zazwyczaj na brzegach napromienianych objętości, w miejscu gdzie występują największe gradienty dawki, a na jej wartość może wpływać rozdzielczość siatki obliczeniowej TPS oraz kształt zdefiniowanej objętości [Levitt i in., 2012]. Dawka D_{max} zlokalizowana jest często w centralnej części napromienianej objętości i na jej wartość mogą mieć wpływ drobne fluktuacje dawki wynikające z niedoskonałości obliczeń bądź artefaktów na obrazie rozkładu dawki [ICRU, 2007]. Stąd we współczesnej radioterapii stosowane są parametry $D_{2\%}$ i $D_{98\%}$ określające odpowiednio dawkę bliską maksimum (ang. *near-maximum dose*) i dawkę bliską minimum (ang. *near-minimum dose*) [ICRU, 2007, 2010]. Dawka $D_{98\%}$ zdefiniowana jest jako najmniejsza dawka dostarczona do co najmniej 98% zadanej objętości, a dawka $D_{2\%}$ jako największa dawka dostarczona do nie więcej niż 2% objętości.



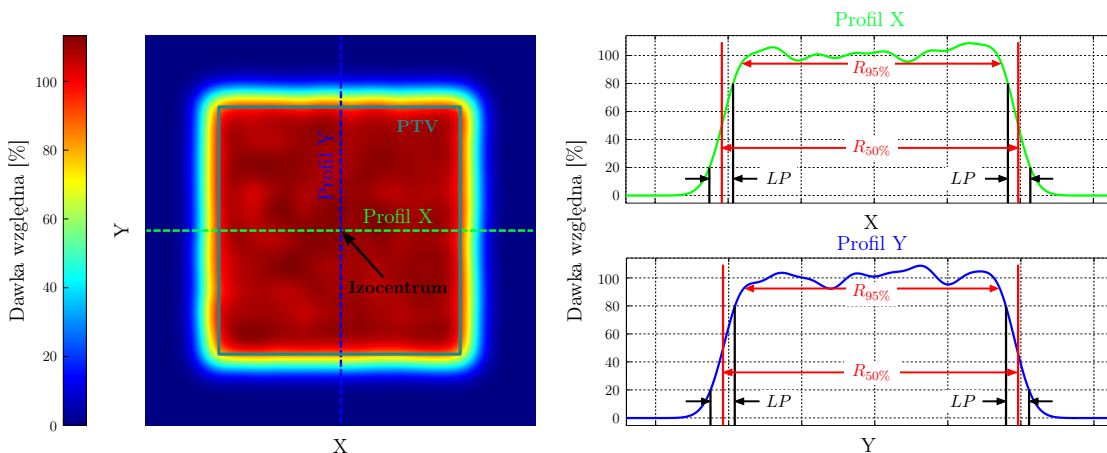
Rys. 3.17: Przykład typowego wykresu DVH dla planu napromieniania objętości 1 cm^3 średnią dawką 10 Gy . Dodatkowo pokazano niektóre parametry możliwe do odczytania z wykresu, w tym: dawkę minimalną D_{min} i maksymalną D_{max} , dawkę $D_{50\%}$ określającą z przybliżeniem dawkę średnią oraz dawki bliską maksimum, $D_{2\%}$, i bliską minimum, $D_{98\%}$.

Jednorodność dawki w zadanej objętości określona jest przez płaskość, F (ang. *Flatness*), zdefiniowaną wzorem [ICRU, 2007]:

$$F = \left(\frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}} \right) \cdot 100\% \quad , \quad (3.7)$$

gdzie D_{max} i D_{min} odpowiadają parametrom zaznaczonym na wykresie 3.17.

Parametry geometryczne można określić analizując obraz przekroju poprzecznego do osi wiązki, przechodzącego przez środek geometryczny objętości PTV, który zazwyczaj pokrywa się z izocentrum [IAEA, 2000; ICRU, 2007]. Przykład przekroju poprzecznego przez izocentrum napromienionego sześciangu pokazany został na rysunku 3.18. Obok pola przekroju pokazano również profile w kierunku osi X i Y . Na podstawie profili, zgodnie z [ICRU, 2007], można określić rozmiar pola, R , dla określonej procentowej wartości zadanej dawki (przykładowo $R_{50\%}$ lub $R_{95\%}$) oraz szerokości bocznych półcieni pola, LP (ang. *Lateral Penumbra*), czyli odległość, dla której dawka mierzona wzdłuż profilu X bądź Y spada z 80% do 20%.



Rys. 3.18: Przykładowy obraz przekroju poprzecznego przez izocentrum napromienionej objętości w kształcie sześciangu oraz profile X i Y , wraz z parametrami $R_{95\%}$ i $R_{50\%}$ opisującymi wielkość napromienionego obszaru na poziomie odpowiednio 95% i 50% zadanej dawki, oraz zaznaczonymi bocznymi półcieniami pola, LP .

3.6.2. Porównanie rozkładów dawki metodą analizy gamma indeks

Istotnym aspektem zastosowania promieniowania jonizującego w terapii nowotworów jest ocena zgodności faktycznego rozkładu oraz wartości dawki dostarczonej do zadanej objętości z rozkładem referencyjnym, obliczonym w systemie planowania leczenia (ang. *Treatment Planning System* – TPS) na podstawie planu napromieniania. W tym celu, przed napromienieniem pacjenta przeprowadza się napromieniania kontrolne, wyznaczając dwu bądź trójwymiarowe rozkłady dawek w fantomach wodnych bądź stałych [Paganetti, 2012]. Do oceny zgodności tak zmierzonych rozkładów z planem leczenia wykorzystuje się szereg metod obliczeniowych.

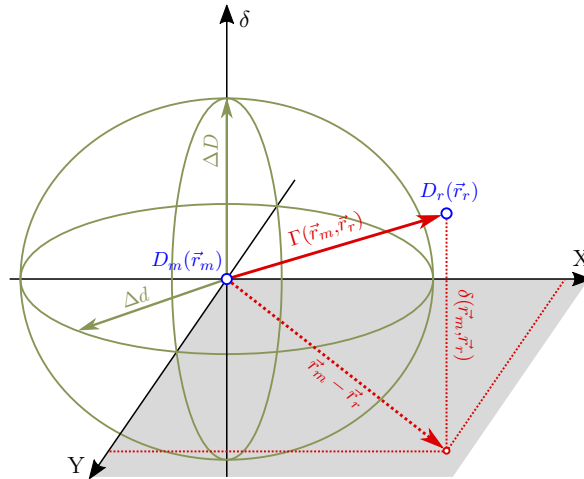
Najbardziej intuicyjna metoda polega na obliczeniu różnicy dawek $\delta(r_m, r_r) = D_m(r_m) - D_r(r_r)$, gdzie $D_m(r_m)$ jest dawką zmierzoną w punkcie r_m , a $D_r(r_r)$ dawką referencyjną obliczoną w systemie TPS w punkcie r_r , odpowiadającym punktowi r_m [Harms i in., 1998]. Dodatkowe kryterium, przykładowo $\Delta D = \pm 3\%$ dawki zaplanowanej, pozwala ocenić, które obszary zmierzonego rozkładu dawki zgadzają się w granicach akceptowalności z planem. Metoda ta użyteczna jest głównie dla obszarów jednorodnego rozkładu dawki. Dla dużych gradientów na granicach pola, wartości $\delta(r_m, r_r)$ mogą być znacznie zawyżone ze względu na niedokładność pozycjonowania urządzenia pomiarowego, a co za tym idzie niedopasowanie układu współrzędnych zmierzonego rozkładu dawki i obliczonego w systemie TPS [Dyk i in., 1993]. Ponadto, często różna rozdzielczość przestrzenna urządzenia pomiarowego od referencyjnego rozkładu dawki wymusza interpolację punktów przed obliczeniem różnic dawek, co wprowadza dodatkowe błędy.

Inną metodą, pozwalającą w części rozwiązać problem dużych gradientów dawek, jest analiza *DTA* (ang. *Distance-To-Agreement*). Polega ona na obliczeniu dla każdego punktu zmierzonego rozkładu dawki $D_m(r_m)$, określonego przez wektor r_m , minimalnej odległości do punktu na obrazie referencyjnym $D_r(r_r)$ o tej samej wartości dawki, czyli takiego, że $\delta(r_e, r_r) = D_e(r_e) - D_r(r_r) = 0$. Rozkład *DTA* określony jest wówczas wzorem $DTA(r_m, r_r) = \min\{|r_m - r_r|\}$ dla każdego punktu r_m [Harms i in., 1998]. Kryterium akceptowalności, przykładowo $\Delta d = 3\text{ mm}$, pozwala ocenić dopasowanie zmierzonego rozkładu dawki z rozkładem obliczonym w systemie do planowania leczenia. Metoda ta pozwala na ocenę zgodności rozkładów w obszarach wysokich gradientów dawek. W obszarach jednorodnej dawki obliczone wartości *DTA* mogą być zawyżone w wyniku niewielkich różnic w wartościach dawki w danym punkcie.

Techniką łączącą te dwie metody oceny zgodności mierzonych rozkładów dawki z rozkładem referencyjnym, obliczonym w systemie TPS jest test gamma indeks [Low i Dempsey, 2003; Low i in., 1998]. Polega on na znalezieniu dla każdego punktu obrazu zmierzonego, określonego wektorem r_m , minimalnej wartości funkcji $\Gamma(r_m, r_r)$ określonej wzorem:

$$\Gamma(\vec{r}_m, \vec{r}_r) = \sqrt{\frac{DTA(\vec{r}_m, \vec{r}_r)^2}{\Delta d^2} + \frac{\delta(\vec{r}_m, \vec{r}_r)^2}{\Delta D^2}}, \quad (3.8)$$

gdzie Δd i ΔD są kryteriami dla odpowiednio odległości i różnicy dawki, a funkcje $DTA(r_m, r_r)$ i $\delta(r_m, r_r)$ zdefiniowane są tak samo jak dla metod opisanych powyżej. Na rysunku 3.19 pokazano sposób obliczania funkcji $\Gamma(r_m, r_r)$, dla przypadku dwuwymiarowego rozkładu dawki zdefiniowanego w płaszczyźnie *XY*. Kolorem zielonym pokazano elipsoidę wyznaczoną przez kryteria Δd i ΔD .



Rys. 3.19: Geometryczna interpretacja obliczania parametru indeksu gamma dla przypadku dwuwymiarowego. Płaszczyzna XY reprezentuje zmierzony dwuwymiarowy rozkład dawki, a oś δ różnicę rozkładu dawki zmierzonej i rozkładu referencyjnego. Rysunek zaadaptowany z [Low i in., 1998].

Indeks gamma, $\gamma(r_m)$, dla punktu wyznaczonego przez wektor r_m zdefiniowany jest wzorem:

$$\gamma(\vec{r}_m) = \min\{\Gamma(\vec{r}_m, \vec{r}_r)\} \quad \forall \vec{r}_r \quad . \quad (3.9)$$

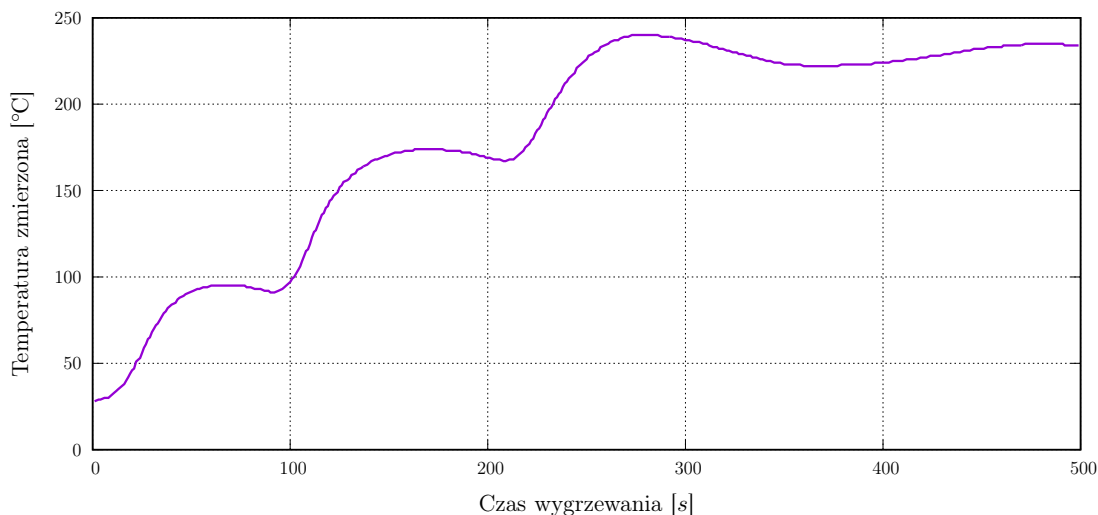
Jeśli obliczony parametr $\gamma(r_m) \leq 1$ to dany punkt zmierzonego rozkładu dawki spełnia założone kryteria testu gamma. Oznacza to, że dla danego punktu zmierzonego rozkładu dawki istnieje nie dalej niż w odległości Δd taki punkt na rozkładzie dawki obliczonym w systemie TPS, w którym dawka nie różni się o więcej niż ΔD . Ponieważ analiza dostarcza informacji o indeksie gamma dla każdego punktu pomiarowego, często ostatecznym kryterium akceptowalności zgodności rozkładów dawki jest procent punktów zdających test. Przykładowo, zmierzony rozkład dawki może być zaakceptowany gdy 95% bądź 98% zmierzonych punktów spełnia kryteria Δd i ΔD testu gamma.

Adaptacja systemu 2D TL dla dozymetrii skanujących wiązek jonowych

W 2009 roku po zakończeniu programu MAESTRO system powierzchniowej dozymetrii termoluminescencyjnej 2D TL do odczytów folii TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$ nie był jeszcze w pełni ukończony i wymagał dopracowania szeregu elementów.

Nie było gotowego oprogramowania integrującego wszystkie elementy odczytu detektorów oraz ich późniejszej korekcji i analizy. Rozpoczęcie procedury grzania uruchamiane przyciskiem na obudowie było niezależne od startu akwizycji obrazów, które uruchamiane było z poziomu oprogramowania Wasabi dostarczonego przez producenta kamery. Ponadto korekcja i analiza obrazów odbywała się w osobnym, specjalnie do tego celu opracowanym oprogramowaniu FlatView v.1, przygotowanym w pakiecie Matlab przez mgr inż. Łukasza Czopyka. Oprogramowanie to pozwalało na korekcję szumową, korekcję grubości detektora oraz korekcję obrazów ze względu na niejednorodności czułości danego detektora [Czopyk i in., 2008]. Nie umożliwiało jednak korekcji geometrycznej otrzymywanych obrazów.

Istniała dokumentacja techniczna połączeń elektrycznych ale w praktyce okablowanie czytnika 2D TL nie było z nią całkowicie zgodne. Błędy połączeń elektrycznych powodowały między innymi okresowe awarie sterownika silnika krokowego odpowiedzialnego za opuszczanie radiatora na element grzejny po zakończonym pomiarze. Problemy z systemem grzania uniemożliwiały powtarzalne odczyty detektorów. Sterowanie PID zrealizowane zostało z niewłaściwymi nastawami, przez co wygrzewanie nie następowało w sposób liniowy ale skokowy, tak jak pokazano to na rysunku 4.1.



Rys. 4.1: Przebieg temperatury zmierzonej przez czujnik oporowy Pt-100 zamontowany w grzałce czytnika 2D TL do odczytu folii TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$, zbudowanego w ramach programu MAESTRO.

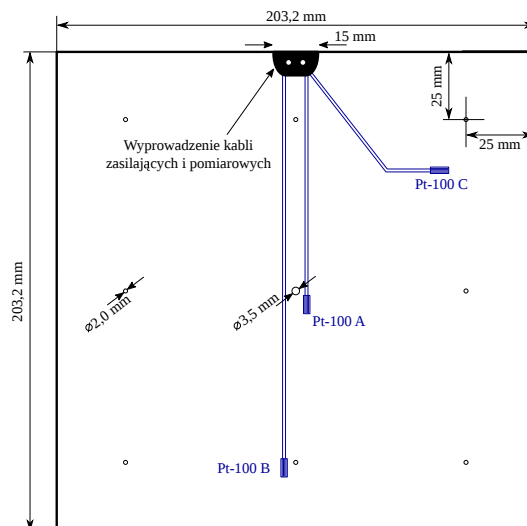
Ponadto zbyt cienka grzałka (ok. 3 mm) oraz duże niejednorodności temperatury na jej powierzchni, powyżej 10°C w różnych punktach, powodowały wyginanie się całej grzałki, co wymuszało konieczność jej demontażu i prostowania co kilkanaście odczytów.

4.1. Modernizacja czytnika 2D TL

4.1.1. Profil temperaturowy i powtarzalność wygrzewania

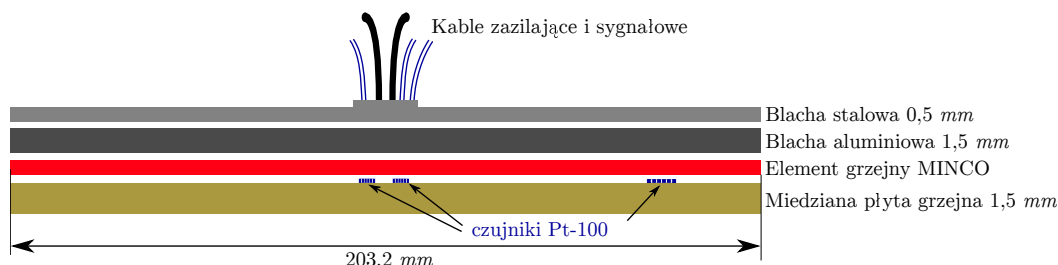
Głównym celem modernizacji czytnika 2D TL folii termoluminescencyjnych była poprawa jednorodności uzyskiwanych obrazów i powtarzalności odczytów. Na te parametry istotny wpływ ma jednorodność wygrzewania folii TL. W tym celu poddano modyfikacjom płytę grzejną oraz system sterowania wygrzewaniem.

W nowej płycie umieszczono trzy czujniki oporowe typu Pt-100 monitorujące temperaturę w różnych jej punktach, tak jak przedstawiono to na rysunku 4.2. Zastosowano ten sam element grzejny MINCO [Minco, 2009] o rezystancji 22Ω , co w starszej wersji opisanej w rozdziale 3.5. Zmieniono jednak rodzaj i konfigurację warstw, co przedstawione zostało na rysunku 4.3. Elementem bezpośrednio stykającym się z detektorem jest miedziana płyta o grubości $1,5 \text{ mm}$, na której umieszczono czujniki oporowe typu Pt-100. Zastosowanie miedzi o przewodności cieplnej wynoszącej $370 \text{ W/K}\cdot\text{m}$ polepszyło jednorodność temperatury na powierzchni płyty oraz poprawiło przepływ ciepła od elementu grzejnego do detektora, w stosunku do zastosowanego



Rys. 4.2: Schemat płyty grzejnej nowego typu z zaznaczonymi pozycjami czujników temperatury typu Pt-100.

w poprzednim rozwiązaniu aluminium, dla którego przewodność cieplna wynosi $200 \text{ W/K}\cdot\text{m}$. Ponadto pomiar temperatury w trzech punktach grzałki pozwolił na kontrolę jednorodności wygrzewania i ułatwił dobranie nastaw sterownika PID. Na elemencie grzejnym MINCO położona jest blacha aluminiowa zapewniająca odpowiedni docisk elementu grzejnego do płyty miedzianej. Całość przykryta jest cienką blachą stalową $0,5 \text{ mm}$, z której wyprowadzone są kable zasilające grzałkę oraz kable sygnałowe z czujników temperatury.



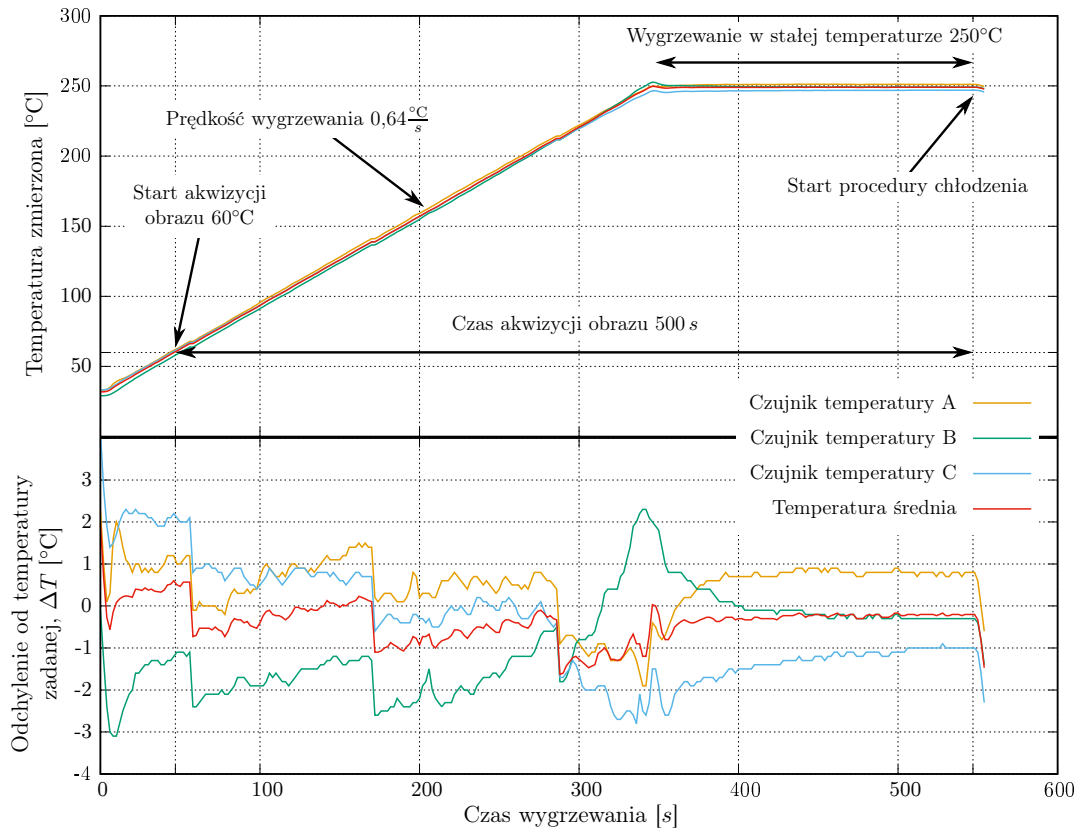
Rys. 4.3: Warstwowa budowa grzałki nowego typu w zmodernizowanym czytniku 2D TL. Czujniki oporowe typu Pt-100 umieszczono bezpośrednio na miedzianej płycie grzejnej.

Sterowanie mocą grzałki zrealizowane jest na zasadzie regulacji wypełnienia impulsu sterującego sygnałem PWM (ang. *Pulse-Width Modulation*) oraz odpowiednio skonfigurowanego regulatora PID zrealizowanego na kontrolerze PLD firmy Fatek model FBs-24MCT. Regulator ten steruje mocą grzałki, tak aby zminimalizować odchyłkę średniej temperatury z trzech czujników od temperatury zadanej. Moduł FBs-RTD6 podłączony do sterownika FATEK umożliwia dwa tryby pomiaru temperatury: z dokładnością 1°C co 1 s bądź z dokładnością $0,1^\circ\text{C}$ co 2 s . W zmodernizowanej wersji czytnika 2D TL, ze względu na dokładność, zdecydowano się na drugą opcję, inaczej niż w starszej wersji opisanej w rozdziale 3.5. Dedykowane oprogramowanie FlatView v.2 zapisuje temperaturę do plików informacji o odczycie. Krzywa wygrzewania może być zadana przez użytkownika przed odczytem. Standardowo jednak, do odczytu folii TL typu MCP o rozmiarach $20 \times 20 \text{ cm}^2$ przyjęto wartości parametrów wymienione w tabeli 4.1 [Gajewski i in., 2013].

Tab. 4.1: Standardowe parametry wygrzewania folii TL typu MCP w czytniku 2D TL.

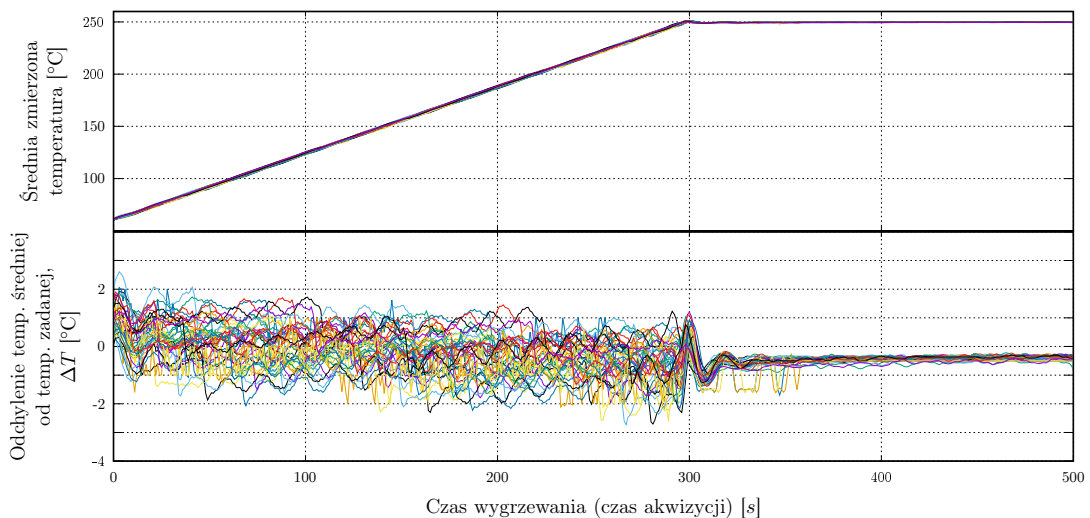
Parametr	Wartość
Technika	grzanie ze stałą szybkością
Temperatura narastania	$0,64^\circ\text{C/s}$
Start akwizycji kamery	$> 60^\circ\text{C}$
Czas akwizycji kamery	500 s
Docelowa temperatura grzałki	250°C
Docelowa temperatura detektora	240°C

Przykładowy profil temperatury wygrzewania przedstawiony jest na rysunku 4.4. Pokazano na nim również odchylenie temperatury mierzonej przez poszczególne czujniki oraz temperatury średniej od temperatury zadanej. Największe różnice występują przy niskich temperaturach na początku procesu wygrzewania oraz w momencie dojścia układu do temperatury zadanej (w tym wypadku 250°C). W dowolnym momencie wygrzewania temperatura zmierzona przez każdy z czujników nie różni się od temperatury zadanej o więcej niż 3°C . Pod koniec cyklu, po okresie wygrzewania w stałej temperaturze, temperatura w kontrolowanych punktach grzałki ustala się na stałym poziomie z odchyleniem ok. $\pm 1^\circ\text{C}$.



Rys. 4.4: Przykładowy przebieg średniej zmierzonej temperatury (górny) dla standardowych parametrów wygrzewania przyjętych do odczytu folii TL typu MCP o rozmiarach $20 \times 20 \text{ cm}^2$ oraz odchylenie temperatury mierzonej w poszczególnych punktach grzałki od temperatury zadanej (dolny).

Powtarzalność profilu wygrzewania zbadana została na podstawie analizy zapisanych przebiegów temperatury z czterdziestu odczytów, wykonanych w różnych dniach ze standardowymi nastawami. Maksymalne odchylenie średniej temperatury od temperatury zadanej, mierzone w czasie trwania akwizycji kamery, nie przekracza $\pm 3^\circ\text{C}$. Zmierzone średnie profile temperatury, oraz odchylenia od temperatury zadanej pokazane zostały na rysunku 4.5.

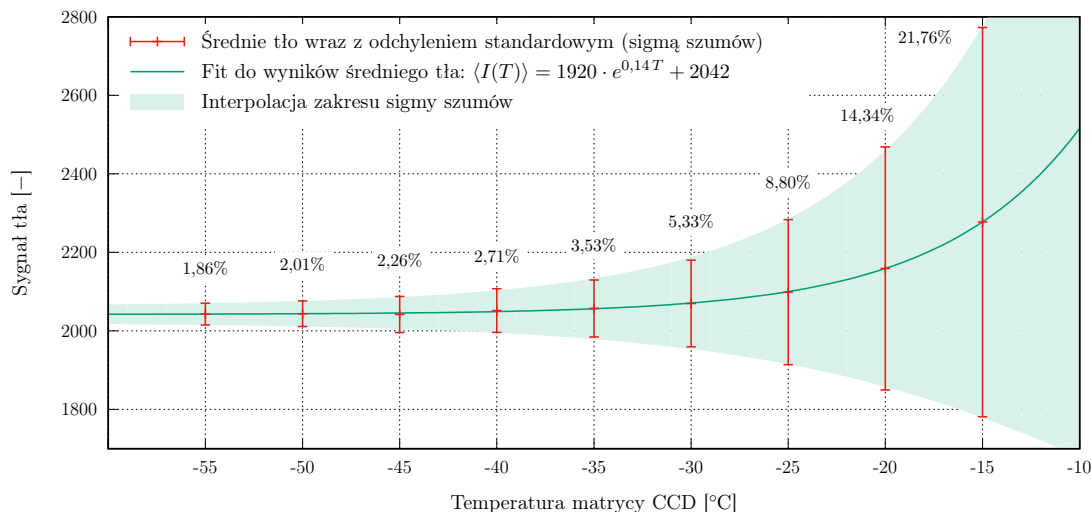


Rys. 4.5: Temperatury uśrednione z trzech czujników płyty grzejnej czytnika 2D TL dla czterdziestu odczytów wykonanych ze standardowymi ustawieniami.

4.1.2. Tło i szum kamery CCD

Istotny wpływ na jakość otrzymywanych obrazów mają szумы kamery. Szумы te wynikają głównie z szumów termicznych matrycy CCD i wzmacniacza. Ich widmo częstotliwościowe jest płaskie, a zatem rozkład amplitudy może być opisany krzywą normalną o określonej wartości średniej N będącej tłem, oraz określonym odchyleniu σ_N . Zarówno szумы jak i tło kamery zależą głównie od temperatury do jakiej została schłodzona matryca CCD.

W zmodernizowanym systemie użyta została ta sama kamera Hamamatsu [Hamamatsu, 2003] co w poprzedniej wersji czytnika 2D TL opisanego w rozdziale 3.5. Do kamery zamontowano również ten sam obiektyw Navitar model DO-1795. Na rysunku 4.6 pokazano zależność parametrów N i $\sigma_N(T)$ od temperatury matrycy CCD. Podczas odczytów ze standardową konfiguracją czytnika 2D TL temperatura matrycy CCD wynosi -45°C . Wpływ na wybór temperatury domyślnej o takiej wartości, poza poziomem tła i wartością σ_N , miał czas schładzania kamery wynoszący ok. 20 min od włączenia czytnika. Schładzanie kamery do niższych temperatur wydłuża ten czas o ok. 10 min na każde kolejne 5°C , nie zmniejszając znacząco poziomu tła i szumów.



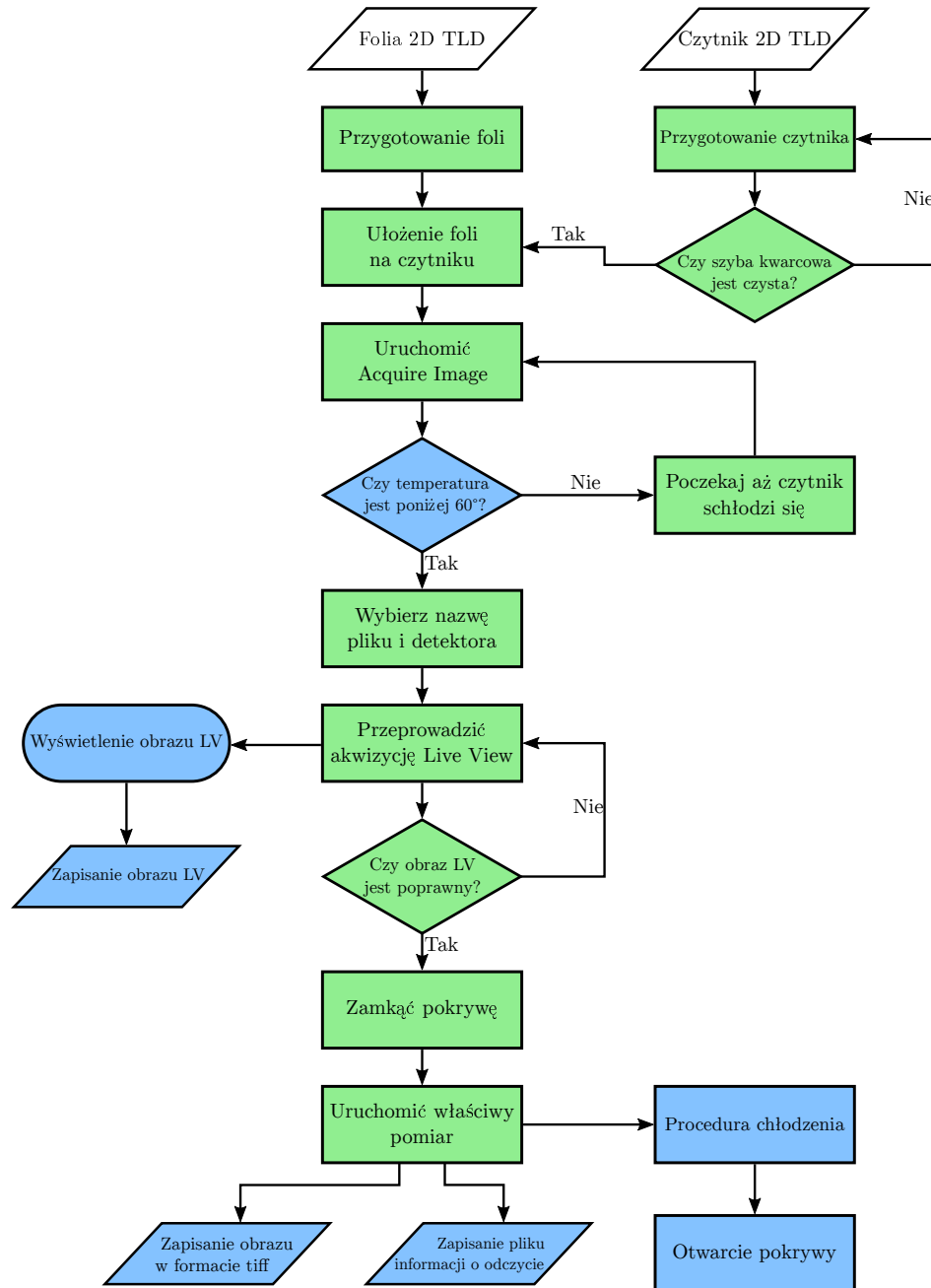
Rys. 4.6: Średnia wartość tła oraz odchylenie standardowe w zależności od temperatury zmierzone dla matrycy CCD kamery Hamamatsu C4742. Na wykresie pokazano również wartości liczbowe względnego odchylenia standardowego tła w funkcji temperatury matrycy CCD.

4.2. Oprogramowanie FlatView v.2

W ramach modernizacji czytnika 2D TL opracowano nową wersję oprogramowania FlatView, oznaczoną numerem 2.42. W odróżnieniu od poprzedniej wersji, nowe oprogramowanie przygotowane zostało w całości w środowisku *LabView 2010 SP1*, rozszerzonym o pakiet *Vision Development Module 2011 SP1*. Oprogramowanie integruje dwie funkcjonalności: automatyczną procedurę odczytu folii TL oraz korekcję i podstawową analizę uzyskanych obrazów. Pełna instrukcja użytkownika oprogramowania zawarta została w załączniku B. W rozdziale tym zaprezentowano procedurę pracy z foliami TL i czytnikiem 2D TL oraz opisano podstawowe techniki korekcji obrazów.

4.2.1. Procedura odczytu folii TL typu MCP

Czytnik 2D TL zbudowany został do odczytu dowolnego typu folii TL o rozmiarach do $20 \times 20 \text{ cm}^2$, których odczyt odbywa się w temperaturach do 300°C . Niezależnie od rodzaju detektora proces uzyskiwania obrazów przez wygrzewanie napromienionych folii TL podzielić można na trzy grupy: przygotowanie folii TL i czytnika 2D TL, przygotowanie do odczytu oraz właściwy odczyt. Proces ten w formie diagramu pokazany został na rysunku 4.7.



Rys. 4.7: Diagram procedury odczytu folii termoluminescencyjnej w czytniku 2D TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$ z wykorzystaniem oprogramowania FlatView v. 2.42. Bloki oznaczone na zielono oznaczają czynności, które musi przeprowadzić użytkownik. Kolorem niebieskim oznaczono te funkcjonalności, które zostały zaimplementowane w oprogramowaniu i nie wymagają ingerencji użytkownika.

Przygotowanie folii TL do odczytu polega na ich oczyszczeniu ze wszelkich zabrudzeń oraz odcisków palców. Niedokładne oczyszczenie detektora stwarza ryzyko, że zabrudzenia zostaną wtopione w strukturę detektora, powodując spadek jego czułości oraz pogorszenie jednorodności odczytów. Do czyszczenia zaleca się użycie rozpuszczalnika typu aceton, bądź alkoholu izopropylowego. Podobnie, przed odczytem należy oczyścić szybę kwarcową czytnika oraz powierzchnię płyty grzejnej. Czytnik przed pierwszym użyciem powinien zostać dodatkowo rozgrzany przez wykonanie pełnej procedury odczytu ale bez detektora. Parametry odczytu, takie jak: profil wygrzewania, czas akwizycji, temperatura startu akwizycji oraz temperatura docelowa mogą być ustawione przez użytkownika. Do odczytów folii TL typu MCP zaleca się użycie standardowych ustawień opisanych w rozdziale 4.1.1 oraz załączniku B. Ustawienia te są automatycznie wgrywane w trakcie uruchomienia czytnika 2D TL.

Przygotowanie do odczytu polega na ułożeniu detektora na środku szyby kwarcowej. Zalecane jest takie ułożenie detektora, aby jego numer w sposób czytelny znajdował się w prawym dolnym rogu. Wymagane jest również podanie nazwy pliku, do którego zapisany zostanie obraz będący wynikiem akwizycji. Obrazy te zapisywane są w formacie TIFF (rozszerzenie `.tif`) o 16-bitowej skali szarości. Nazwa pliku może być dowolna, choć zaleca się aby zawierała ona numer detektora. Przed właściwym odczytem zalecane jest również wykonanie tzw. akwizycji *Live View* (dalej oznaczanej jako *LV*), tj. zdjęcia detektora ułożonego w sposób prawidłowy na szybie kwarcowej czytnika. Obraz ten zapisywany jest automatycznie w formacie TIFF pod wybraną nazwą pliku z przyrostkiem `-lv`. Wykorzystywany jest on podczas procedury korekcji obrazów opisanej w dalszej części tego rozdziału.

Gdy wszystkie czynności przygotowujące zostały ukończone przycisk *Acquire* staje się aktywny. Naciskając go, użytkownik wyzwala procedurę odczytu z zadanymi parametrami. Start akwizycji kamery rozpoczyna się automatycznie po przekroczeniu zadanej temperatury i trwa przez ustalony w konfiguracji czas. W trakcie wygrzewania istnieje możliwość podglądu aktualnej temperatury zmierzonej przez czujniki oporowe zamontowane w grzałce oraz pozostałego czasu akwizycji kamery. Po zakończonym odczycie obraz zapisywany jest automatycznie pod wybraną wcześniej nazwą. Dodatkowo zapisywane są informacje o odczycie do pliku w formacie ASCII o tej samej nazwie co obraz, ale z rozszerzeniem `.inf`. Znaleźć w nim można w szczególności odczytane temperatury z trzech czujników oraz zadane parametry odczytu. Szczegółowy opis rekordów zapisywanych do plików informacji o odczycie znaleźć można w załączniku B. Po zakończeniu akwizycji kamery oraz odłączeniu zasilania grzałki automatycznie uruchamia się procedura chłodzenia całego systemu, która przy odczycie folii TL typu MCP ze standardowymi nastawami trwa od 10 do 15 minut, w zależności od liczby wcześniej wykonanych odczytów. Po ochłodzeniu grzałki i folii TL do temperatury poniżej 60°C automatycznie otwiera się pokrywa czytnika 2D TL umożliwiając wyjęcie odczytanego detektora.

4.2.2. Techniki korekcji obrazów

Opracowane w ramach tej pracy oprogramowanie umożliwia kompleksową korekcję niejednorodności oraz zniekształceń geometrycznych uzyskiwanych obrazów. Podczas przygotowywania poszczególnych elementów korekcji wykorzystano głównie z funkcji dostępnych w module rozszerzającym *Vision Development Module 2011 SP1*. Pełna procedura pokazana została w formie diagramu na rysunku 4.8. Do przeprowadzenia korekcji odczytu danego detektora wymagany jest następujący zestaw plików:

obraz pomiaru I_{meas} – obraz zmierzony w procedurze odczytu detektora napromienionego w eksperymencie,

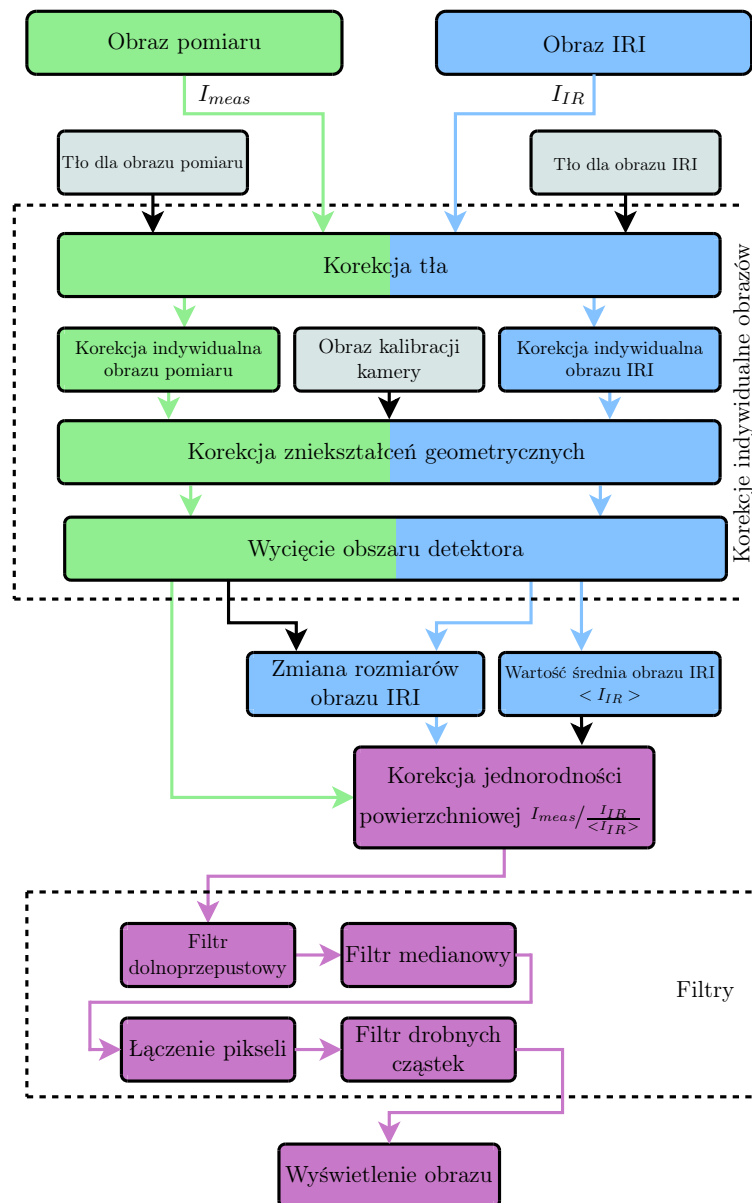
obraz Live View I_{meas}^{LV} – obraz uzyskany przez wykonanie zdjęcia detektora ułożonego na szybie czytnika przed wykonaniem odczytu detektora napromienionego w eksperymencie,
indywidualny obraz referencyjny I_{IR} (ang. *Individual Reference Image – IRI*) – obraz uzyskany w wyniku odczytu detektora napromienionego jednorodnie dawką z zakresu odpowiedzi liniowej,

obraz Live View I_{IR}^{LV} – obraz uzyskany przez wykonanie zdjęcia detektora ułożonego na szybie czytnika przed wykonaniem odczytu IRI ,

obraz kalibracyjny kamery – obraz punktów kalibracyjnych wykonanych zgodnie z procedurą korekcji kamery opisaną w załączniku B,

obraz tła – obraz uzyskany przez wykonanie pełnej procedury odczytu bez detektora.

Użytkownik ma możliwość pominięcia wybranych części procedury korekcji. Pominięte będą one także automatycznie jeśli wymagane przez dany element obrazu nie będą dostępne. Poniżej opisano metody zastosowane w poszczególnych elementach korekcji. Przeprowadzenie korekcji w oprogramowaniu FlatView v. 2.42 opisane jest szczegółowo w załączniku B.



Rys. 4.8: Diagram procedury korekcji niejednorodności obrazów oraz zniekształceń geometrycznych. Szczegółowy opis metody wykonania korekcji znajduje się w załączniku B.

Korekcja tła

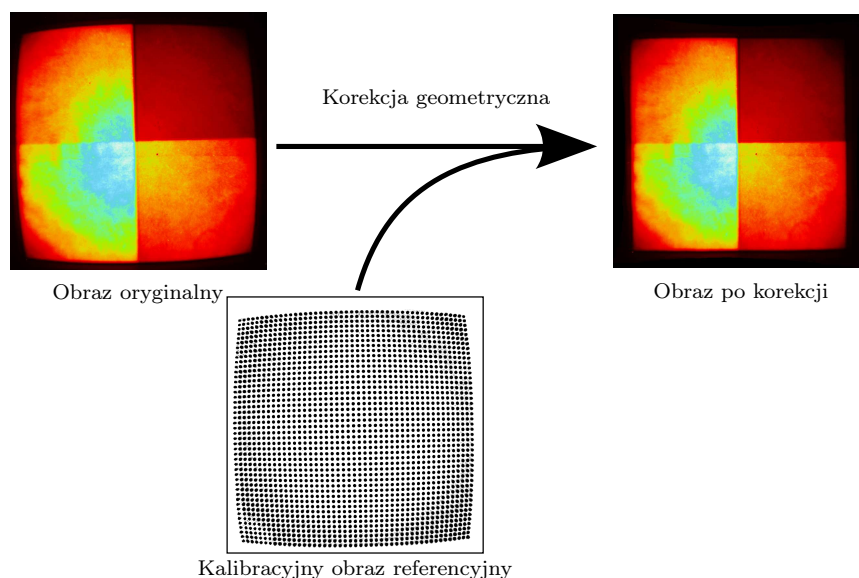
Korekcja tła polega na odjęciu od każdego piksela obrazu pomiaru i *IRI* wartości odpowiadającego piksela tła zmierzonego w wyniku wykonania pełnej procedury odczytu bez detektora. Dodatkowo możliwe jest odjęcie od obrazów stałej wartości zadanej przez użytkownika.

Korekcja indywidualna

Funkcja ta pozwala na dodatkową korekcję obrazów w zależności od potrzeb danego eksperymentu. Polega ona na podzieleniu wartości każdego piksela przez wartość odpowiadającego piksela przygotowanego obrazu korekcji. Obraz korekcji w formacie TIFF powinien być w tej samej rozdzielczości co obraz pomiaru i może być przygotowany w zewnętrznym oprogramowaniu.

Korekcja geometryczna

Światło emitowane podczas wygrzewania detektora, nim zostanie zarejestrowane przez matrycę CCD kamery musi przejść przez szybę kwarcową, filtr podczerwony KG3 oraz soczewki obiektywu. Wprowadza to zniekształcenia geometryczne obrazu. W szczególności widoczna jest dystorsja beczkowata objawiająca się różnym powiększeniem obrazu w zależności od odległości od jego środka. Z tego względu w oprogramowaniu zaimplementowano korekcję geometryczną [Hugemann, 2010] bazującą na metodzie opisanej w [National Instruments, 2004]. Technika ta polega na obliczeniu macierzy korekcji położenia każdego piksela w oparciu o analizę obrazu referencyjnego. Obraz referencyjny jest to zdjęcie przygotowanej matrycy kropek o określonych średnicach rozłożonych w znanych odległościach. Dokładna technika wykonania obrazu referencyjnego opisana została w załączniku B. Na rysunku 4.9 pokazano schematycznie zasadę działania korekcji geometrycznej.



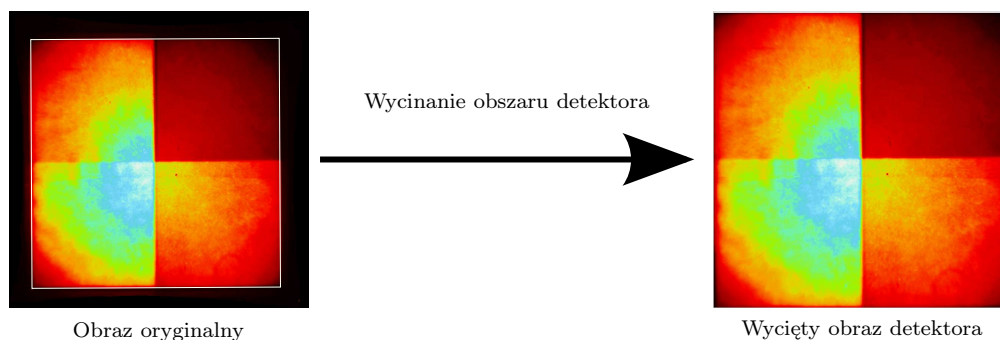
Rys. 4.9: Korekcja geometryczna przykładowego odczytu detektora $20 \times 20 \text{ cm}^2$ z wykorzystaniem obrazu referencyjnego.

Ponadto, znając rzeczywiste odległości pomiędzy kropkami obrazu referencyjnego oprogramowanie przelicza położenie każdego piksela i podaje wyniki analizy w jednostkach *mm*.

Rozmiar piksela obrazu po korekcji geometrycznej, uzyskanego w wyniku odczytu folii TL na czytniku 2D TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$ wynosi $0,22 \text{ mm}$.

Wycinanie obszaru detektora

Bazując na obrazach Live View możliwe jest wycięcie obszaru detektora z całego obrazu, co pokazane zostało na rysunku 4.10. Dodatkowo możliwe jest obrócenie wycinanego obszaru o dowolny kąt, w przypadku gdy detektor nie został prawidłowo położony na szybie czytnika. W oprogramowaniu zaimplementowano również procedurę automatycznego znajdowania krawędzi detektora na obrazie.



Rys. 4.10: Wycinanie obszaru detektora z całości zmierzonego obrazu.

Korekcja jednorodności powierzchniowej

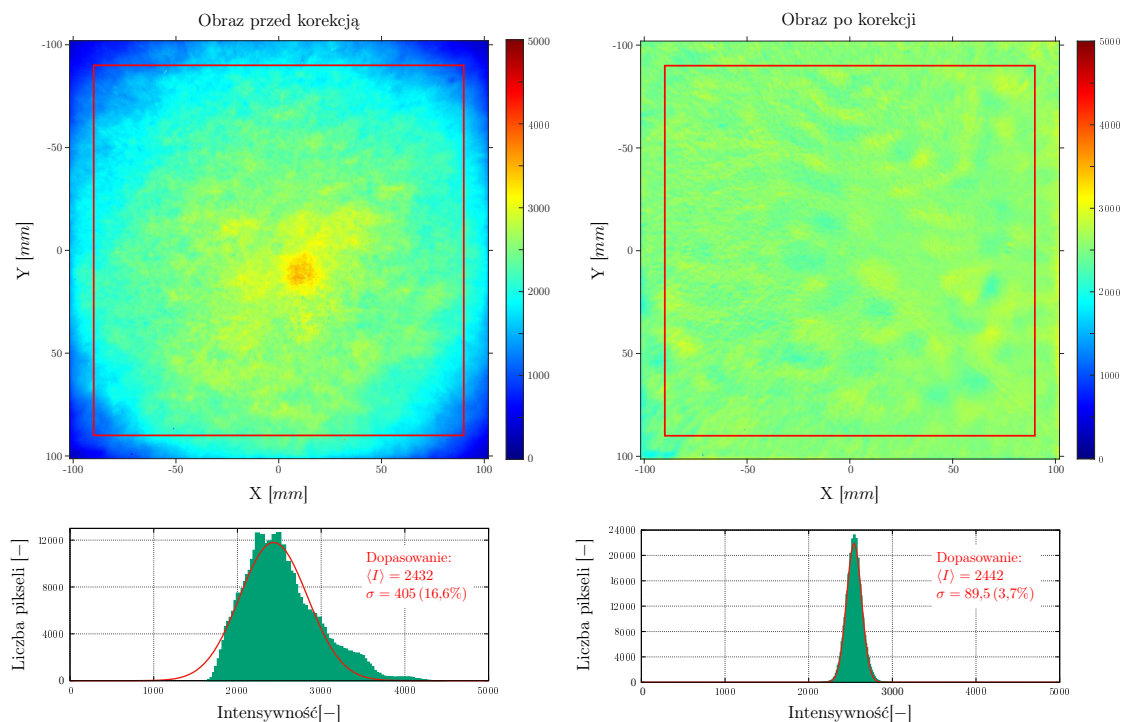
Na jednorodność obrazów uzyskiwanych w wyniku wygrzewania napromienionej folii TL, poza właściwościami czytnika 2D TL, mają wpływ zmiany czułości w różnych obszarach detektora. Wynikają one głównie z niejednorodnej koncentracji materiału termoluminescencyjnego oraz fluktuacji grubości folii TL. Ponadto zabrudzenia detektora powodują różną transmisję światła pogarszając jednorodność uzyskiwanych obrazów. Aby zniwelować te niejednorodności stosuje się korekcję, szczegółowo opisaną w załączniku B.

W metodzie tej korzysta się z faktu, że folie termoluminescencyjne są wielokrotnego użytku. Dla każdego detektora przygotowuje się indywidualny obraz referencyjny, IRI , odczytując folię TL napromienioną jednorodnie, dawką z zakresu odpowiedzi liniowej. Wartości pikseli I_{ij}^{IR} tak odczytanego obrazu dzieli się przez ich średnią $\langle I^{IR} \rangle$ otrzymując względną czułość każdego piksela. Następnie, po odpowiedniej procedurze wygrzewania, detektor ten jest gotowy do użycia. Każdy piksel obrazu odczytu folii TL napromienionej w eksperymencie, I_{ij}^{meas} , dzieli się następnie przez jego względną czułość otrzymując obraz I_{ij}^{corr} , zgodnie ze wzorem:

$$I_{ij}^{corr} = \frac{I_{ij}^{meas}}{I_{ij}^{IR} / \langle I^{IR} \rangle} \quad (4.1)$$

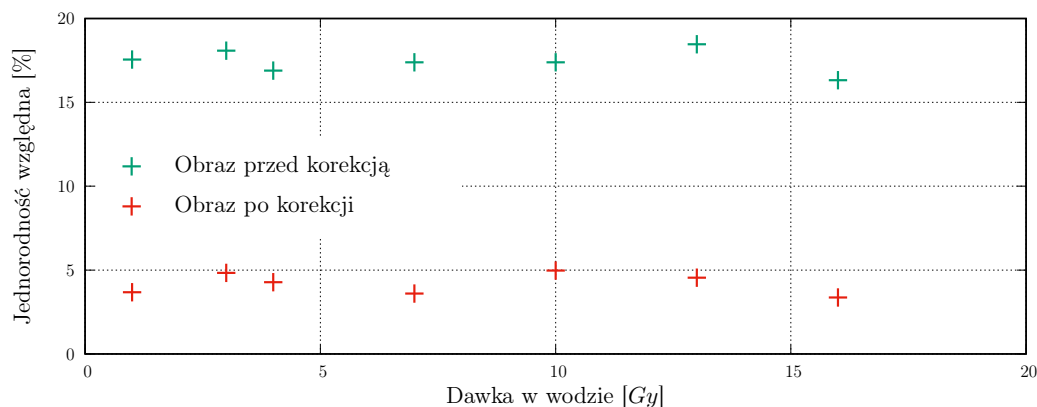
W wyniku korekcji obszary detektora mniej czułe zostają wzmocnione, a obszary z podwyższoną czułością osłabione.

Na rysunku 4.11 pokazano wpływ zastosowania korekcji jednorodności na jakość obrazu na przykładzie detektora napromienionego dawką 10 Gy od źródła ^{60}Co . Jednorodność analizowano określając względne odchylenie standardowe jako procent wartości średniej sygnału TL z obszaru detektora pomniejszonego o 1 cm z każdej strony, co zaznaczone zostało na rysunku 4.11 czerwoną linią. W tym przykładzie jednorodność detektora poprawiła się z $16,6\%$ do $3,7\%$, przy czym średni sygnał TL z grupy analizowanych pikseli zmienił się o $0,4\%$.



Rys. 4.11: Obraz sygnału TL z folii napromienionej dawką 10 Gy od źródła ^{60}Co bez korekcji (lewy) oraz po korekcji (prawy) jednorodności. Poniżej pokazano histogramy rozkładów liczby zliczeń pikseli z obszaru zaznaczonego czerwoną linią, wraz z dopasowaniem krzywych normalnych.

Podobną analizę przeprowadzono dla ośmiu detektorów pochodzących z tej samej serii produkcyjnej. Detektory te zostały napromienione dawkami z zakresu 1 – 16 Gy od źródła ^{60}Co . Indywidualne obrazy referencyjne dla użytych w eksperymencie detektorów otrzymano przez naświetlenie ich tym samym źródłem dawką 4 Gy. Wyniki względnej jednorodności dla obrazów przed korekcją i po korekcji pokazane są na rysunku 4.12. Jednorodność oryginalnych obrazów wynosi średnio 17,4% i poprawia się w wyniku procedury korekcji do średnio 4,1%.



Rys. 4.12: Względna jednorodność (odchylenie standardowe względem wartości średniej) detektorów przed korekcją i po korekcji, napromienionych różnymi dawkami od źródła ^{60}Co .

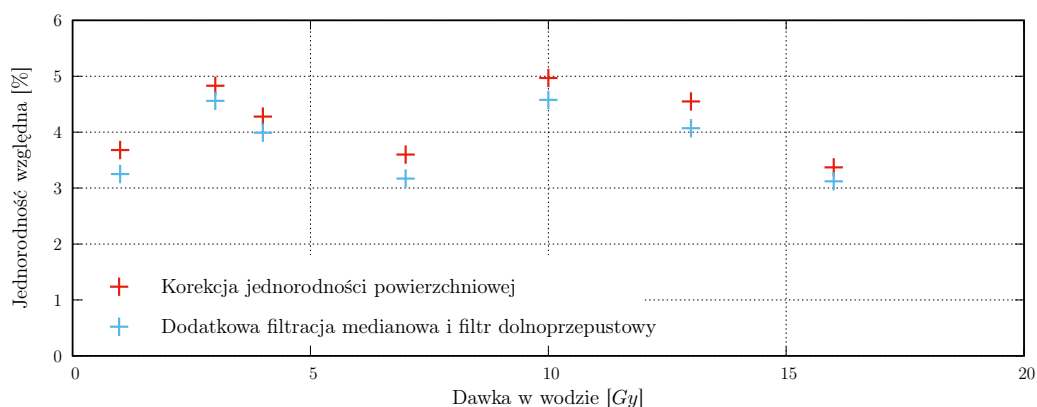
Istotnym elementem procedury korekcji jednorodności detektorów jest znajomość jakości źródła promieniowania używanego do przygotowywania obrazów referencyjnych detektorów.

Niejednorodności użytego tu źródła promieniowania ^{60}Co wynoszą ok. 2% na krawędziach obszaru $20 \times 20 \text{ cm}^2$ [Szafranec, 2008].

Dodatkowa filtracja

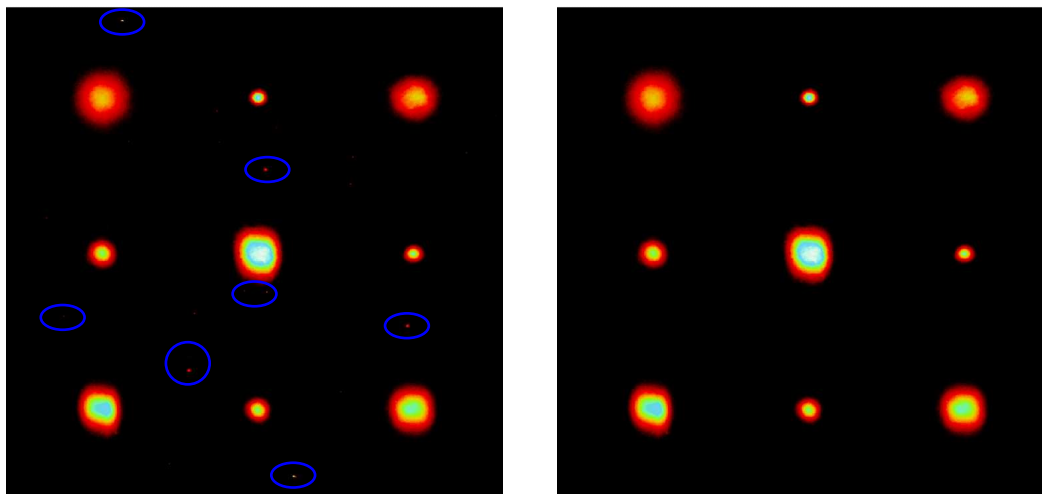
Dodatkowe procedury filtracji obrazu pozwalają uzyskać lepszą jednorodność kosztem utraty części informacji o geometrii pola promieniowania. Funkcje te nie są obowiązkowe w standardowej procedurze obróbki obrazu i mogą być selektywnie wyłączone przez użytkownika.

Filtracja medianowa [Dougherty, 2009] stosowana jest do usunięcia z obrazu niejednorodności punktowych, obejmujących jeden bądź kilka sąsiadujących pikseli. Polega ona na przypisaniu każdemu pikselowi obrazu wartości medianowej z obszaru otaczającego korygowany piksel. Obszar otaczający zdefiniowany może być przez użytkownika jako 3×3 bądź 5×5 pikseli. Filtr dolnoprzepustowy [Makandar, 2015] stosuje się do korygowania pikseli, które mają wyraźnie różną intensywność od pikseli go otaczających. Funkcja ta oblicza względną różnicę między intensywnością danego piksela a wartością średnią intensywności pikseli go otaczających i jeśli jest ona większa niż zadana przez użytkownika to przypisuje analizowanemu pikselowi obliczoną wartość średnią. Na rysunku 4.13 pokazano wpływ filtracji medianowej 3×3 i filtra dolnoprzepustowego na jednorodność względną odczytów ośmiu folii TL napromienionych polem jednorodnym dawkami z zakresu 1 – 16 Gy promieniowania ^{60}Co . Jednorodność odczytów poprawia się średnio o 0,4%.



Rys. 4.13: Wpływ filtracji medianowej i filtra dolnoprzepustowego na jednorodność względną obrazów odczytu folii TL napromienionych jednorodnie dawką promieniowania ^{60}Co .

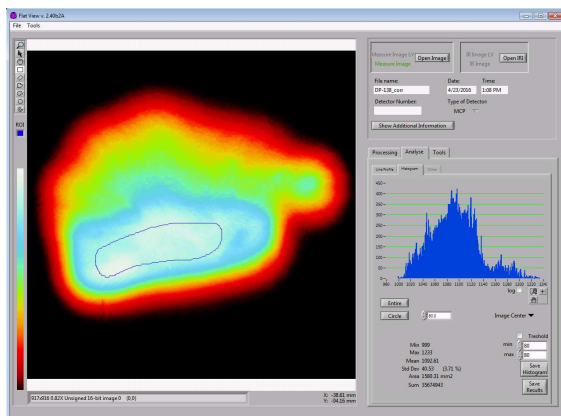
Filtr drobnych cząstek stosuje się do usuwania z obrazu grup do dziewięciu sąsiadujących pikseli otoczonych pikselami o zerowej intensywności. Zastosowanie tego typu filtracji wymaga od użytkownika szczególnej ostrożności, gdyż w skrajnych przypadkach usunięty może być sygnał dozymetrycznie istotny. Przykład zastosowania filtra drobnych cząstek pokazany jest na rysunku 4.14.



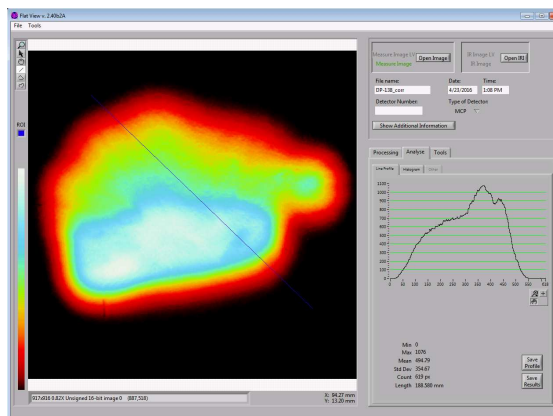
Rys. 4.14: Zastosowania filtra drobnych cząstek na przykładzie obrazu odczytu folii TL napromienionej wiązką ołówkową jonów węgla. Na odczytanym obrazie (lewy) zaznaczono małe grupy pikseli o wyraźnie większej intensywności, które w wyniku zastosowania filtracji są usuwane z obrazu (prawy).

4.2.3. Analiza obrazów

W oprogramowaniu opracowanym na potrzeby niniejszej pracy zaimplementowano podstawowe narzędzia do analizy obrazów uzyskanych w wyniku odczytu folii TL. Do badania jednorodności wykorzystywana jest analiza histogramów z obszaru dowolnie wybranego przez użytkownika. Sam histogram oraz wyniki analizy, takie jak: średni sygnał grupy pikseli, odchylenie standardowe oraz pole powierzchni zaznaczonego obszaru mogą być zapisane do plików ASCII w celu późniejszej analizy. Przykład analizy histogramu w oprogramowaniu FlatView pokazany został na rysunku 4.15.



Rys. 4.15: Przykład zastosowania narzędzia do analizy histogramów z zadanego obszaru obrazu.

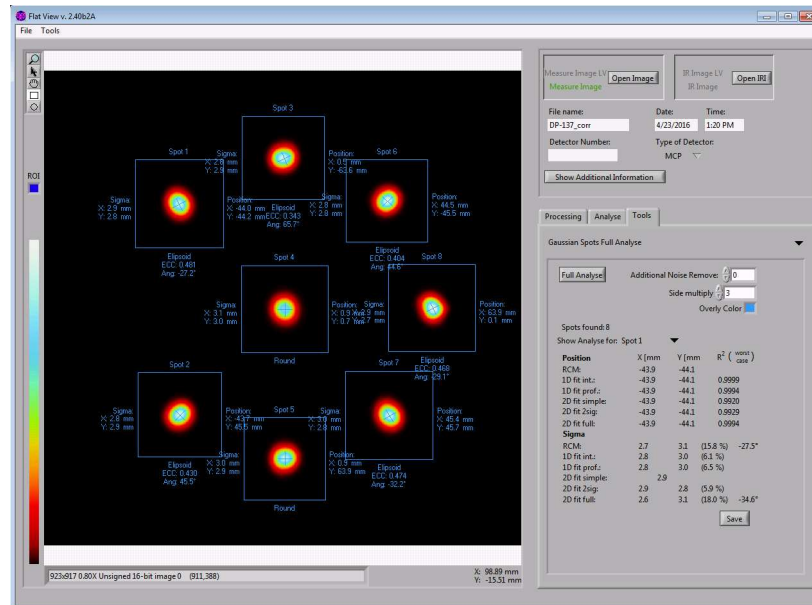


Rys. 4.16: Przykład zastosowania narzędzia do analizy profili liniowych.

Parametry geometryczne napromienionych obszarów badane mogą być przy pomocy narzędzia do analizy profili. Podobnie jak wcześniej, zarówno sam profil jak i jego parametry mogą zostać zapisane do pliku ASCII. Przykład analizy profili pokazany został na rysunku 4.16.

Dodatkowe narzędzia przygotowane w ramach niniejszej pracy i zaimplementowane w oprogramowaniu pozwalają określić parametry kształtu plamek ołówkowej wiązki jonowej na pod-

stawie trzech metod: analizy profili przechodzących przez środek masy plamki, analizy całek z profili w kierunku osi X i Y oraz na podstawie dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją. Metody te oraz ich porównanie szczegółowo opisane jest w rozdziale 6. Zaimplementowana procedura umożliwi automatyczną analizę kształtu do 20 plamek na obrazie, a wyniki zapisywane są do plików ASCII w celu dalszej analizy w zewnętrznym oprogramowaniu. Przykład wyniku analizy wiązki ołówkowej w oprogramowaniu FlatView pokazany został na rysunku 4.17.



Rys. 4.17: Przykład zastosowania narzędzia do analizy plamek ołówkowej wiązki jonowej zaimplementowanego w oprogramowaniu FlatView.

4.2.4. Analiza obrazów z innych źródeł

W ramach niniejszej pracy przygotowana została również wersja oprogramowania służąca jedynie do analizy i korekcji obrazów. Wersja ta, nazwana FlatAnalyse v. 2.42, dostępna jest w postaci pliku instalacyjnego umożliwiającego uruchomienie jej na dowolnym komputerze spełniającym wymagania wyszczególnione w załączniku B.

Zarówno wersja FlatView, jak i FlatAnalyse umożliwiają pracę z obrazami pochodzącymi z innych źródeł niż czytnik 2D TL folii $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Przykładowo mogą być to obrazy skanów folii radiochromowych bądź fotochromowych, obrazy uzyskane z urządzenia Lynx 2D firmy IBA Dosimetry bądź inne obrazy zapisane w formacie ASCII lub OPG (standard zapisu obrazów do plików ASCII stosowany w oprogramowaniu OmniPro I'mRT firmy IBA Dosimetry). W tym celu przygotowano zestaw narzędzi konwertujących wymienione typy plików do obrazów TIFF, które mogą być dalej korygowane i analizowane w ten sam sposób jak odczyty folii TL.

W oprogramowaniu zaimplementowano również narzędzia do eksportowania obrazów po korekcji do plików TIFF bądź ASCII. Pliki te mogą być następnie wgrane do zewnętrznego oprogramowania w celu dalszej analizy, specyficznej dla danego zagadnienia.

4.3. Oprogramownie AnalyseSpot dedykowane do analizy plamek

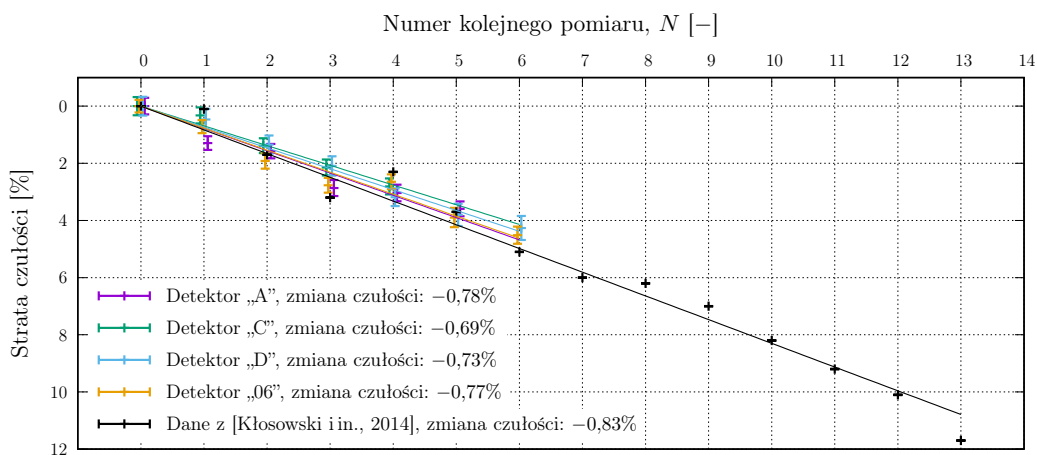
Metody analizy plamek, opisane szczegółowo w rozdziale 6.1, zaimplementowane zostały przez autora pracy w postaci funkcji w środowisku Matlab R2015b. Wykorzystane zostały one przy opracowywaniu dedykowanego oprogramowania **AnalyseSpot** do analizy plamek wiązki ołówkowej. Autor przygotował także funkcje importu i eksportu obrazów pochodzących z różnych systemów zarówno dozymetrii pasywnej jak i aktywnej. Graficzny interfejs użytkownika oraz część funkcjonalności przygotowana została przez mgr Dawida Krzempka. Oprogramowanie **AnalyseSpot** pozwala określić geometryczne parametry dowolnej liczby plamek na obrazie, wybraną przez użytkownika metodą analizy. Ponadto umożliwia zastosowanie wektora korekcji położenia detektora, dzięki czemu możliwe jest określenie pozycji wiązki względem izocentrum stanowiska terapeutycznego. Oprogramowanie **AnalyseSpot** i funkcje do analizy plamek przygotowane przez autora stanowią część procedur zapewnienia jakości skanującej wiązki protonowej na stanowiskach gantry w Centrum Cyklotronowym Bronowice. W szczególności wykorzystywane jest do określania parametrów geometrycznych plamek mierzonych w płaszczyźnie izocentrum stanowiska podczas dziennej kontroli jakości (ID: 5886), testów zbieżności wiązki protonowej z izocentrum obrazowania (ID: 4403), określania symetrii plamki protonowej w zależności od położenia ramienia aparatu (ID: 4361) i od położenia względem izocentrum (ID: 4584).

Badanie własności dozymetrycznych systemu 2D TL

5.1. Zmiana czułości detektorów

W wyniku wielokrotnych odczytów detektorów termoluminescencyjnych zmniejsza się ich czułość. Dla folii TL dzieje się tak głównie w wyniku ciemnienia detektora spowodowanego utlenianiem zabrudzeń na jego powierzchni podczas wygrzewania [Kłosowski i in., 2010; Niewiadomski, 1991]. Z tego powodu przed każdym odczytem i procedurą wygrzewania detektory są czyszczone rozpuszczalnikiem (aceton lub izopropanol) w celu usunięcia odcisków palców i innych zabrudzeń pozostawionych podczas pracy z detektorem.

Dla folii TL typu MCP zmiana czułości zbadana przez wielokrotny odczyt czterech detektorów napromienionych każdorazowo dawką 4 Gy od źródła ^{60}Co . Wyniki pokazane są na rysunku 5.1. Zmierzona w tej pracy średnia strata czułości wynosi $0,75\%$ na jeden odczyt i wynik ten zbliżony jest do wartości $0,83\%$ [Kłosowski i in., 2014], oraz ok. $0,9\%$ odczytanej z wykresu opublikowanego w [Kopeć i in., 2013].



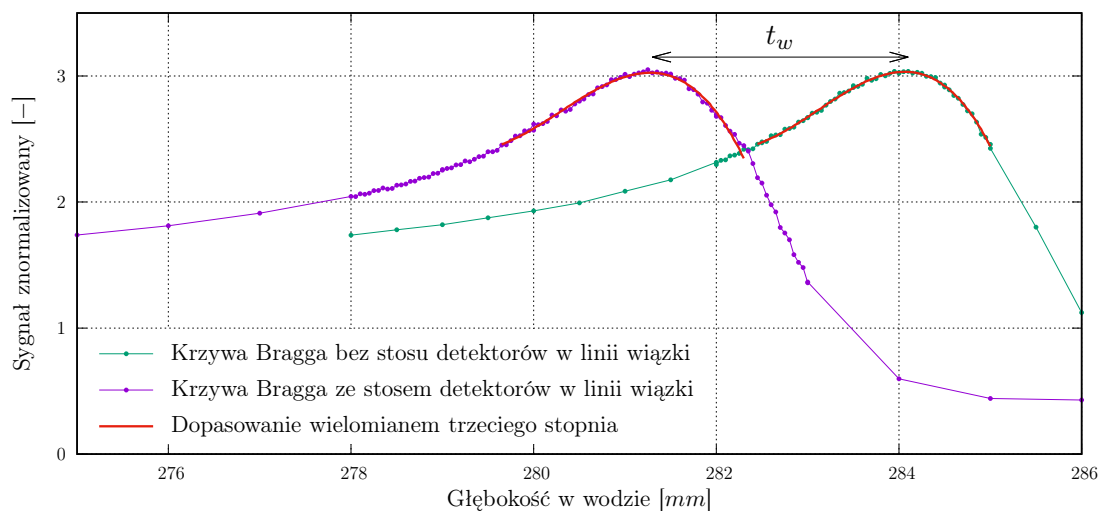
Rys. 5.1: Zmiana czułości czterech folii TL typu MCP podczas wielokrotnego cyklu wygrzewanie-napromienianie-odczyt. Dodatkowo pokazano punkty pomiarowe z [Kłosowski i in., 2014].

5.2. Zanik sygnału w czasie

Parametr ten nie był bezpośrednio badany w niniejszej pracy. Dane literaturowe wskazują, że maksymalna strata sygnału folii TL typu MCP następuje w trakcie pierwszych dni po napromienieniu i wynosi 3,7% po pół roku od napromienienia [Kłosowski i in., 2014]. Dzieje się tak w wyniku zaniku pików niskotemperaturowych. Stąd wprowadzono procedurę odczytu minimalizującą zanik sygnału polegającą na wygrzewaniu poekspozycyjnym folii TL przez 20 min w temperaturze 100°C [Gajewski i in., 2016; Kłosowski i in., 2014; Kopeć i in., 2013], co prowadzi to do usunięcia pików niskotemperaturowych w materiale LiF:Mg,Cu,P.

5.3. Stosunek ekwiwalentu wody

Stosunek ekwiwalentu wody, WER , folii TL typu MCP zmierzony został dla wiązki protonowej i jonów węgla. Eksperymenty te przeprowadzone zostały zgodnie z metodą opisaną w [Jäkel i in., 2001] w ośrodku HIT w Heidelbergu z wykorzystaniem kolumny wodnej *PeakFinder* do pomiarów krzywych Bragga. Metoda ta opiera się na pomiarze różnicy w położeniach maksimum rozkładu głębokościowego dawki zmierzonych bez detektora i z detektorem w torze wiązki, co odpowiada grubości t_w we wzorze 2.2. Ponieważ różnica ta dla pojedynczego detektora o grubości ok. 0,3 mm jest zbyt mała, w eksperymencie użyto pięciu detektorów o znanych grubościach ułożonych w stos o całkowitej grubości t_m . Przykład wyniku pomiaru dla wiązki jonów węgla o energii 430,1 MeV/u pokazano na rysunku 5.2. Pozycja maksimum krzywych Bragga określona została na podstawie dopasowania wielomianu trzeciego stopnia do wyników powyżej 80% maksymalnej wartości [Parodi i in., 2012].



Rys. 5.2: Rozkłady głębokościowe dawki otrzymane przy pomocy kolumny wodnej *PeakFinder* dla wiązki jonów węgla o energii 430,1 MeV/u, mierzone ze stosem i bez stosu pięciu folii TL w torze wiązki.

Stosunek ekwiwalentu wody obliczony został także na podstawie symulacji Monte Carlo wykonanych w oprogramowaniu FLUKA [Ferrari i in., 2011]. Dla celów symulacji założono, że stosunek zawartości pierwiastków w folii TL typu MCP to Li:F:H:C=1:2,08:1,08:1,08. Symulowano następnie rozkład głębokościowy dawki w wodzie od monoenergetycznej wiązki protonów i jonów węgla dla przypadku braku detektora w torze wiązki i z detektorem o hipotetycznej grubości 1 cm umieszczonym w miejscu wejścia wiązki do fantomu wodnego.

Założono przy tym wiązkę równoległą o szerokim przekroju, dużo większym niż rozmiary fantomu.

Wyniki pomiarów oraz symulacji Monte Carlo dla wiązki protonów i jonów węgla zebrane zostały w tabeli 5.1. Niepewność wyników podana w nawiasie obliczona została biorąc pod uwagę niepewność wyznaczania położenia maksimum krzywych Bragga wynoszącą $0,05\text{ mm}$ i wynikającą z dokładności urządzenia *PeakFinder*, oraz niepewność wyznaczenia grubości folii TL w miejscu pomiaru.

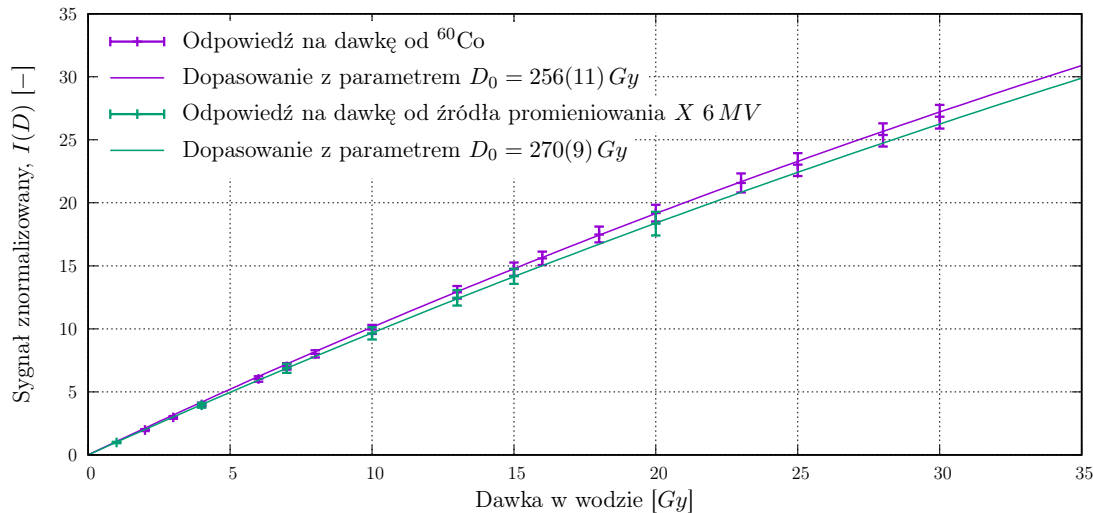
Tab. 5.1: Grubość ekwiwalentu wody folii TL typu MCP, zmierzona dla protonów i jonów węgla oraz obliczona na podstawie wyników symulacji Monte Carlo.

Cząstka	Energia [MeV/u]	Stosunek ekwiwalentu wody, WER^{TL}	
		Pomiar	FLUKA
^{12}C	430,10	1,669 (0,047)	1,648
^{12}C	200,28	1,621 (0,048)	1,661
^1H	221,06	1,652 (0,050)	1,659
^1H	106,82	1,637 (0,051)	1,655

Jak wynika z tabeli 5.1 stosunek ekwiwalentu wody folii TL typu MCP nie zależy istotnie od typu i energii badanego promieniowania i waha się od $WER^{TL} = 1,621(0,048)$ do $WER^{TL} = 1,669(0,047)$. Wyniki pomiarów zgadzają się z symulacjami w granicach niepewności pomiarowych. Dla celów dalszych obliczeń w niniejszej pracy przyjęto wartość średnią stosunku ekwiwalentu wody, $\langle WER^{TL} \rangle = 1,64(0,05)$ [Gajewski i in., 2013], zmierzoną dla wszystkich typów i energii promieniowania.

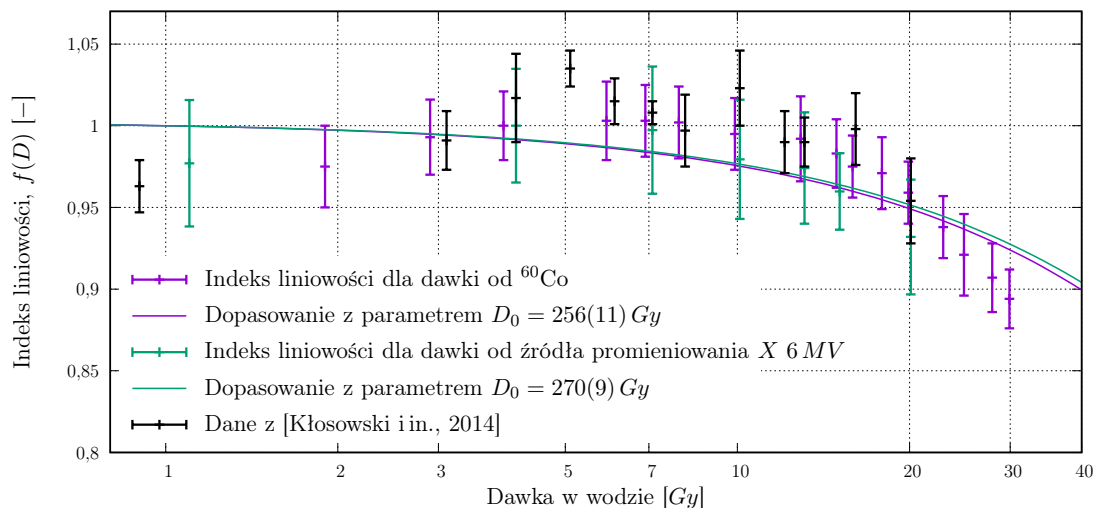
5.4. Odpowiedź dawkowa i liniowość odpowiedzi

Zależność znormalizowanego sygnału termoluminescencyjnego folii TL typu MCP od dawki pochłoniętej w wodzie w polu promieniowania z aparatu terapeutycznego Theratron 780 ze źródłem ^{60}Co , dla którego średnia energia promieniowania gamma wynosi $1,25\text{ MeV}$, pokazana jest na rysunku 5.3 [Gajewski i in., 2013]. Punkty pomiarowe zostały tak znormalizowane, że dla dawki $D_l = 1\text{ Gy}$ dopasowanie funkcji $I(D)$ opisanej wzorem 2.3 wynosi $I(D_l) = 1$. Z wykorzystaniem tej samej normalizacji na rysunku pokazano również odpowiedź na dawkę fotonów z przyspieszacza liniowego elektronów Siemens Primus o nominalnej wartości napięcia przyspieszającego 6 MV . Dopasowując krzywą odpowiedzi na dawkę opisaną wzorem 2.3 otrzymuje się współczynniki $D_0 = 256(11)\text{ Gy}$ oraz $D_0 = 270(9)\text{ Gy}$ dla odpowiednio promieniowania ^{60}Co oraz 6 MV , gdzie w nawiasach podano niepewność dopasowania. Wyniki te są zbliżone do wyników otrzymanych dla detektorów typu MCP-N w postaci pastylek. W literaturze można znaleźć wartości $D_0 = 233\text{ Gy}$ [Olko, 1996] oraz $D_0 = 243\text{ Gy}$ [Waligórski i in., 1993] zmierzone dla źródła promieniowania ^{137}Cs , dla którego energia promieniowania gamma to 622 keV .



Rys. 5.3: Odpowiedź folii TL typu MCP na dawkę od źródła ^{60}Co oraz promieniowania X 6 MV, wraz z dopasowanymi krzywymi odpowiedzi w postaci funkcji opisanych wzorem 2.3.

Odpowiedź detektora jest liniowa z dawką do ok. 20 Gy, gdzie odchylenie sygnału od liniowości wynosi mniej niż 5%. Jest to zgodne z wynikami opublikowanymi wcześniej przez [Kisielewicz i in., 2010], gdzie liniowa odpowiedź na dawkę zbadana została w zakresie 0,2–20 Gy dla terapeutycznej wiązki promieniowania X 6 MV i 18 MV. Bazując na danych odpowiedzi dawkowej pokazanej na rysunku 5.4 oraz definicji 2.4 obliczono indeks liniowości odpowiedzi folii TL typu MCP dla promieniowania ^{60}Co i X 6 MV.



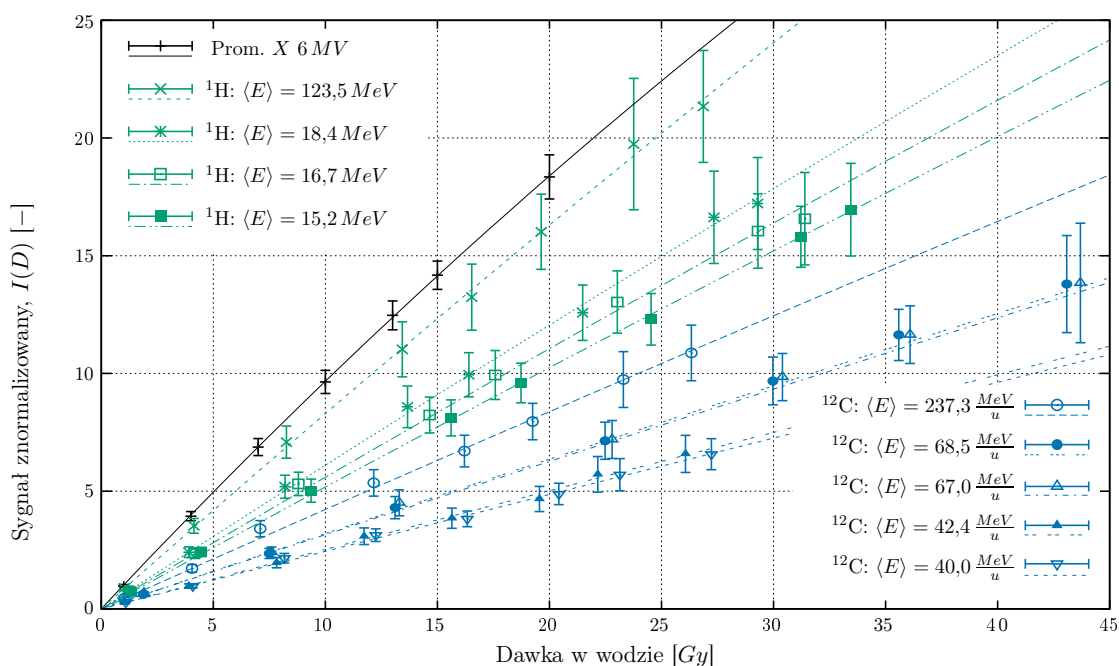
Rys. 5.4: Indeks liniowości odpowiedzi na dawkę od źródła ^{60}Co i promieniowania X 6 MV folii TL typu MCP. Dodatkowo dla porównania na wykresie pokazano dane otrzymane dla folii TL typu MCP przez [Kłosowski i in., 2014].

Obliczona na podstawie danych z wykresu 5.3 wydajność termoluminescencji na promieniowanie X 6 MV względem promieniowania gamma od źródła ^{60}Co dla dawki 4 Gy wynosi $\eta_{6MV} = 0,96(0,05)$, przy czym względna wydajność termoluminescencji zdefiniowana jest wzorem 2.5. W nawiasie podano niepewność wyniku, obliczoną na podstawie prawa przeniesienia uwzględniając niepewności parametrów D_0 .

Odpowiedź dawkowa detektorów termoluminescencyjnych zależy między innymi od rodzaju promieniowania i jego energii [Niewiadomski, 1991; Olko, 2002]. W ramach niniejszej pracy w ośrodku HIT w Heidelbergu przeprowadzono pomiary odpowiedzi dawkowej folii TL typu MCP dla wiązki protonów i jonów węgla o różnych energiach. Detektory umieszczone były w fantomie płytowym na wybranych głębokościach, a wartości średniej energii oraz odpowiadające jej średnie wartości liniowego przekazu energii, LET , obliczane były przy pomocy symulacji Monte Carlo kodem FLUKA w wersji 2011.2 [Ferrari i in., 2011], wykonanych na potrzeby przygotowywania modelu wiązki dla ośrodka terapii jonowej HIT [Parodi i in., 2012]. Wyniki pomiarów odniesiono do dawki po napromienieniu detektorów wiązką fotonów z przyspieszacza liniowego 6 MV. Na rysunku 5.5 pokazano odpowiedź dawkową, a w tabeli 5.2 zebrano parametry dopasowania krzywych w formie opisanej wzorem 2.3.

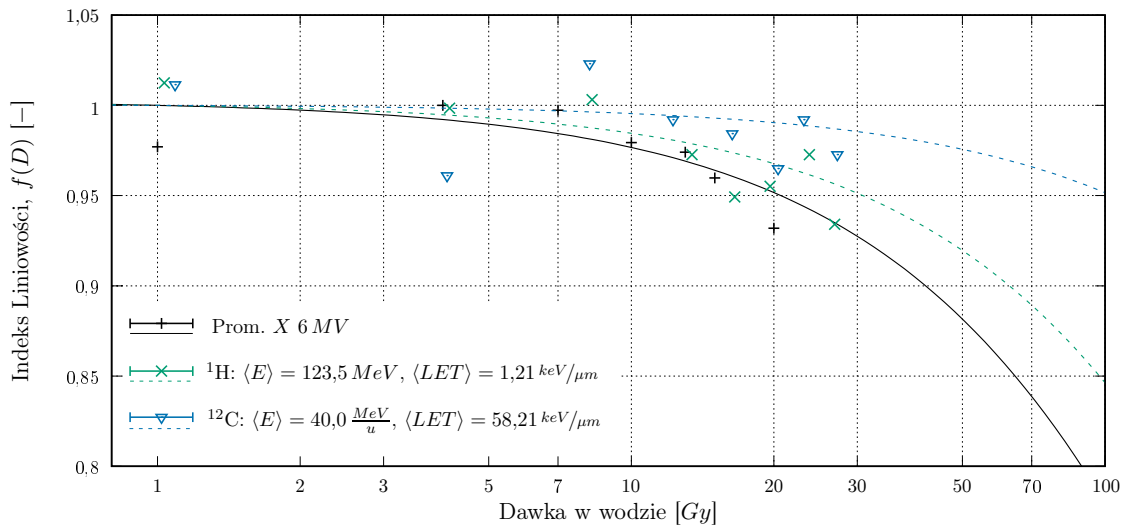
Tab. 5.2: Parametr D_0 dopasowania krzywej odpowiedzi dawkowej folii TL typu MCP dla różnych energii i typów promieniowania. W nawiasach podano odchylenia standardowe.

	Energia [MeV/u]	LET [keV/ μ m]	D_0 [Gy]
^1H	123,5 (0,3)	1,21 (0,02)	288,0 (8,4)
^1H	18,4 (1,2)	3,74 (0,34)	393,2 (9,5)
^1H	16,7 (1,1)	4,23 (0,43)	429,6 (11,5)
^1H	15,2 (0,9)	4,82 (0,44)	464,2 (9,9)
^{12}C	237,3 (0,5)	14,40 (0,02)	570,4 (12,3)
^{12}C	68,5 (1,1)	36,03 (0,53)	754,5 (23,1)
^{12}C	67,0 (0,9)	36,80 (0,52)	766,1 (31,8)
^{12}C	42,4 (1,5)	55,11 (1,81)	957,5 (23,2)
^{12}C	40,0 (1,7)	58,21 (2,60)	989,8 (20,6)



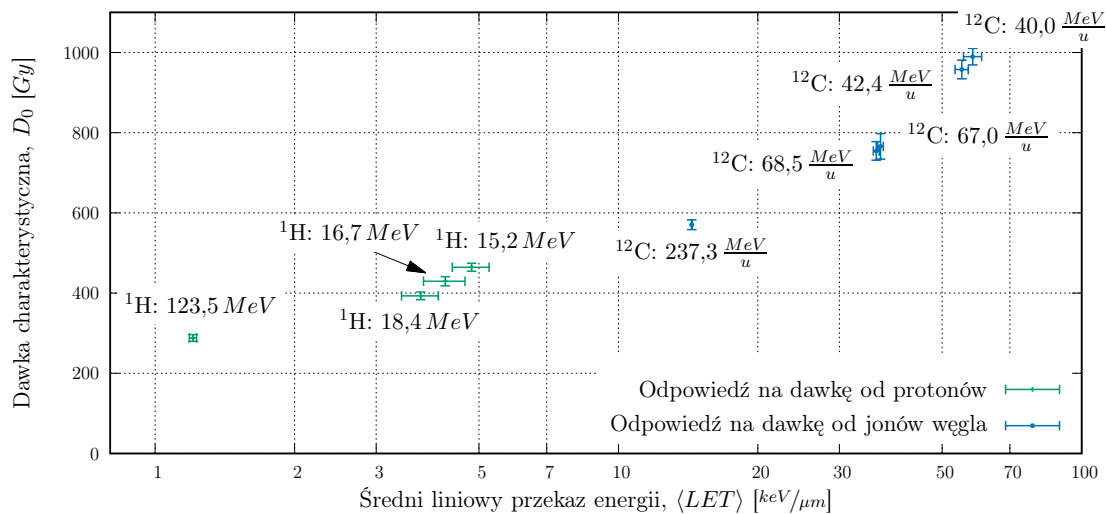
Rys. 5.5: Odpowiedź folii TL typu MCP na dawkę od protonów i jonów węgla w odniesieniu do odpowiedzi od promieniowania X 6 MV, wraz z dopasowanymi krzywymi odpowiedzi dawkowej na podstawie wzoru 2.3.

Na podstawie zmierzonych odpowiedzi dawkowych obliczono indeks liniowości, który dla wybranych przypadków pokazany jest na rysunku 5.6. Wraz ze wzrostem średniej wartości LET promieniowania, którym napromieniane były detektory zwiększa się zakres liniowości z ok. 30 Gy dla protonów o $\langle LET \rangle = 1,21 \text{ keV}/\mu\text{m}$ do ponad 100 Gy dla jonów węgla o $\langle LET \rangle = 58,21 \text{ keV}/\mu\text{m}$.



Rys. 5.6: Indeks liniowości odpowiedzi dawkowej protonów i jonów węgla oraz promieniowania X 6 MV folii TL typu MCP, obliczony dla części danych z wykresu 5.5. Ze względu na czytelność wykresu pominięto na nim krzyże błędów.

Dawka charakterystyczna, D_0 , wynikająca z krzywej dopasowania do wyników odpowiedzi dawkowej wzrasta wraz ze wzrostem średniego LET promieniowania. Zależność ta pokazana została w tabeli 5.2 oraz na rysunku 5.7.



Rys. 5.7: Zależność dawki charakterystycznej folii TL typu MCP od średniego liniowego przekazu energii, LET promieniowania protonowego oraz jonów węgla o różnych energiach.

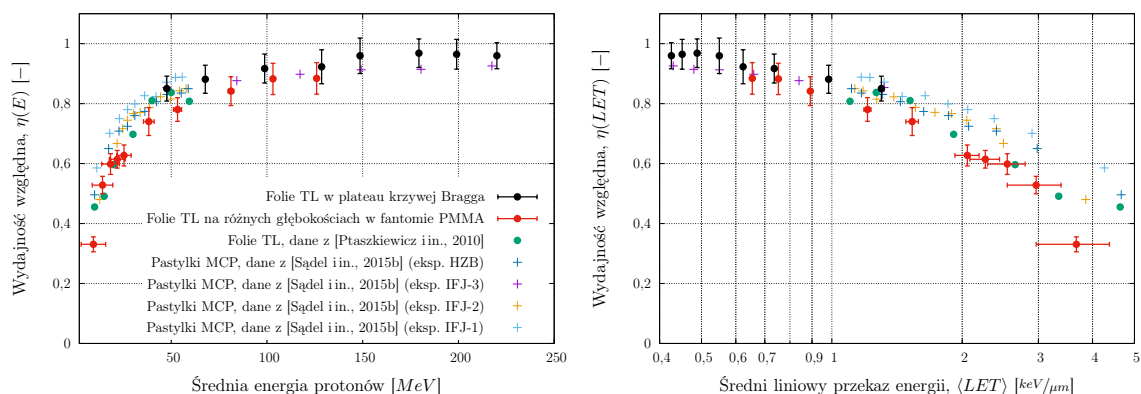
Wzrost dawki charakterystycznej dla promieniowania o większej gęstości jonizacji tłumaczony jest w oparciu o teorię struktury śladu [Bilski i in., 1994; Waligórski i in., 1993]. Dawka dostarczana przez cząstki naładowane nie jest jednorodnie rozłożona w materiale TL. Wzdłuż toru cząstki duża gęstość jonizacji powoduje dostarczenie stosunkowo dużej dawki, rzędu kGy , co prowadzi lokalnie do nasycenia sygnału TL. W efekcie energia jaką traci cząstka w wyniku oddziaływań z materiałem detektora jest mniej efektywnie konwertowana na generację par elektron-dziura.

5.5. Względna wydajność termoluminescencji

Dla folii TL typu MCP względna wydajność termoluminescencji, zdefiniowana wzorem 2.5, została zmierzona dla wiązki protonowej i węglowej o energiach z zakresu zastosowań terapeutycznych w ośrodku terapii jonowej HIT w Heidelbergu. Napromieniania referencyjne dawką 4 Gy przeprowadzono w ośrodku DKFZ wykorzystując jednorodne pole promieniowania $X\ 6\text{ MV}$. Biorąc pod uwagę względną wydajność termoluminescencji $\eta_{6\text{MV}} = 0,96$ odpowiedź detektorów normalizowana była następnie do odpowiedzi dawkowej na promieniowanie gamma od źródła ^{60}Co .

Przeprowadzono dwa uzupełniające się eksperymenty. W pierwszym detektory umieszczone były prostopadle do wiązki w fantomie PMMA w plateau krzywej Bragga i napromieniane monoenergetyczną wiązką o energiach z zakresu $50 - 200\text{ MeV}$ dla protonów i $88 - 430\text{ MeV/u}$ dla jonów węgla. W drugim eksperymencie detektory umieszczane były na różnych głębokościach w fantomie PMMA i napromieniane wiązką protonów o energii $132,3\text{ MeV}$ i jonów węgla o energii $250,08\text{ MeV/u}$. Położenie detektora w fantomie PMMA przeliczane było na głębokość w wodzie przyjmując $WER^{PMMA} = 1,165(0,013)$ [Jäkel i in., 2001] oraz $WER^{TL} = 1,64(0,05)$ [Gajewski i in., 2013]. Średnia energia oraz średni LET protonów i jonów węgla na danej głębokości obliczane były bazując na wynikach symulacji Monte Carlo wykonanej na potrzeby przygotowywania modelu wiązki dla ośrodka terapii jonowej HIT [Parodi i in., 2012].

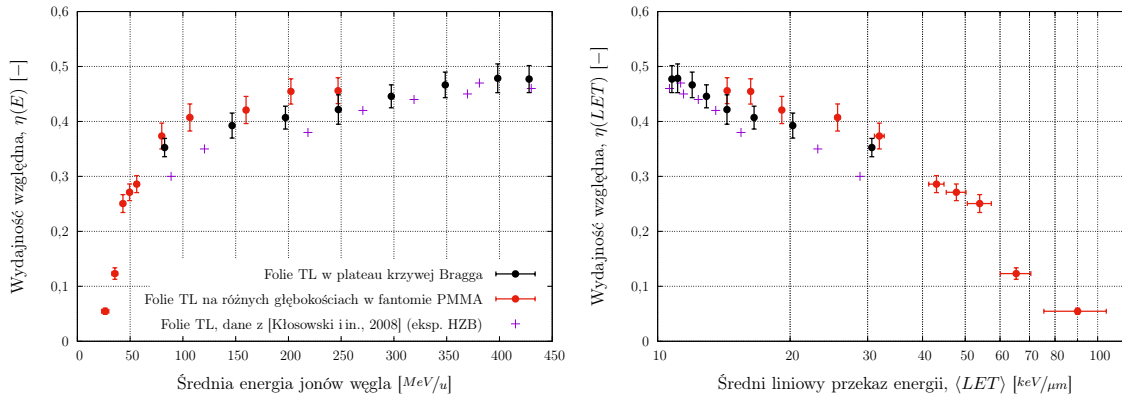
Wyniki wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP względem promieniowania gamma od źródła ^{60}Co pokazane zostały na rysunkach 5.8 i 5.9 dla odpowiednio wiązki protonów i jonów węgla. Obok wyników eksperymentów przeprowadzonych na potrzeby niniejszej pracy pokazano wyniki opublikowane zarówno dla folii TL typu MCP [Kłosowski i in., 2008; Ptaszkiewicz i in., 2010], jak i dla detektorów pastylkowych MCP-N [Sądel i in., 2015b]. Wszystkie wyniki względnej wydajności termoluminescencji zaczerpnięte z literatury obliczone były w odniesieniu do promieniowania gamma od źródła ^{60}Co i pokazane są bez niepewności pomiaru.



Rys. 5.8: Zależność względnej wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP od energii i LET wiązki protonów. Na wykresach pokazano również dla porównania wyniki uprzednio otrzymane dla detektorów pastylkowych typu MCP-N przez [Sądel i in., 2015b] oraz dla folii TL typu MCP przez [Ptaszkiewicz i in., 2010].

Względne wydajności termoluminescencji dla wiązki protonowej zmierzone na potrzeby niniejszej pracy są konsyistentne z danymi literaturowymi dla folii TL [Ptaszkiewicz i in., 2010]. Opublikowane dane dla pastylek TL typu MCP [Sądel i in., 2015b] są wyższe niż zmierzone foliami TL. Różnice mogą wynikać z zastosowania innego systemu odczytu pastylek niż

folii TL. Do odczytu pastylek użyty został czytnik Harshaw 3500 wyposażony w fotopowielacz bialkaliczny typu ETE 9125B, którego wydajność kwantowa, pokazana na rysunku 3.13, jest przesunięta w stronę niebieskiej części widma w stosunku do wydajności kwantowej toru optycznego czytnika 2D TL.

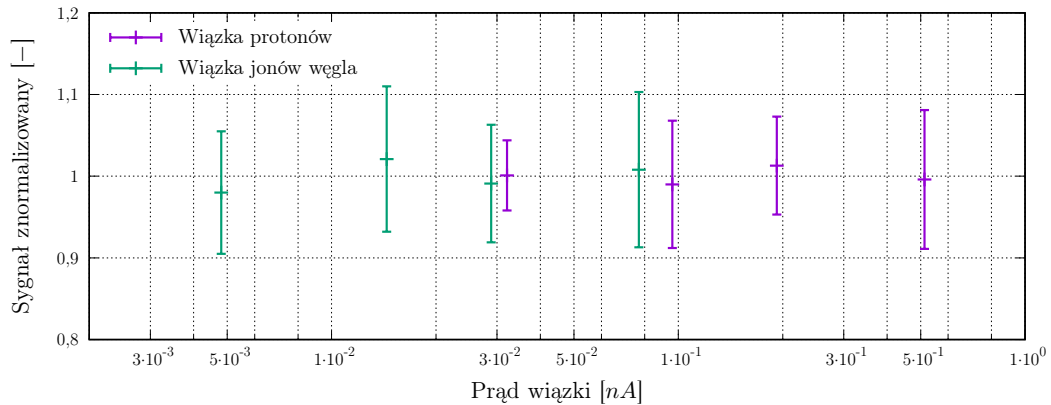


Rys. 5.9: Zależność względnej wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP od energii i LET wiązki jonów węgla. Na wykresach pokazano również dla porównania wyniki otrzymane dla folii TL typu MCP przez [Kłosowski i in., 2008].

Dla wiązki jonów węgla wyniki są spójne z wynikami publikowanymi dotychczas przez [Kłosowski i in., 2008]. Na różnicę wpływ mogą mieć zastosowanie detektorów z innej serii produkcyjnej oraz wykorzystanie czytnika laboratoryjnego opisanego w rozdziale 3.5. Czytnik ten wyposażony jest w kamerę PCO SensiCam [PCO, 1999] o innej wydajności kwantowej niż kamera Hamamatsu zastosowana w czytniku 2D TL do folii TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Ponadto wartości średniego LET w [Kłosowski i in., 2008] dla danej energii obliczone zostały na podstawie symulacji w oprogramowaniu SRIM [Ziegler i in., 2010], które nie uwzględniają cząstek wtórnych generowanych przez pierwotną wiązkę jonów węgla oraz oddziaływań cząstek z jądrami atomów ośrodka [Akbari i in., 2014]. W efekcie wartość średniego LET na danej głębokości w wodzie jest zaniżona w stosunku do wyników symulacji Monte Carlo wykonanych w oprogramowaniu FLUKA z uwzględnieniem cząstek wtórnych i oddziaływań jądrowych.

5.6. Zależność wydajności termoluminescencji od natężenia prądu wiązki

Zależność odpowiedzi folii TL typu MCP od natężenia prądu wiązki zbadana została w ośrodku terapii jonowej HIT w Heidelbergu. System dostarczania wiązki w HIT pozwala na wybór natężenia prądu wiązki z zakresu $0,03 - 0,5 \text{ nA}$ dla wiązki protonowej lub $0,005 - 0,08 \text{ nA}$ dla wiązki jonów węgla. Ośmiu detektorów napromienionych zostało jednorodnym polem, dawką z zakresu odpowiedzi liniowej, zmieniając jedynie natężenie prądu wiązki, tzn. moc dawki. Wyniki odpowiedzi detektorów znormalizowanej do średniej pokazane zostały na rysunku 5.10. Wyniki wskazują, że w granicach niepewności pomiarowych brak jest zależności sygnału TL od wartości natężenia prądu (mocy dawki) wiązki protonowej i jonów węgla w przedziale trzech rzędów wielkości.

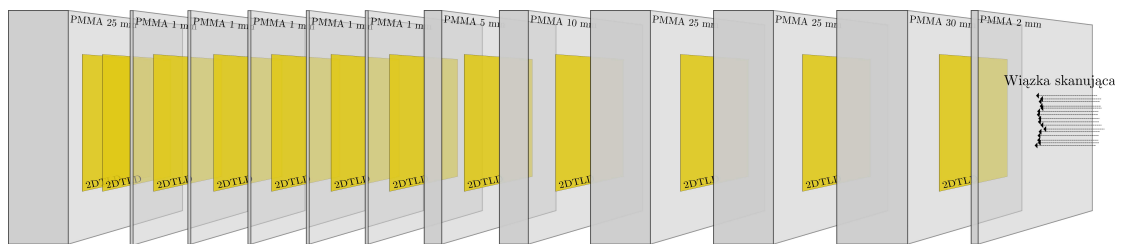


Rys. 5.10: Zależność względnej wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP od natężenia prądu wiązki protonowej i jonów węgla.

W wielu opracowaniach, dla detektorów TL na bazie fluorku litu stwierdza się brak istotnej zależności sygnału TL od mocy dawki [McKeever, 1985; McKeever i in., 1980]. Dane literaturowe pokazują brak takiej zależności dla mocy dawek do $150 \cdot 10^6 \text{ Gy/s}$ [Goldstein, 1972; Gorbics i in., 1973; Karsch i in., 2012; Karzmark i in., 1964; Tochilin i Goldstein, 1966], co zgodne jest z wynikami pomiarów niniejszej pracy.

5.7. Zastosowanie systemu 2D TL do pomiarów głębokościowych

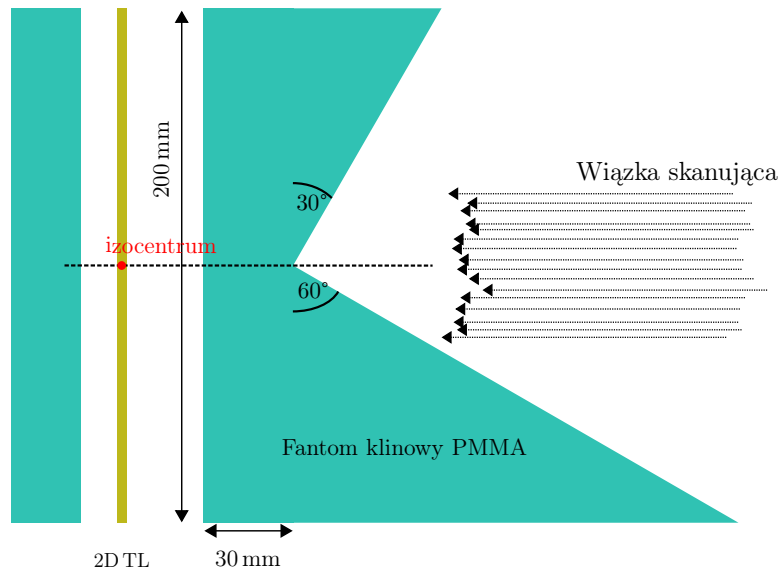
Drugą ważną grupą eksperymentów było zastosowanie detektorów TL do pomiarów głębokościowych krzywych Bragga. W tym celu przeprowadzono dwa doświadczenia. W pierwszym eksperymencie dwanaście detektorów umieszczonych zostało na różnych głębokościach w fantomie płytowym PMMA i naświetlanych jednorodnymi polami $5 \times 5 \text{ cm}^2$ wiązką protonów i jonów węgla o energiach początkowych odpowiednio $E_0^p = 132,3 \text{ MeV}$ i $E_0^C = 250,08 \text{ MeV}$. Energie te zostały dobrane tak, aby zasięgi obu typów wiązek były podobne i wynosiły ok. 127 mm w wodzie. Konfiguracja wykorzystana w tym eksperymencie pokazana została na rysunku 5.11. Dawka wlotowa, $D_0 = 2 \text{ Gy}$, dobrana została tak, aby detektory na każdej głębokości otrzymały dawkę w zakresie liniowym.



Rys. 5.11: Ustawienie detektorów w fantomie PMMA do pomiaru krzywych Bragga wiązki protonowej i węglowej.

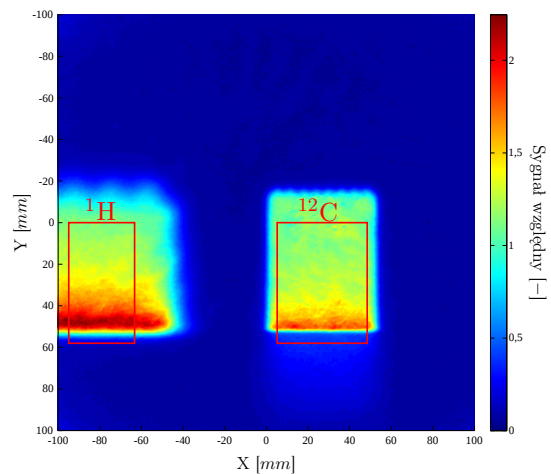
Znając stosunek ekwiwalentu wody fantomu PMMA wynoszący $WER^{PMMA} = 1,165(0,013)$ [Jäkel i in., 2001] oraz folii TL typu MCP wynoszący $WER^{TL} = 1,64(0,05)$ [Gajewski i in., 2013], gdzie w nawiasach podano niepewność w sensie odchylenia standardowego średniej, przeliczono pozycję poszczególnych detektorów na głębokość w wodzie.

W drugim eksperymencie pojedynczy detektor umieszczony był za klinem z PMMA i naświetlony dwoma jednorodnymi prostokątnymi polami wiązką protonową i wiązką jonów węgla o tych samych co wcześniej energiach. Budowa klina pokazana jest na rysunku 5.12.



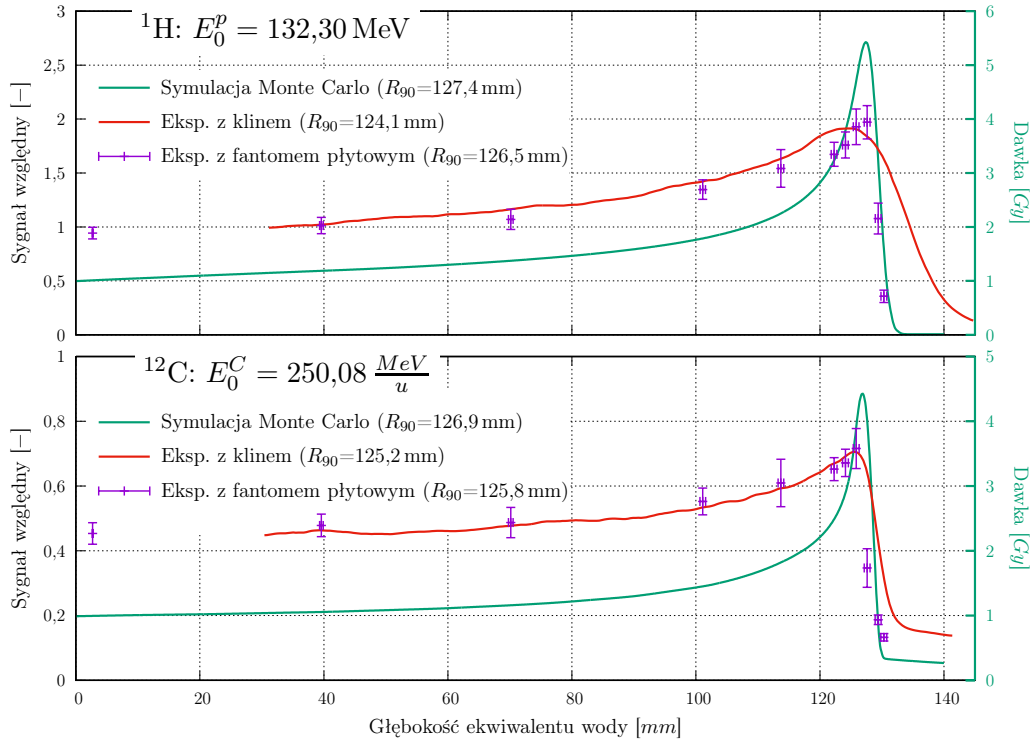
Rys. 5.12: Fantom klinowy wykorzystany do pomiaru krzywych Bragga wiązki protonowej i węglowej. Wymiary zaczerpnięte z [Rinaldi, 2011].

Wynik odczytu tak napromienionego detektora pokazany został na rysunku 5.13 w postaci sygnału względnego, czyli stosunku sygnału z detektora do sygnału jaki uzyskany został z odczytu tego samego detektora napromienionego źródłem referencyjnym, którym w tym wypadku było źródło ^{60}Co . Pokazane są na nim dwa pola naświetlone wzdłuż osi Y na różnych głębokościach. Do celów analizy obliczono średni profil z profili wzdłuż osi Y wziętych z zaznaczonych na rysunku 5.13 obszarów. Biorąc tę samą wartość WER dla PMMA co wcześniej przeliczono pozycję wzdłuż osi Y na głębokość w wodzie.



Rys. 5.13: Odczyt detektora napromienionego za fantomem klinowym wiązkami protonów i jonów węgla. Czerwonymi prostokątami zaznaczono obszary, z których obliczono średnie profile.

Wynik obu eksperymentów dla wiązki protonowej i jonów węgla przedstawiony jest na rysunku 5.14. Niepewności wyników z eksperymentu z fantomem płytowym obliczone zostały biorąc pod uwagę odchylenie standardowe średniego sygnału z napromienionego obszaru $5 \times 5 \text{ cm}^2$ oraz niepewność wyznaczenia głębokości w wodzie dla detektorów. Na osobnej osi pokazano krzywe Bragga otrzymane w symulacji Monte Carlo monoenergetycznej wiązki protonowej i węglowej w oprogramowaniu FLUKA v.2011.2c.0 [Ferrari i in., 2011]. W legendzie podano także zasięgi dystalne, R_{90} , na poziomie 90% wartości maksymalnej krzywej Bragga, przy czym wartości te obliczono przy pomocy dopasowania do krzywej wielomianu trzeciego stopnia [Parodi i in., 2012].



Rys. 5.14: Wynik pomiarów krzywych Bragga wiązki protonowej i jonów węgla wykonanych w dwóch eksperymentach. Obok wyników pomiarów pokazano także wynik symulacji Monte Carlo.

Wypłaszczenie krzywej Bragga zmierzonej obiema metodami wynika ze spadku wydajności termoluminescencji detektorów typu MCP przy wzroście LET promieniowania. Względna wydajność termoluminescencji w odniesieniu do wydajności na promieniowanie ze źródła ^{60}Co , odczytana z wykresów 5.8 i 5.9, wynosi $\eta(E_0^p = 132,3 \text{ MeV}) \approx 0,9$ dla wiązki protonów i $\eta(E_0^C = 250,08 \text{ MeV}/u) \approx 0,45$ dla wiązki jonów węgla. Wartości te zgadzają się z punktami pomiarowymi na wykresie dla minimalnej głębokości, czyli w obszarze plateau.

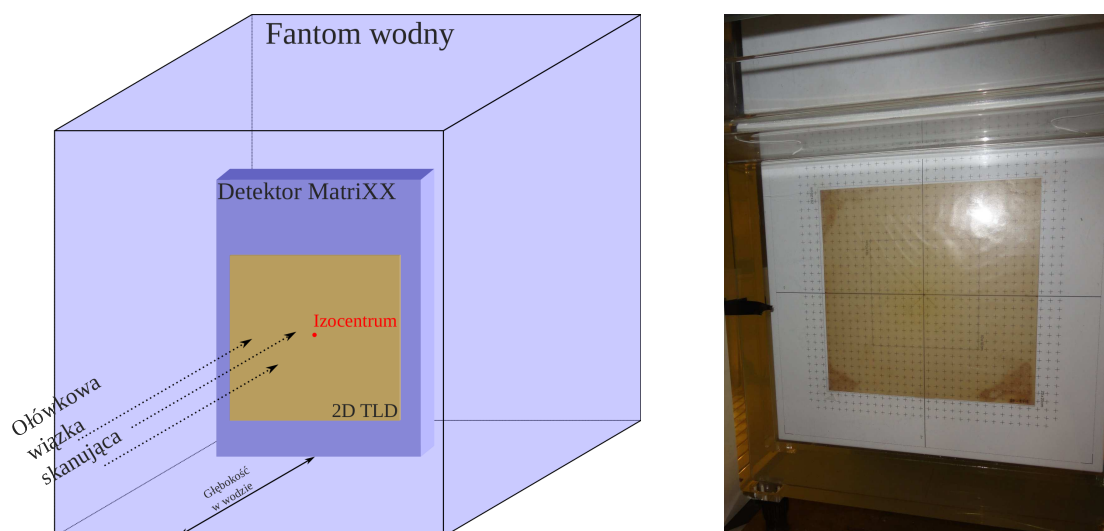
Krzywe Bragga zmierzone w eksperymencie z klinem PMMA są wyraźnie szersze od krzywych z symulacji. Jednym z powodów tego może być sam układ eksperymentalny, w którym równoległa wiązka jonów przechodząc przez klin ulega częściowemu rozproszeniu. W efekcie jony padające na klin bliżej izocentrum padają na detektor dalej od tego izocentrum. Osiągają zatem dany punkt na powierzchni detektora po pokonaniu krótszej drogi w fantomie, a więc mają większą energię niż gdyby osiągnęły ten sam punkt po przejściu przez całą grubość fantomu w linii prostopadłej do detektora w tym punkcie. W efekcie krzywa Bragga ulega poszerzeniu, co widoczne jest zwłaszcza w obszarze dystalnym. Zmierzone w tym eksperymencie zasięgi R_{90} krzywych Bragga różnią się od symulacji o $3,3 \text{ mm}$ dla wiązki protonowej i $1,7 \text{ mm}$ dla wiązki węglowej. Większe różnice dla wiązki protonowej można wytłumaczyć większymi rozproszeniami wiązki protonowej niż jonów węgla, co wynika z różnicy mas.

Efektu tego nie widać w wypadku pomiarów wykonanych w fantomie płytowym. Geometria eksperymentu jest tu podobna do geometrii, w której wykonywane były symulacje Monte Carlo. Różnice zasięgów zmierzonych tą metodą, a wynikających z symulacji są mniejsze i wynoszą odpowiednio $0,9 \text{ mm}$ oraz $1,1 \text{ mm}$ dla wiązki protonów i jonów węgla.

5.8. Weryfikacja planów leczenia wiązką skanującą przy pomocy systemu 2D TLD

W ośrodku terapii protonowej w Pradze autor pracy wykonał testy mające na celu sprawdzenie przydatności systemu 2D TLD $20 \times 20 \text{ cm}^2$ do weryfikacji planów terapeutycznych podczas standardowej procedury zapewnienia jakości terapii protonowej. Do tego celu skorzystano z rzeczywistego planu leczenia nowotworu prostaty, przygotowanego przez personel w PTC. Narzędziem stosowanym do zaplanowania terapii był system Eclipse v. 8.6 firmy Varian Medical Systems.

Weryfikacja planu leczenia polegała na pomiarze rozkładu dawki na wybranych głębokościach w fantomie wodnym DigiPhant [IBA Dosimetry, 2012] w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki. Pomiary wykonano w pierw z wykorzystaniem matrycy komórek jonizacyjnych MatriXX [Herzen i in., 2007] firmy IBA Dosimetry w czterech pozycjach. Następnie detektory 2D TLD przyklejane były na powierzchnię detektora MatriXX, tak że ich centrum znajdowało się w osi izocentrum stanowiska. Głębokość w wodzie na jakiej ustawiane były detektory 2D TL została dobrana tak, aby odpowiadała głębokości na jakiej wykonano pomiar detektorem MatriXX, uwzględniając odległość punktu referencyjnego detektora MatriXX od jego powierzchni. Schemat układu pomiarowego pokazany został na rysunku 5.15.



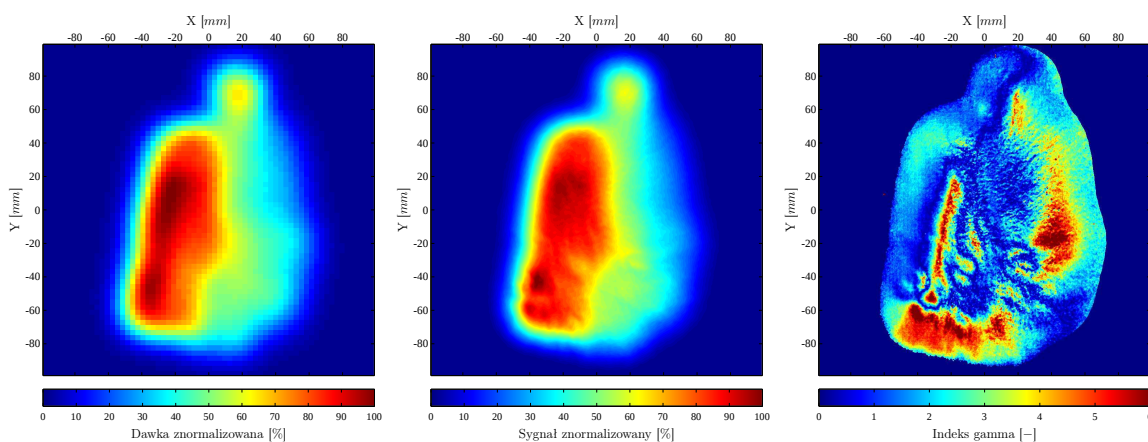
Rys. 5.15: Schemat układu pomiarowego (lewy) oraz zdjęcie wykonane podczas eksperymentu (prawy) do badania przydatności systemu 2D TLD do weryfikacji planów leczenia skanującą wiązką protonową.

Zgodność uzyskanych obrazów rozkładu dawki, zarówno folią TL oraz detektorem MatriXX, z rozkładem dawki obliczonym w systemie do planowania leczenia zbadano na podstawie analizy gamma indeks przeprowadzonej w oprogramowaniu VeriSoft v. 4.2.1 firmy PTW, używanym do weryfikacji planów leczenia w PTC. Wartości parametrów zastosowanych przy analizie, tj. $DTA = 3 \text{ mm}$, $DD = 3\%$ oraz $DL = 5\%$ były zgodne z przyjętymi w procedurach zapewnienia jakości. Na podstawie analizy gamma indeks określano takie parametry jak: procentowa liczba pikseli dla których $\gamma < 1$, wartość średnią indeksu gamma, $\langle \gamma \rangle$, oraz wartość maksymalną, γ_{max} . Procedury zapewnienia jakości w PTC określają poziom akceptowalności weryfikacji planu leczenia gdy procent pikseli zdających test gamma, tj. spełniających warunek $\gamma < 1$ jest większy od 98% oraz średnia wartość $\langle \gamma \rangle < 0,5$. Wyniki pokazano w tabeli 5.3.

Tab. 5.3: Wyniki analizy gamma indeks porównania obrazów zmierzonych detektorem MatriXX oraz folią TL z rozkładem dawki obliczonym w systemie planowania leczenia dla czterech głębokości w wodzie.

Głębokość w wodzie [mm]	Analiza gamma indeks					
	Detektor MatriXX			System 2D TLD		
	$\gamma < 1$ [%]	$\langle \gamma \rangle$	γ_{max}	$\gamma < 1$ [%]	$\langle \gamma \rangle$	γ_{max}
30	99,7	0,34	1,09	93,3	0,49	3,49
51	99,4	0,36	1,41	80,3	0,74	5,91
69	98,8	0,42	1,19	83,5	1,03	5,59
114	98,9	0,45	1,01	80,2	1,06	7,19

Analiza wyników z tabeli pozwala stwierdzić, że wszystkie pola zmierzone detektorem MatriXX spełniają kryteria akceptowalności założone w procedurach zapewnienia jakości w PTC. Procent pikseli obrazów mierzonych foliami TL zdających test gamma indeks zawiera się w granicach 80% – 94%, zatem żadne pole nie spełnia kryteriów akceptowalności. Różnice te wynikają w znacznym stopniu z lepszej rozdzielczości folii 2D TL ($\sim 0,2\text{ mm}$) w stosunku do rozdzielczości urządzenia MatriXX ($\sim 7\text{ mm}$). Ponadto wysokie wartości γ_{max} wskazują na obszary obrazów znacząco różniących się od założonego w systemie do planowania leczenia rozkładu dawki. Główny wpływ na te rozbieżności mają niejednorodności czułości samych folii TL, pomimo zastosowania szeregu procedur korekcji odczytów, opisanych w rozdziale 4.2.2. Na rysunku 5.16 pokazano rozkład dawki zmierzony folią TL na głębokości 51 mm w wodzie, rozkład dawki obliczony w systemie planowania leczenia oraz obliczoną mapę indeksów gamma. Różnice między obrazem zmierzonym a obliczonym w systemie TPS są największe w obszarach mniejszych dawek.



Rys. 5.16: Rozkład dawki na głębokości w wodzie 51 mm obliczony w systemie do planowania leczenia (lewy), zmierzony folią TL (środkowy) oraz obliczona mapa indeksów gamma (prawy).

Innym czynnikiem mającym wpływ na wyniki uzyskane foliami termoluminescencyjnymi jest zależność ich odpowiedzi od energii cząstek. Trójwymiarowe struktury napromieniane były przez skanowanie objętości punkt po punkcie wiązką o różnych zasięgach i intensywności, a dawka dostarczona na każdej warstwie jest wynikiem złożenia dawek dostarczonych przez wiązki protonów o różnych energiach.

Badanie własności terapeutycznych wiązek skanujących

6.1. Geometryczne właściwości wiązki skanującej

Napromienianie zadanego obszaru techniką skanowania rastrowego [Kraft, 2000] bądź dyskretnego [Kanai, 1980] realizowane jest przez skanowanie wiązką o zadanej energii początkowej punkt po punkcie [Bortfeld i in., 2005]. Rozkład głębokościowy dawki dostarczonej przez wysokoenergetyczne jony opisany jest krzywą Bragga (rozdział 3.1). Wynika z niego, że większość dawki pochłoniętej jest w warstwie na określonej głębokości wynikającej z energii początkowej jonów. Stąd, zmieniając energię początkową wiązki można napromienić zadaną objętość skanując każdą warstwę z osobna. Tym sposobem możliwe jest precyzyjne i jednorodne napromienienie objętości tarczowej, nazywanej objętością PTV (ang. *Planning Target Volume*) [ICRU, 1993, 2007], przy jednoczesnym zminimalizowaniu dawki dostarczonej do otaczających nowotwór zdrowych tkanek, w szczególności do narządów krytycznych, nazywanych objętością OAR (ang. *Organ At Risk*) [ICRU, 1993, 2007].

Rozkład przestrzenny dawki opisuje się parametrami określającymi zgodność z planem napromieniania, przykładowo na podstawie analizy histogramów dawka-objętość bądź analizy gamma indeks. Niewłaściwe określenie kształtu pojedynczej wiązki ołówkowej podczas przygotowywania modelu wiązki dla systemu TPS oraz podczas procedur kontroli jakości może powodować pogorszenie parametrów przestrzennego rozkładu dawki, a tym samym pogorszyć skuteczność terapii. Stąd prawidłowy opis geometrycznych własności wiązki ma istotne znaczenie dla zapewnienia jakości terapii jonowej wiązką skanującą.

System do planowania leczenia (ang. *Treatment Planning System* – TPS) oblicza początkową energię każdej z warstw oraz położenia wiązki skanującej na każdej z nich, tak aby spełnić założenia planu terapeutycznego, czyli podać zadaną dawkę do objętości PTV w sposób możliwie jednorodny i zminimalizować dawkę w objętościach OAR [Paganetti, 2012]. Konfiguracja systemu TPS obejmuje między innymi przygotowanie modelu wiązki dedykowanego dla konkretnego stanowiska terapeutycznego. Model wiązki ołówkowej tworzony jest podczas uruchomienia stanowiska i zawiera takie parametry jak: zależność rozmiaru wiązki od odległości od izocentrum, $\sigma(Z)$, oraz od energii początkowej, $\sigma(E_0)$. Do prawidłowego

działania system do planowania leczenia Eclipse v. 13.6 firmy Varian Medical Systems [Varian Medical System Inc., 2016] wymaga podania profili X i Y wiązki przechodzących przez środek masy [Varian, 2013].

Podczas napromieniania parametry wiązki kontrolowane są przez szereg urządzeń zamontowanych w głowicy skanującej. Podana liczba jednostek monitorowych kontrolowana jest przez płasko-równoległe proporcjonalne komory jonizacyjne [Tilly i in., 2007], a geometryczne parametry mierzone są zazwyczaj przy pomocy kilku przelotowych proporcjonalnych komór wielodrutowych (ang. *Multi-Wire Proportional Chamber* – MWPC) [Forck, 2013; Sauli, 1977]. W ośrodkach radioterapii właściwości pojedynczej wiązki ołówkowej sprawdzane są dodatkowo podczas rutynowych testów kontroli jakości. W ich trakcie bada się czy wybrane parametry są zgodne w określonych granicach akceptowalności z modelem wiązki przygotowanym podczas uruchomienia stanowiska, oraz dopuszcza się wiązkę do zastosowań klinicznych [Arjomandy i in., 2009; Ding i in., 2013; ICRU, 2007].

Obecnie stosowane są dwie metody określania kształtu przekroju poprzecznego wiązki: przez analizę profili przechodzących przez środek masy, co zgodne jest z wymaganiami modelu wiązki dla systemu TPS, oraz analizę całek z profili w kierunku osi X i Y , zgodną z zasadą działania komory MWPC. Metody te nie uwzględniają jednak kąta rotacji plamki, który w niektórych przypadkach może prowadzić do nieprawidłowego określenia jej kształtu. W efekcie, wiązka nie spełniająca kryterium symetrii może zostać dopuszczona do zastosowań klinicznych w procedurach dziennej kontroli jakości. Stąd potrzeba wprowadzenia innej techniki parametryzacji, uwzględniającej kąt rotacji. Metodą zaproponowaną przez autora niniejszej pracy i przedstawioną poniżej jest dopasowanie do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją.

6.1.1. Metody analizy parametrów przekroju poprzecznego wiązki ołówkowej

Dwuwymiarowy obraz przekroju poprzecznego ołówkowej wiązki jonowej, t.j. w płaszczyźnie XY prostopadłej do osi wiązki, nazywany dalej plamką jonów, ma w pierwszym przybliżeniu kształt elipsy [Zhu i in., 2013], która może być nachylona pod pewnym kątem w stosunku do osi X [Paganetti, 2012]. Rozkład fluencji cząstek w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki opisany jest asymetrycznym rozkładem Gaussa. Ponadto, w obszarze otaczającym plamkę, w pewnej odległości od jej środka może być obserwowany sygnał, którego na ogół nie opisuje krzywa Gaussa [Lin i in., 2013a,b].

W zależności od zastosowanej metody pomiaru przekroju poprzecznego wiązki ołówkowej (przykłady metod pomiaru przedstawione zostały w rozdziale 3.4) otrzymuje się macierz pikseli o rozmiarze $M \times N$. Obraz $I(x,y)$ plamki może być przedstawiony w postaci macierzy $M \times N$ elementów na płaszczyźnie XY . Każdy element macierzy $I(x,y)$ reprezentuje intensywność danego piksela i odpowiada wielkości mierzonej danym urządzeniem. Przykładowo może być to gęstość optyczna w wypadku metod wykorzystujących filmy lub błony barwnikowe, bądź sygnał scyntylacyjny lub termoluminescencyjny. Zakładając, że energie cząstek w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki, w której mierzona jest plamka, są w przybliżeniu jednakowe to wartości elementów macierzy $I(x,y)$ są proporcjonalne do fluencji cząstek w zakresie liniowej odpowiedzi danego detektora.

Przyjmując założenie, że rozkład intensywności pikseli obrazu na płaszczyźnie XY , będącego wynikiem pomiaru przekroju poprzecznego wiązki, może być opisany dwuwymiarowym asymetrycznym rozkładem Gaussa, wówczas funkcję $I(x,y)$ można wyrazić wzorem:

$$I(x,y) = A \cdot \exp\left(-\frac{[(x - P_x) \cos \theta + (y - P_y) \sin \theta]^2}{2 \cdot L^2} - \frac{[(y - P_y) \cos \theta - (x - P_x) \sin \theta]^2}{2 \cdot W^2}\right), \quad (6.1)$$

w którym poszczególne parametry określają kształt plamki:

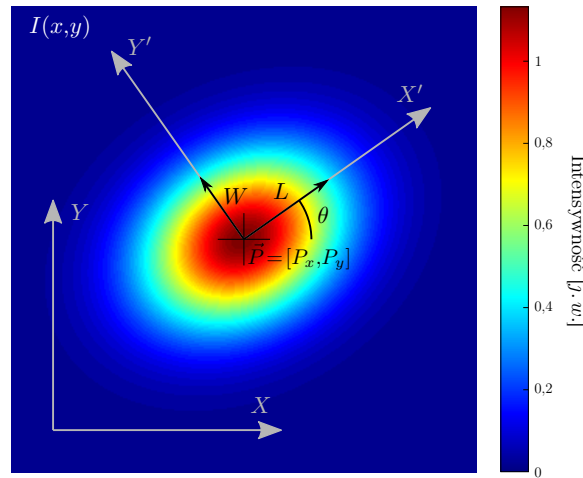
$\vec{P} = [P_x, P_y]$ jest wektorem w bezwzględny układzie współrzędnych, t.j. w układzie związanym z aparaturą, określającym położenie wiązki względem izocentrum na płaszczyźnie XY normalnej do osi wiązki,

A jest amplitudą plamki, czyli wartością intensywności obrazu w punkcie jej położenia, czyli $A = I(\vec{P})$,

θ jest kątem rotacji głównej osi wiązki w stosunku do osi X ,

W i L są odpowiednio długością i szerokością plamki mierzoną wzdłuż osi X' i Y' , nachylonych pod kątem odpowiednio θ i $\theta + 90^\circ$ w stosunku do osi X .

Przykład obrazu plamki wraz z opisującymi ją parametrami pokazano na rysunku 6.1.



Rys. 6.1: Przykład obrazu plamki jonów w kształcie asymetrycznego dwuwymiarowego rozkładu Gaussa nachylonego w stosunku do osi X .

Parametrem pochodnym, opisującym kształt plamki jest jej rzeczywista symetria, S , zdefiniowana wzorem:

$$S = \frac{L - W}{L + W} \cdot 100\% \quad . \quad (6.2)$$

Dostępne w ostatnich latach komercyjne systemy do planowania leczenia nie uwzględniają wpływu kąta rotacji gantry na kształt wiązki [Parodi i in., 2010; Zhu i in., 2013]. Podczas przygotowywania modelu wiązki dla systemu TPS Eclipse zalecany jest pomiar jej kształtów przez analizę profili X i Y przechodzących przez środek masy plamki [Varian, 2013]. Środek masy, \vec{CM} , obrazu plamki $I(x,y)$, jest wektorem, którego składowe zdefiniowane są jako:

$$\begin{aligned} CM_x &= \frac{\sum_{x,y} xI(x,y)}{\sum_{x,y} I(x,y)} \\ CM_y &= \frac{\sum_{x,y} yI(x,y)}{\sum_{x,y} I(x,y)} \quad . \end{aligned} \quad (6.3)$$

Profile X^p i Y^p obrazu plamki $I(x,y)$ przechodzące przez środek masy \overline{CM} , opisane są równaniami:

$$\begin{aligned} X^p(x) &= I(x, CM_y) \\ Y^p(y) &= I(CM_x, y) \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dopasowując jednowymiarowe krzywe Gaussa w postaci funkcji:

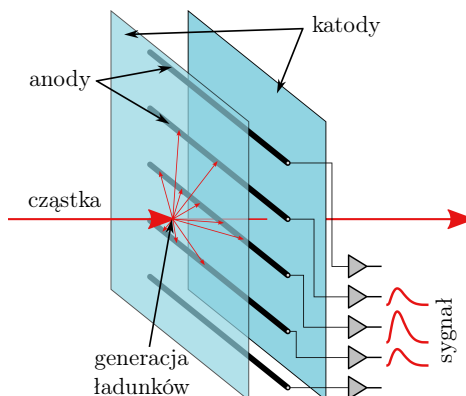
$$f(i) = A_i \cdot \exp\left(\frac{-(i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad , \quad i \in \{x, y\} \quad , \quad (6.5)$$

do profili X^p i Y^p otrzymuje się położenie plamki jako $\vec{P}^p = [\mu_x^p, \mu_y^p]$ oraz jej rozmiary W i L określone przez parametry odpowiednio σ_x^p i σ_y^p . Przy tak określonych rozmiarach plamki i zgodnie ze wzorem 6.2 symetria S^p zdefiniowana jest jako:

$$S^p = \frac{\sigma_x^p - \sigma_y^p}{\sigma_x^p + \sigma_y^p} \cdot 100\% \quad . \quad (6.6)$$

W metodzie tej nie jest uwzględniona rotacja plamki θ względem osi X . W konsekwencji symetria, S^p , obliczona na podstawie wzoru 6.6 może różnić się od rzeczywistej symetrii plamki S . Parametr ten nawet bardzo niesymetrycznych plamek nachylonych pod kątem $\theta \approx 45^\circ$ będzie bliski 0%, co pokazano w dalszej części rozdziału oraz z załączniku A. Jedyne symetria dla plamek wydłużonych w kierunku osi X lub Y obliczana jest prawidłowo.

W trakcie napromieniania kształt wiązki kontrolowany jest za pomocą przelotowych komór wielodrutowych zamontowanych w głowicy skanującej. Komory takie składają się z równoległych drutów anodowych umieszczonych pomiędzy równoległymi płaszczyznami katodowymi, tak jak przedstawione zostało to na rysunku 6.2 [Sauli, 1977].



Rys. 6.2: Schemat budowy komory wielodrutowej zainstalowanej w głowicy skanującej.

Cząstka naładowana przechodząc przez komorę wielodrutową generuje ładunki elektryczne, które zbierane są przez katodę i druty anody. Pomiaru dokonuje się odczytując ładunek zebrany przez całą długość anody zatem ładunek ten jest całkowany wzdłuż kierunku drutów. W celu zmierzenia położenia wiązki konieczne jest zainstalowanie dwóch takich komór wielodrutowych ustawionych ortogonalnie do siebie.

Analizę obrazu plamki na płaszczyźnie XY można przeprowadzić analogicznie do sposobu w jaki mierzona jest ona przez parę komór wielodrutowych. Bazując na obrazie $I(x,y)$ krzywe

X^c i Y^c , będące całkami z profili (indeks c we wzorach) w kierunku osi X i Y można zapisać w postaci:

$$\begin{aligned} X^c(x) &= I \left(x, \sum_y I(x,y) \right) \\ Y^c(y) &= I \left(\sum_x I(x,y), y \right) \end{aligned} \quad (6.7)$$

Parametry dopasowania jednowymiarowych krzywych Gaussa opisanych równaniem 6.5 do krzywych X^c i Y^c określają wielkość plamki W i L jako odpowiednio σ_x^c i σ_y^c oraz jej położenie $\vec{P}^c = [\mu_x^c, \mu_y^c]$. Na podstawie definicji 6.2 można podać wyrażenie na symetrię:

$$S^c = \frac{\sigma_x^c - \sigma_y^c}{\sigma_x^c + \sigma_y^c} \cdot 100\% \quad , \quad (6.8)$$

przy czym $S^c = S^p$, co zostało pokazane z załączniku A. Ten sposób analizy również nie uwzględnia rzeczywistego kąta rotacji plamki θ . Podobnie jak w metodzie analizy profili przechodzących przez środek masy, dla plamki o nawet bardzo dużej rzeczywistej asymetrii S , ale nachylonej pod kątem $\theta = 45^\circ$ w stosunku do osi X otrzymuje się $S^c = 0\%$. Jedynie w szczególnym przypadku idealnie symetrycznej plamki i braku szumów na obrazie rozmiary σ_x^c i σ_y^c będą takie same jak rozmiary σ_x^p i σ_y^p , obliczone na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy plamki. W ogólności rozmiar ten może się różnić o kilka procent co zostało pokazane w załączniku A.

Metodą wyznaczania parametrów kształtu na podstawie analizy obrazów plamki uwzględniającą jej kąt rotacji θ jest dopasowanie dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją (indeks R we wzorach) opisanego funkcją $f^R(x,y)$:

$$f^R(x,y) = A^R \cdot \exp \left(- \frac{[(x - \mu_x^R) \cos \theta + (y - \mu_y^R) \sin \theta]^2}{2\sigma_x^{R2}} - \frac{[(y - \mu_y^R) \cos \theta - (x - \mu_x^R) \sin \theta]^2}{2\sigma_y^{R2}} \right) \quad , \quad (6.9)$$

gdzie parametry σ_x^R oraz σ_y^R odpowiadają rozmiarom L i W plamki, θ^R jest kątem rotacji względem osi X , a położenie plamki wyznaczone jest przez wektor $\vec{P}^R = [\mu_x^R, \mu_y^R]$. Dla tak określonego kształtu plamki jej symetria S^R może być zapisana zgodnie ze wzorem 6.2 jako:

$$S^R = \frac{\sigma_x^R - \sigma_y^R}{\sigma_x^R + \sigma_y^R} \cdot 100\% \quad . \quad (6.10)$$

Trzy metody analizy obrazu plamki jonów: analiza profili X i Y przechodzących przez środek masy, analiza całek z profili w kierunku osi X i Y oraz metoda dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją dostarczają innego zestawu parametrów opisujących kształt plamki. Każda z nich stosowana jest w innych sytuacjach wynikających z możliwości technicznych bądź obliczeniowych. W CCB analiza profili przechodzących przez środek masy stosowana jest podczas przygotowywania modelu wiązki dla systemu do planowania leczenia oraz podczas dziennej kontroli jakości wiązki. Analiza całek z profili jest tożsama z zasadą działania komory wielodrutowej kontrolującej parametry wiązki w trakcie procesu napromieniania. Metoda dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją jest metodą dostarczającą informacji o rzeczywistej symetrii plamki oraz kącie jej rotacji.

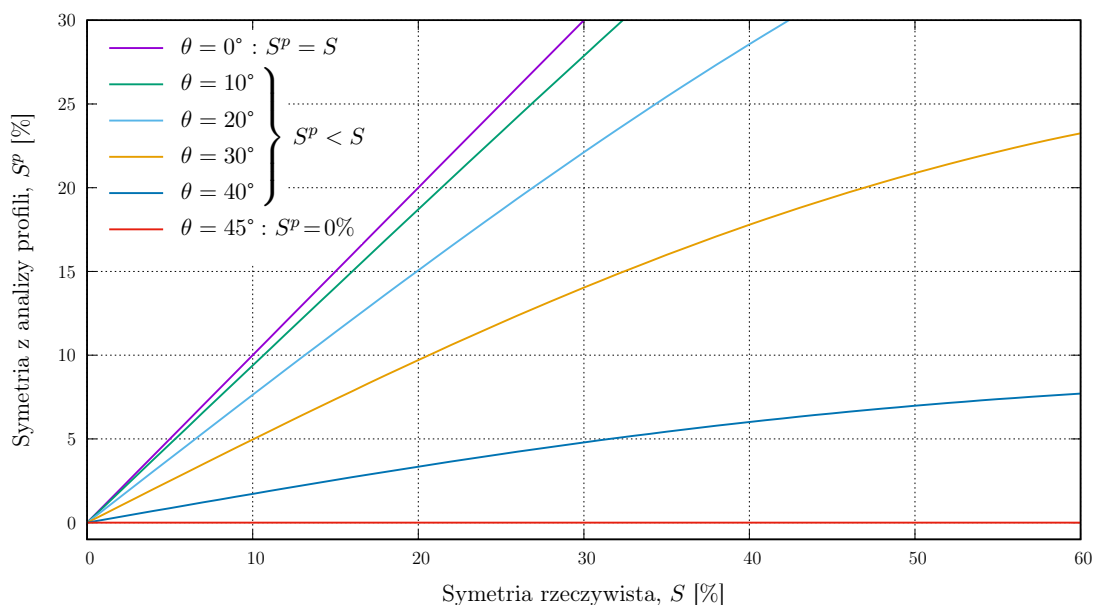
6.1.2. Badanie właściwości różnych metod analizy

Kąt rotacji plamki, θ , ma szczególne znaczenie w systemach wyposażonych w obrotowe urządzenia gantry [Polf i in., 2007], co pokazane zostało w rozdziale 6.2.2. Większość elementów systemu formowania wiązki, w tym w szczególności magnesy kwadrupolowe, zamontowanych jest na nieruchomej części linii wiązki. Odpowiednio ukształtowana wiązka wprowadzana jest do gantry w jego osi obrotu i odchylana jest przez szereg magnesów zakrzywiających. Dodatkowo, w skanującej głowicy gantry zamontowana jest często para magnesów kwadrupolowych nadająca ostateczny kształt wiązce oraz dwie pary magnesów skanujących odchylających wiązkę w kierunku osi X i Y [Farr i in., 2013]. W rzeczywistości wiązka wprowadzana do gantry nie jest idealnie symetryczna. Wiązka, której symetria $S \neq 0\%$ określona jest w układzie związanym z nieruchomą częścią linii wiązki transportowana jest w obrotowym ramieniu gantry. Stąd również przekrój plamki jonów mierzony w izocentrum stanowiska charakteryzuje się asymetrią $S \neq 0\%$ i kątem rotacji $\theta \neq 0^\circ$ zależnym od kąta gantry [Zhu i in., 2013].

Ponieważ symetria plamki S^p w trakcie procesu przygotowywania modelu wiązki oraz w procedurze dziennej kontroli jakości obliczana jest na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy, interesująca jest jej relacja do rzeczywistej symetrii S plamki nachylonej pod kątem θ do osi X . Relacja ta, obliczona przez autora w załączniku A, opisana jest wzorem:

$$S^p = \frac{\sqrt{S^2 + 2S \cos 2\theta + 1} - \sqrt{S^2 - 2S \cos 2\theta + 1}}{\sqrt{S^2 + 2S \cos 2\theta + 1} + \sqrt{S^2 - 2S \cos 2\theta + 1}}, \quad (6.11)$$

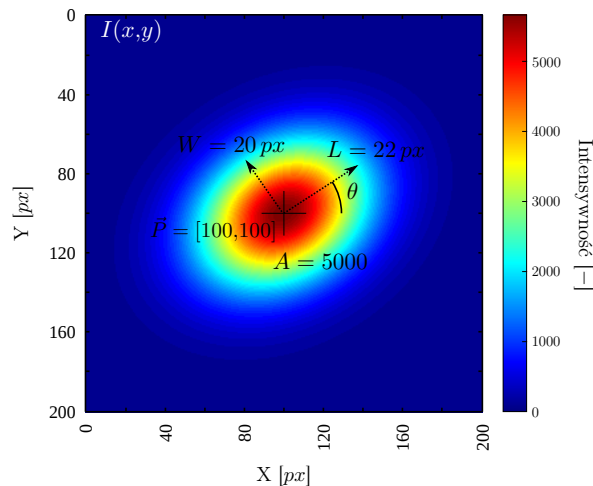
i pokazana została na rysunku 6.3 dla kilku kątów θ rotacji plamki. Zgodnie z równaniem 6.11 dla kąta rotacji $\theta = 0^\circ$, czyli dla plamki wydłużonej wzdłuż osi X , otrzymuje się, że $S^p = S$. Dla szczególnego przypadku $\theta = 45^\circ$ symetria obliczona na podstawie analizy profili jest zawsze zerowa, niezależnie od rzeczywistej symetrii S plamki. Dla kątów pośrednich między 0° a 45° z równania 6.11 oraz wykresu 6.3 wynika, że zawsze $S^p < S$.



Rys. 6.3: Relacja między symetrią rzeczywistą, S , plamki jonów a symetrią S^p obliczoną na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy plamki dla różnych kątów θ rotacji plamki.

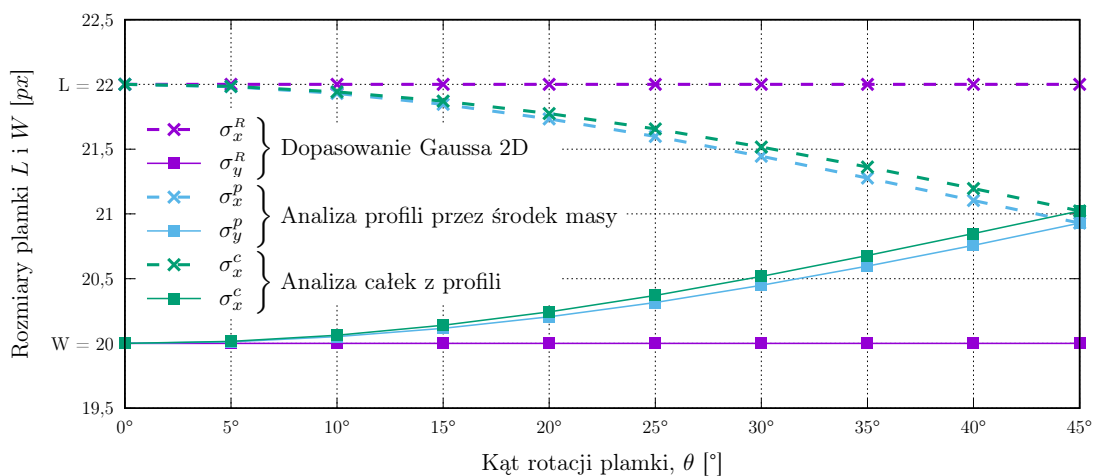
Aby porównać otrzymane różnymi metodami parametry wygenerowano przy pomocy oprogramowania Matlab przykładowe obrazy plamki bazując na równaniu 6.2. Jako szerokość W i długość L przyjęto wartości odpowiednio 20 i 22 piksele, co odpowiada symetrii $S \approx 5\%$.

Rozmiary takie przyjęto na podstawie doświadczeń z pomiarów ołówkowej wiązki protonowej przy pomocy folii TL oraz czytnika 2D TL. Wielkość piksela obrazów uzyskanych w wyniku odczytu napromienionej folii TL wynosi ok. $0,2\text{ mm}$ zatem rzeczywiste rozmiary W i L plamki wynosiły by odpowiednio 4 mm i $4,4\text{ mm}$, co odpowiada rzeczywistym wartościom mierzonym na stanowisku terapii w CCB. Podobnie amplituda plamki, wynosząca 5000 , jest typowa dla plamki zmierzonej przy pomocy czytnika 2D TL i folii TL typu MCP napromienionej dawką z zakresu odpowiedzi liniowej. Położenie plamki we wszystkich opisanych niżej przykładach znajduje się w punkcie $\vec{P} = [100,100]$.



Rys. 6.4: Przykład obrazu plamki o symetrii $S \approx 5\%$ wygenerowanej w programie Matlab.

Dla kąta rotacji plamki θ zbadano zmienność jej parametrów kształtu obliczonych różnymi metodami analizy. Wyniki przedstawiono na wykresie 6.5. Trzy zaprezentowane metody analizy dają jednakowe wyniki rozmiaru plamki jedynie w przypadku gdy plamka jest wydłużona wzdłuż osi X lub Y , czyli gdy kąt θ jest wielokrotnością 90° . Dla pośrednich kątów θ wyniki analizy jej rozmiaru zaczynają się różnić. Jedynie metoda dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją daje zawsze poprawne wyniki niezależne od kąta θ rotacji plamki. Metoda analizy całek z profili daje zawyżone wyniki w stosunku do wyników analizy profili przechodzących przez środek masy. Dla danej rzeczywistej symetrii S różnice te zwiększają się wraz ze zwiększaniem kąta θ , a dla danego kąta rotacji plamki rosną z kwadratem wraz z pogarszaniem symetrii S .

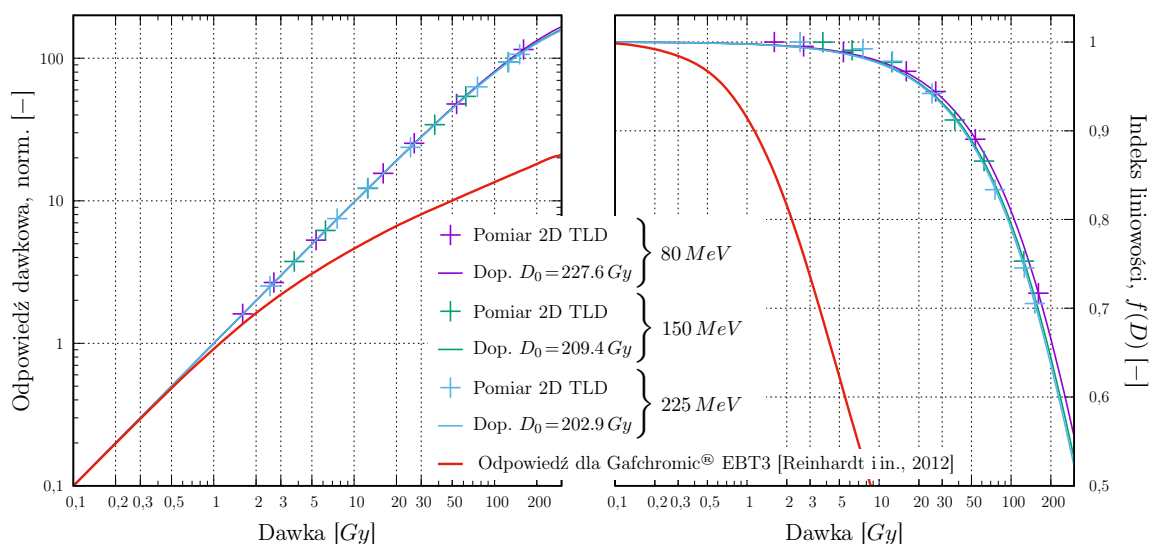


Rys. 6.5: Rozmiary plamki obliczone różnymi metodami analizy dla plamki o rzeczywistych rozmiarach $L = 22\text{ px}$ i $W = 20\text{ px}$ w zależności od kąta θ rotacji plamki względem osi X .

6.1.3. Wpływ odpowiedzi dawkowej na kształt mierzonych plamek

Ze względu na nieliniową odpowiedź folii TL typu MCP pomiar kształtów plamek jonowej wiązki ołówkowej może być nieprawidłowy. Dla dużych dawek rozmiary zmierzonych plamek są większe od rzeczywistych w wyniku szybszego nasycenia sygnału w centralnej części plamki w stosunku do obszarów o niższej dawce na jej obrzeżach. Aby zbadać ten efekt przeprowadzono pomiary kształtu pojedynczych plamek wiązki protonowej o trzech energiach: 80 MeV , 150 MeV i 225 MeV z wykorzystaniem folii TL typu MCP dla różnych wartości dawki w maksimum plamki [Gajewski i in., 2016].

Detektory napromieniane były w powietrzu, w izocentrum stanowiska gantry-1 w CCB. Na rysunku 6.6 pokazano odpowiedź folii TL typu MCP na dawkę od wiązki protonów o badanych energiach oraz indeks liniowości, zdefiniowany wzorem 2.4. Dopasowując krzywą określoną równaniem 2.3 otrzymuje się dawki charakterystyczne odpowiednio $D_0^{80\text{ MeV}} = 227,6\text{ Gy}$, $D_0^{150\text{ MeV}} = 209,4\text{ Gy}$ oraz $D_0^{225\text{ MeV}} = 202,9\text{ Gy}$, przy czym współczynnik normalizacji, N , został dobrany tak, że $f(0,1\text{ Gy}) = 1$. Dodatkowo na wykresach pokazano w ten sam sposób znormalizowaną krzywą odpowiedzi filmów Gafchromic[®] EBT3 na dawkę od wiązki protonów o energii 203 MeV . Dane te zaczerpnięte zostały z [Reinhardt i in., 2012], gdzie odpowiedź dawkowa detektorów opisana jest równaniem $D = A_0 \cdot \text{netOD} + A_1 \cdot \text{netOD}^{A_2}$ z parametrami $A_0 = 9,93\text{ Gy}$, $A_1 = 42,47\text{ Gy}$ oraz $A_2 = 2,6$.



Rys. 6.6: Indeks liniowości folii TL typu MCP dla dawki od protonów o energiach 80 MeV , 150 MeV i 225 MeV oraz dla filmów Gafchromic[®] EBT3 dla dawki od protonów o energii 203 MeV [Reinhardt i in., 2012].

Dla badanych energii protonów odpowiedź dawkowa folii TL może być uznana za liniową do ok. 20 Gy , pozwalając na niedoszacowanie mierzonej dawki nie większą niż 5%. Dla tak zdefiniowanego zakresu liniowości detektory Gafchromic[®] EBT3 można traktować jako liniowe jedynie do ok. 1 Gy [Martišiková i Jäkel, 2010c].

Dawka w maksimum plamki obliczona została na podstawie pomiarów wykonanych komorą jonizacyjną Markus model 23343 (PTW Freiburg, Niemcy). Objętość czynna komory ma kształt walca o objętości $0,055\text{ cm}^3$ i średnicy $5,3\text{ mm}$. Średnica ta jest mniejsza od najwęższej dostępnej wiązki ołówkowej w CCB, dla której $\sigma \approx 2,7\text{ mm}$, a zatem komora taka mierzy dawkę D_M dostarczoną jedynie w centralnej części wiązki. Przyjmując, że wiązka ołówkowa

jest idealnie symetryczna, wówczas rozkład fluencji cząstek może być opisany równaniem:

$$\phi(r, \theta) = \phi_{max} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad , \quad (6.12)$$

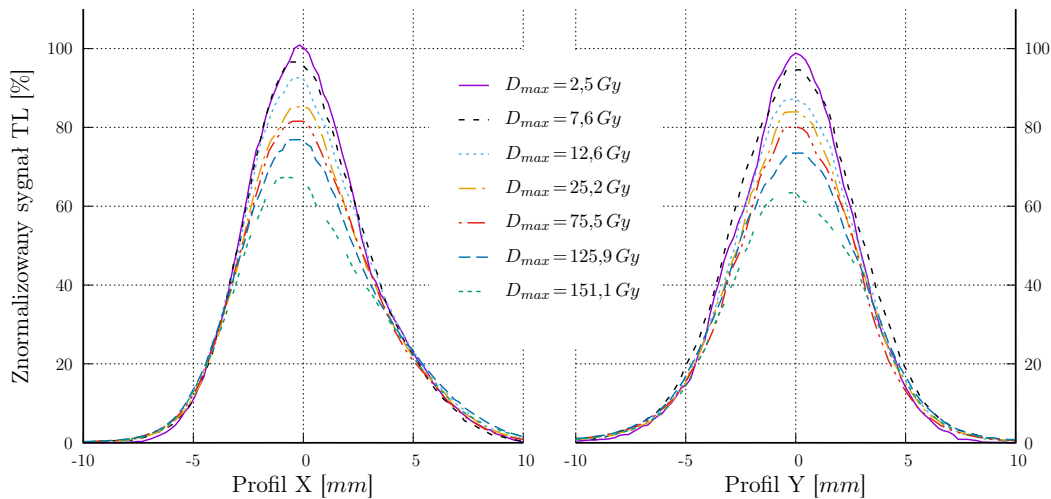
gdzie σ jest rozmiarem plamki, a ϕ_{max} maksymalną fluencją w jej środku. Liczba cząstek, N_M , przechodząca przez komorę Markusa może być obliczona jako całka oznaczona z równania 6.12 z powierzchni przez nią mierzonej:

$$N_M = \phi_{max} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{r_M} r e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} dr d\theta = 2\pi\sigma^2 \cdot \phi_{max} \cdot \left(1 - e^{-\frac{r_M^2}{2\sigma^2}}\right) \quad , \quad (6.13)$$

gdzie $r_M = \frac{5,3}{2} mm$ jest promieniem objętości czynnej komory. Dawka w maksimum, D_{max} , wynosi zatem:

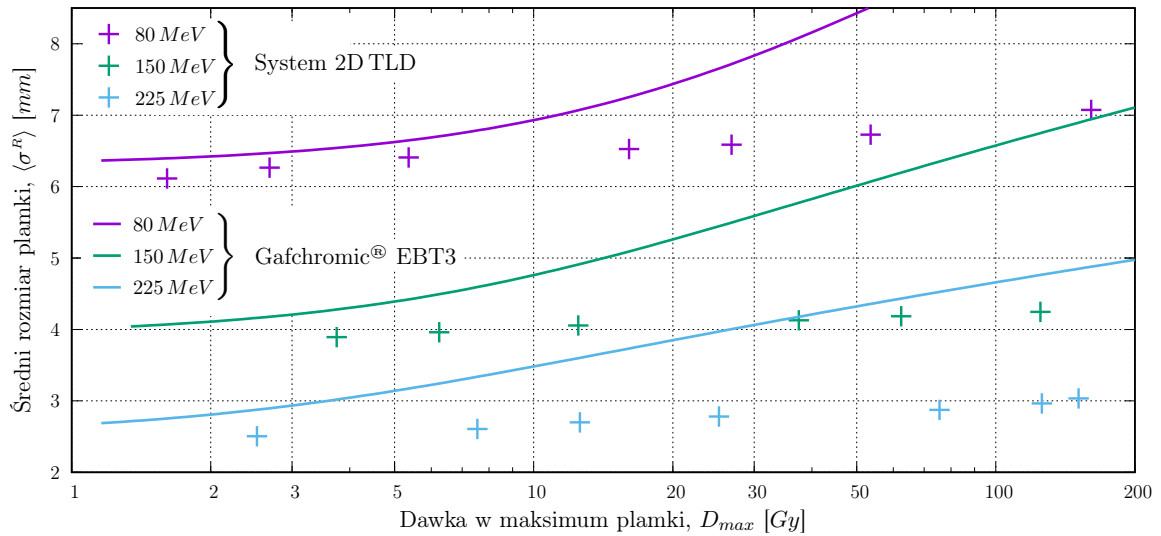
$$D_{max} = D_M \cdot \frac{\pi r_M^2}{2\pi\sigma^2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{r_M^2}{2\sigma^2}}\right)} \quad . \quad (6.14)$$

Na rysunku 6.7 pokazano zmierzone foleń TL profile X i Y przechodzące przez środek masy plamek napromienionych z różnymi wartościami dawki w maksimum. W wyniku podliniowej odpowiedzi detektorów amplituda plamki maleje wraz ze wzrostem dawki.



Rys. 6.7: Znormalizowane profile przechodzące przez środek masy plamki zmierzonej folią TL dla różnych wartości dawki w maksimum plamki. Wykres zaadoptowany z [Gajewski i in., 2016].

Podobnie wynik analizy rozmiarów plamki będzie większy dla plamek, dla których w wyniku nasycenia amplituda jest mniejsza od rzeczywistej. Dla trzech badanych energii pokazane to zostało na rysunku 6.8. Analiza plamek przeprowadzona została na podstawie metody dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją, opisaną w rozdziale 6.1.1, a średni rozmiar plamki obliczony został jako $\langle\sigma^R\rangle = \frac{(\sigma_x^R + \sigma_y^R)}{2}$. Dodatkowo na wykresie pokazano rozmiary plamek, jakie zostały by zmierzone filmami Gafchromic[®] EBT3. Rozmiary te obliczone zostały w środowisku Matlab w oparciu o kształt plamki zmierzonej folią TL, dla której dawka w maksimum nie przekraczała 5 Gy. Obraz ten przeliczony został następnie zakładając nieliniową odpowiedź na dawkę detektora Gafchromic EBT3 pokazaną na rysunku 6.8. Biorąc pod uwagę brak istotnej zależności odpowiedzi dawkowej filmów Gafchromic od energii protonów powyżej 20 MeV [Martišková i Jäkel, 2010c; Reinhardt i in., 2012] ta sama krzywa odpowiedzi zastosowana została dla wszystkich trzech badanych energii protonów.



Rys. 6.8: Średni rozmiar plamki napromienionej z różnymi wartościami dawki w maksimum, zmierzonej systemem 2D TLD oraz obliczonej na podstawie odpowiedzi dawkowej filmów Gafchromic® EDR3. Wykres zaadoptowany z [Gajewski i in., 2016].

Zmierzone folią TL średnie rozmiary dla dawki $20 Gy$ w maksimum plamki są większe od 5% dla energii $80 MeV$ do 8% dla energii $225 MeV$, w stosunku do średniego rozmiaru plamki mierzonej przy niskich dawkach w maksimum, nie przekraczających $5 Gy$. Oznacza to, że pomiar kształtów plamek, dla których dawka w maksimum nie przekracza $20 Gy$ obarczony jest błędem nie większym niż 8%. Dla dawki $5 Gy$ w maksimum plamki błąd ten nie przekracza 4%. Zmniejszenie tego błędu można uzyskać korygując obrazy plamek zgodnie z krzywą odpowiedzi dawkowej. Pomiar średniego rozmiaru plamki filmami Gafchromic® obarczony jest błędem do 17% już dla dawki $5 Gy$ i maksymalnej energii $225 MeV$. Z tego powodu wyniki pomiarów tym systemem dozymetrycznym powinny być każdorazowo korygowane biorąc pod uwagę nieliniową odpowiedź na dawkę.

6.1.4. Wpływ kształtu plamki jonów na parametry objętości jednorodnych

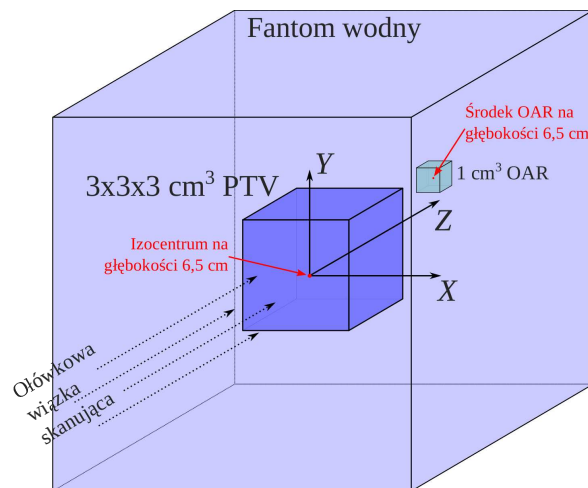
Podczas przygotowywania modelu wiązki w trakcie uruchomienia stanowiska terapeutycznego z wykorzystaniem skanującej wiązki protonowej w CCB, oraz w trakcie dziennej procedury zapewnienia jakości, parametry kształtu pojedynczej wiązki ołówkowej badane są na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy obrazu plamki mierzonej w płaszczyźnie izocentrum stanowiska. W Centrum Cyklotronowym Bronowice, zgodnie z rekomendacją producenta gantry firmy IBA, jednym z warunków dopuszczenia wiązki do użytku klinicznego jest zachowanie symetrii plamki, S^p , zmierzonej w izocentrum stanowiska poniżej 10%. Jak pokazano w części 6.1.2 wyniki analizy tą metodą, tj. rozmiary wiązki σ_x^p i σ_y^p oraz jej symetria S^p , różnią się w ogólności od parametrów σ_x^R , σ_y^R i S^R określonych przez metodę dopasowania dwuwymiarowego rozkładu Gaussa uwzględniającego rotację plamki i opisanego wzorem 6.9. Różnice te są szczególnie widoczne dla kątów θ rotacji plamki bliskich 45° .

Studia literaturowe pokazują, że w większości przypadków podczas analizy wpływu kształtu wiązki ołówkowej na parametry napromienianych objętości zakłada się, że wiązka jest idealnie symetryczna [Anferov, 2009; Doolan i in., 2015; Haberer i in., 1993; Krämer i in., 2000; Schwaab i in., 2011; Zhu i in., 2013], a jej przekrój poprzeczny opisany może być jednym parametrem rozmiaru. Asymetryczna wiązka brana jest pod uwagę jedynie w kontekście wy-

rażnej zmiany jej kształtu wynikającego z wycinania części strumienia cząstek przez elementy kształtujące znajdujące się w torze wiązki, takie jak przegrody czy szczeliny [Gelover i in., 2015; Parodi i in., 2010]. Nie uwzględnia się jednak wpływu kąta rotacji plamki jonów i wynikających z tego różnic między rzeczywistymi a obliczonymi rozmiarami wiązki. Wpływ rzeczywistego kształtu ołówkowej wiązki jonowej na właściwości geometryczne i dozymetryczne napromienianej objętości zbadany został przy pomocy symulacji Monte Carlo opracowanego na potrzeby niniejszej pracy planu terapeutycznego.

Wyjściowy plan terapeutyczny dla założeń opisanych niżej przygotowany został w systemie do planowania leczenia Eclipse v. 13.6 firmy Varian Medical Systems [Varian Medical System Inc., 2016]. Zawiera on w szczególności energie, pozycje i wagi poszczególnych wiązek ołówkowych, na podstawie których przeprowadzono następnie serię symulacji Monte Carlo wprowadzając dodatkowe zniekształcenia geometryczne wiązki. Symulacje te wykonane zostały z zastosowaniem kodu FLUKA v. 2011.2 [Böhlen i in., 2014; Ferrari i in., 2011] przez mgr inż. Magdalenę Kłodowską. We współpracy przygotowano również założenia symulacji, a autor niniejszej pracy przeprowadził analizę wyników [Kłodowska i in., 2016] w oprogramowaniu Matlab v. 8.6 (R2015b) [MathWorks Inc.].

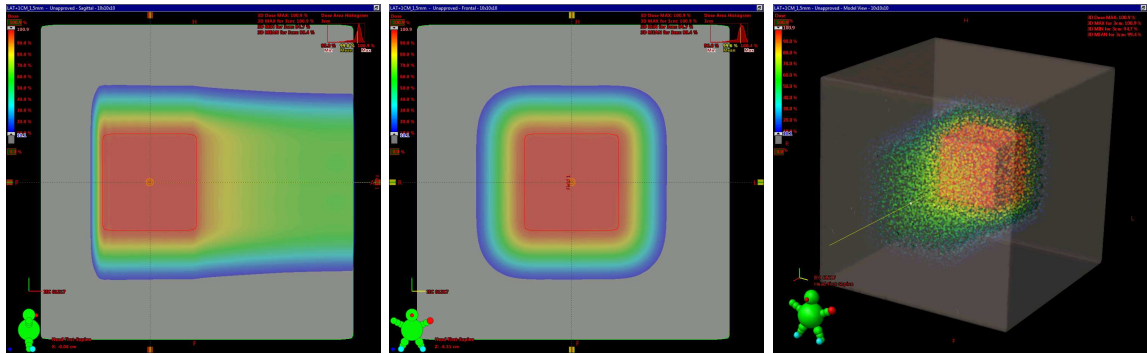
Założeniem planu przygotowanego w systemie do planowania leczenia było dostarczenie dawki 1 Gy do zadanej objętości PTV w kształcie sześcianu o wymiarach $3 \times 3 \times 3\text{ cm}^3$, którego centrum zlokalizowane jest na głębokości $6,5\text{ cm}$ w fantomie wodnym. Dawka dostarczona powinna być w sposób możliwie jednorodny, tak aby każdy punkt objętości PTV napromieniony został dawką nie mniejszą niż 95% dawki zadanej. Na rysunku 6.9 pokazano schematycznie położenie objętości PTV w fantomie wodnym wraz z kierunkiem wiązki skanującej i przyjętym układem współrzędnych. Dodatkowo pokazano objętość OAR o wymiarach $1 \times 1 \times 1\text{ cm}^3$ zlokalizowaną poza objętością PTV. Objętość ta nie była brana pod uwagę przy tworzeniu planu w systemie TPS. Reprezentuje jednak obszar szczególnie narażony na promieniowanie i wprowadzona została w celu zbadania wpływu, jak zmiana kształtu pojedynczej wiązki ołówkowej wpływa na rozkład dawki poza objętością PTV.



Rys. 6.9: Geometria, dla której przygotowano plan w systemie do planowania leczenia.

Przy przygotowywaniu planu w systemie TPS wykorzystany został model wiązki opracowany podczas uruchomienia stanowiska gantry-1 w Centrum Cyklotronowym Bronowice IFJ PAN. Plan ten, przygotowany dla kąta gantry 0° , zawiera 28 warstw energetycznych z zakresu od $79,5\text{ MeV}$ do $103,4\text{ MeV}$. System do planowania leczenia oblicza rozmiar wiązki ołówkowej na zadanej głębokości w fantomie bazując na rozmiarach wiązki w powietrzu,

zmierzonych podczas uruchomienia stanowiska. Rozmiary wiązki, σ_x^p i σ_y^p , zmierzone w płaszczyźnie izocentrum na stanowisku gantry-1 i obliczone na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy plamki jonów, dla energii użytych w planie mieszczą się w zakresie od $5,4\text{ mm}$ do $6,3\text{ mm}$. Każda warstwa energetyczna skanowana jest wiązką w 81 pozycjach rozłożonych w odległościach $5,17\text{ mm}$ w kierunku osi X i $5,28\text{ mm}$ w kierunku osi Y . Rozkład dawki obliczony w systemie do planowania leczenia na podstawie przygotowanego planu pokazany został na rysunku 6.10.



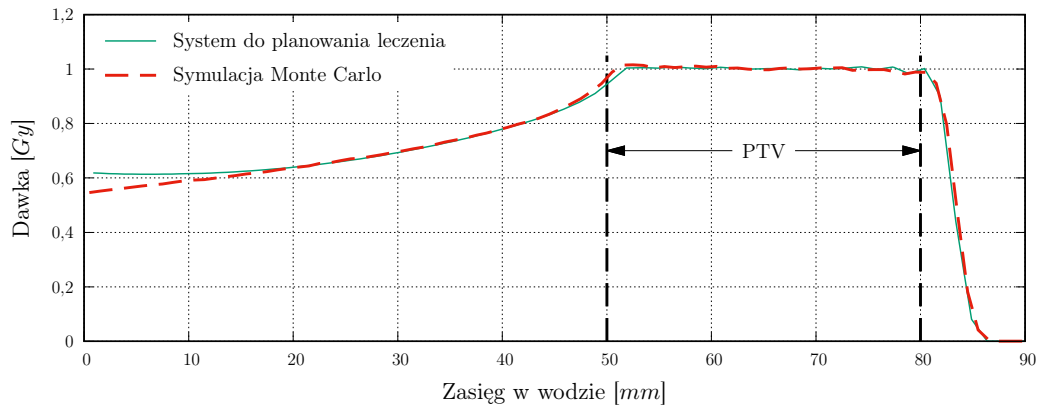
Rys. 6.10: Rozkład dawki obliczonej w systemie do planowania leczenia Eclipse v. 13.6 na podstawie przygotowanego planu. Od lewej są to: widok strzałkowy przez izocentrum, przekrój frontalny przez izocentrum, rekonstrukcja 3D.

Znając energie poszczególnych warstw, pozycje i wagi wiązki skanującej oraz jej początkowe rozmiary przeprowadzono serię symulacji Monte Carlo dla różnych parametrów kształtu pojedynczej wiązki ołówkowej. W symulacjach tych wiązka ołówkowa opisana była dwuwymiarowym asymetrycznym rozkładem Gaussa z rotacją zgodnie ze wzorem 6.1. Dla każdego zestawu parametrów W , L i θ rozkład dawki uśredniany był z czterdziestu symulacji, gdzie każda z nich wykonana została na podstawie symulacji $33 \cdot 10^6$ protonów podzielonych na poszczególne wiązki zgodnie z ich wagami wynikającymi z planu. Parametry symulacji, między innymi: potencjał jonizacyjny wody, rozmycie energetyczne wiązki czy jej dywergencja, były zgodne z parametrami przyjętymi w CCB przy tworzeniu modelu wiązki dla systemu do planowania leczenia Eclipse. Domyślne parametry symulatora FLUKA były zgodne z ustawieniami HADROTHER [Ferrari i in., 2011; Parodi i in., 2012]. Wynikiem symulacji jest trójwymiarowy rozkład dawki, znormalizowany do dawki od pojedynczego protonu, w fantomie wodnym o rozmiarach $80 \times 80 \times 80\text{ cm}^3$, wygenerowany z rozdzielczością $0,5\text{ mm}$ w kierunku osi X i Y oraz 1 mm w kierunku osi Z , zgodnie z układem odniesienia zaznaczonym na rysunku 6.9. Symulacje te zostały następnie znormalizowane, tak aby wartość średnia z objętości PTV była równa średniej dawce w tej objętości obliczonej w systemie do planowania leczenia. Tak przygotowany wynik symulacji był następnie analizowany.

Początkowo przygotowano symulację odniesienia, zwaną dalej symulacją bazową, zakładając parametry wiązki wynikające z modelu przygotowanego dla stanowiska gantry-1. Oznacza to, że we wzorze 6.1 przyjęto $\theta = 0^\circ$, a jako W i L przyjęto rzeczywiste rozmiary wiązki dla danej energii.

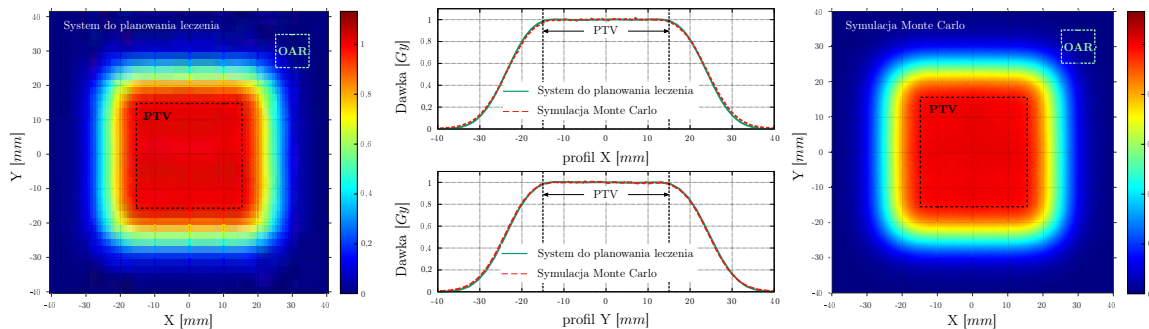
Poprawność symulacji zweryfikowana została porównując jej wyniki z rozkładem dawki obliczonym w systemie do planowania leczenia. Na rysunku 6.11 porównano krzywe SOBP przechodzące przez izocentrum wzdłuż osi wiązki. W obszarze PTV, tj. od głębokości 50 mm do 80 mm , średnia względna różnica między krzywymi wynosi $0,6\%$, przy maksymalnej różnicy 3% w obszarze proksymalnym PTV. Największe różnice obserwowane są na samym

początku drogi protonów w fantomie wodnym, gdzie dawka obliczona w symulacjach MC jest o 11% mniejsza od dawki wygenerowanej w systemie TPS.



Rys. 6.11: Porównanie krzywych SOBP obliczonych w systemie do planowania leczenia oraz przy pomocy symulacji Monte Carlo.

Porównania dokonano również w kierunku poprzecznym do osi wiązki. Na rysunku 6.12 pokazano przekroje przechodzące przez centrum obszaru PTV na głębokości 6,5 cm w wodzie wygenerowane w systemie TPS oraz z symulacji bazowej. Porównanie profili X i Y pokazuje dobrą zgodność symulacji z planem. Maksymalne różnice zauważalne są w obszarach największego gradientu dawki i wynoszą 0,03 Gy i 0,02 Gy dla odpowiednio profilu X i Y.



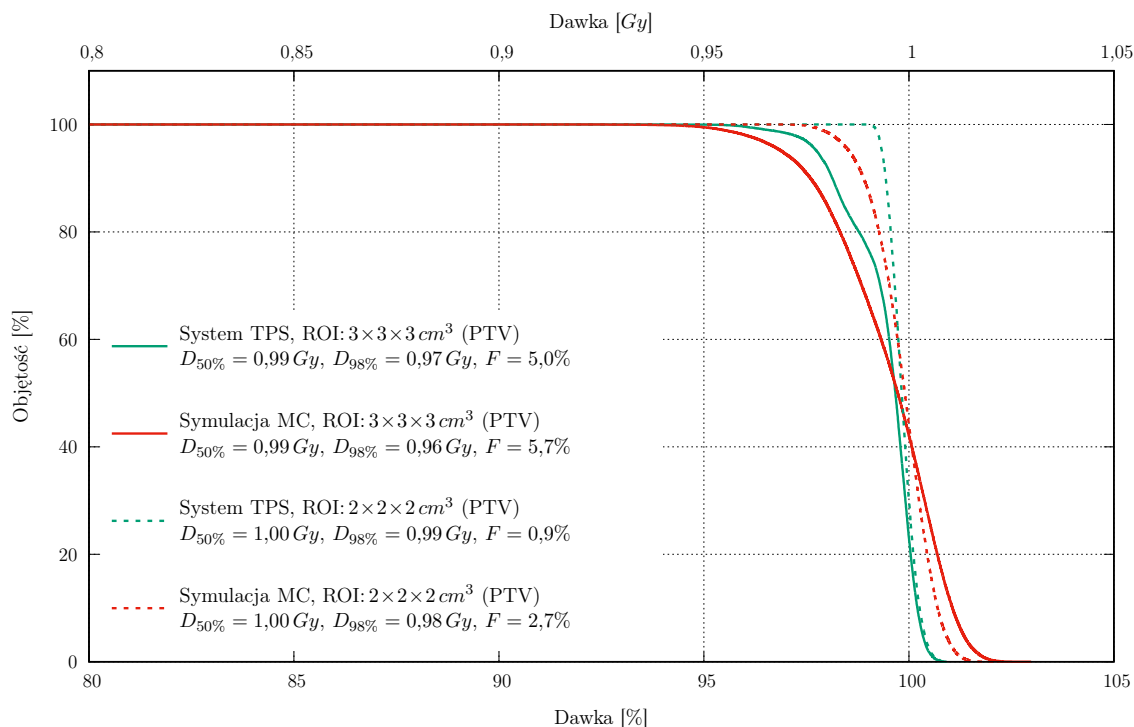
Rys. 6.12: Obraz przekroju poprzecznego przez izocentrum objętości PTV obliczony w systemie do planowania leczenia (lewy) oraz przygotowany na podstawie symulacji Monte Carlo (prawy), wraz z profilami X i Y przechodzącymi przez izocentrum (środkowy), czyli punkt $[X,Y] = [0,0]$.

Porównanie wyników analizy rozkładów dawki zebrano w tabeli 6.1. Zarówno szerokości $R_{50\%}$ i $R_{95\%}$ pól, jak i szerokości bocznych półcieni w kierunku osi X i Y obliczone na podstawie przekroju wygenerowanego w systemie TPS są zgodne z symulacją MC z dokładnością do 0,5 mm.

Tab. 6.1: Porównanie wyników analizy rozkładów dawek dla planu przygotowanego w systemie do planowania leczenia (TPS) oraz otrzymanych w wyniku symulacji Monte Carlo (MC).

	$R_{95\%}$ [mm]		$R_{50\%}$ [mm]		LP [mm]		D_{min}	$D_{98\%}$	$D_{50\%}$	D_{max}	$D_{2\%}$	F
	X	Y	X	Y	X	Y	[Gy]	[Gy]	[Gy]	[Gy]	[Gy]	
TPS	33,9	34,0	48,3	49,0	8,2	8,4	0,92	0,97	0,99	1,01	1,00	5,0
MC	33,4	33,8	48,5	49,2	8,6	8,6	0,92	0,96	0,99	1,03	1,02	5,7

Na rysunku 6.13 pokazano porównanie wykresów DVH dla objętości PTV wraz z odczytanymi parametrami, które umieszczono również w tabeli 6.1. Na rysunku pokazano dodatkowo wyniki dla objętości $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ wokół izocentrum. Jednorodności objętości PTV i $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ obliczone na podstawie symulacji MC są większe od jednorodności tych samych objętości wygenerowanych w systemie TPS o odpowiednio 0,7% i 1,8%.



Rys. 6.13: Wykresy DVH objętości PTV $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ oraz objętości $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ wokół izocentrum wygenerowane w systemie do planowania leczenia (TPS) oraz obliczone na podstawie symulacji Monte Carlo wraz z parametrami odczytanymi z wykresu.

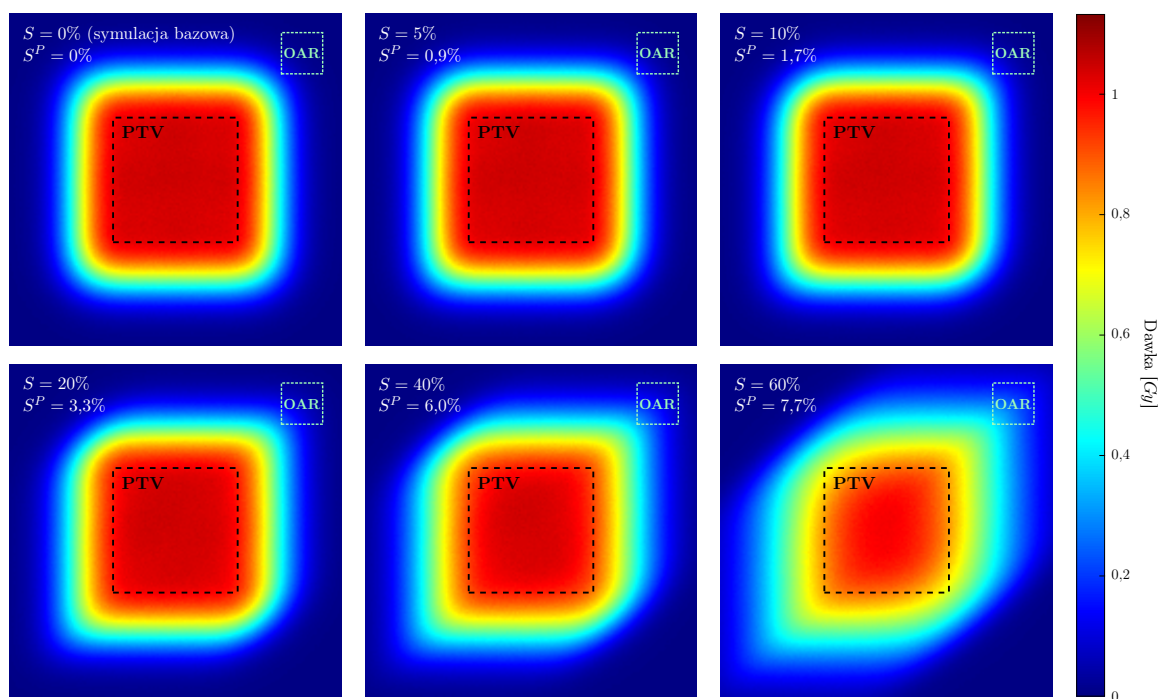
Na różnice we właściwościach geometrycznych i dozymetrycznych między rozkładem dawki z systemu TPS a symulacją MC może mieć wpływ kilka czynników. Symulacja MC przeprowadzona została zakładając wiązkę równoległą do osi Z w każdym punkcie skanowania. System do planowania leczenia Eclipse oblicza dawkę na podstawie rozmiarów i położeń wiązki skanującej zakładając punktowe, wirtualne źródło protonów [Doolan, 2014; Varian, 2013]. Odległość wirtualnego źródła od izocentrum stanowiska determinowana jest przez położenie magnesów skanujących i jest różna dla kierunków X i Y skanowania [Kooy i in., 2010]. Przyjmując układ współrzędnych zaznaczony na rysunku 6.9 odległości te dla stanowiska gantry-1 w CCB wynoszą odpowiednio $Z = -222 \text{ cm}$ i $Z = -184 \text{ cm}$. Założenie wiązki równoległej w symulacjach MC prowadzi do systematycznego błędu jej położenia maksymalnie do $0,2 \text{ mm}$ dla wiązki najbardziej oddalonej od izocentrum.

Innym istotnym czynnikiem mającym wpływ na różnice w wynikach jest rozdzielczość trójwymiarowego rozkładu dawki obliczonego w systemie TPS, różna od rozdzielczości symulacji MC. W ogólności rozmiar piksela rozkładu dawki wygenerowanego w oprogramowaniu Eclipse może być różny w każdej osi i zależy od ustawionego rozmiaru siatki obliczeniowej oraz od rozdzielczości obrazu tomografii komputerowej fantomu, na podstawie którego tworzono plan [Varian, 2013]. Wielkość piksela rozkładu dawki wygenerowanego dla potrzeb tego rozdziału, zgodnie z przyjętym układem współrzędnych pokazanym na rysunku 6.9, wynosi $0,75 \text{ mm}$ w kierunku osi X i Z oraz 2 mm w kierunku osi Y . Większy rozmiar piksela niż

przyjęty w obliczeniach MC skutkuje tym, że lokalne niejednorodności dawki w obszarze PTV są uśredniane, dając w efekcie lepszy współczynnik płaskości obrazów 3D wygenerowanych w systemie TPS niż obrazów 3D rozkładu dawki obliczonych w symulacjach MC.

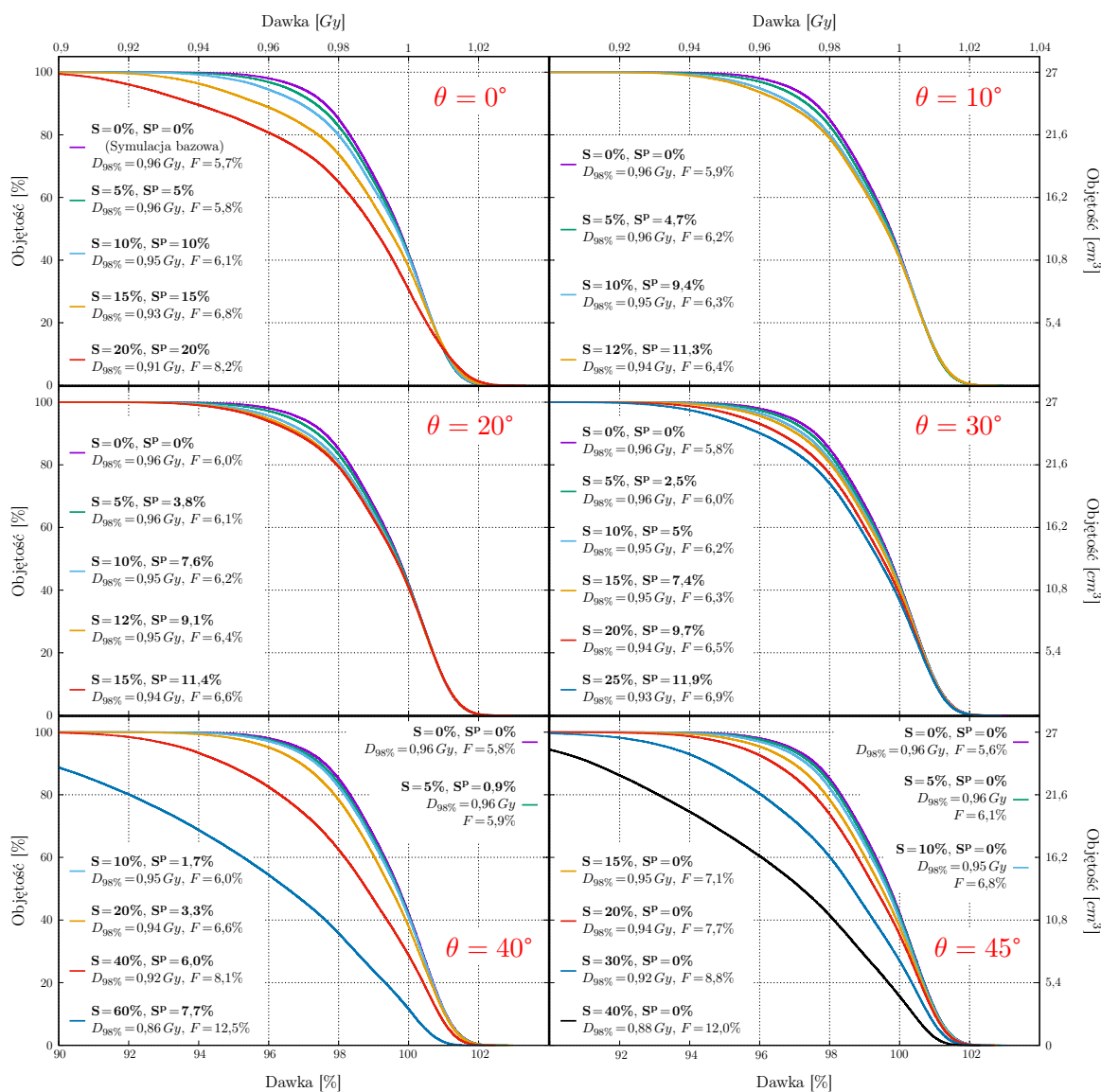
Rozdzielczość rozkładów dawki z symulacji MC ma wpływ również na niepewności obliczeń parametrów geometrii pola. Na podstawie rozmiaru piksela wynoszącego $0,5\text{ mm}$ w kierunku osi X i Y oraz prawa przenoszenia niepewności [Joint Committee for Guides in Metrology, 2009] odchylenia standardowe wartości parametrów $R_{50\%}$ i $R_{95\%}$ i LP wynoszą $0,4\text{ mm}$. Ponadto wyniki symulacji MC obarczone są niepewnością wyrażoną jako odchylenie standardowe wartości dawki w każdym punkcie rozkładu. Dla symulacji bazowej parametr płaskości, F , obarczony jest niepewnością wynoszącą $0,05\%$.

W kolejnych symulacjach do rozmiarów wynikających z modelu wiązki wprowadzano asymetrie z przedziału $S = 0 - 60\%$ zmieniając zgodnie ze wzorem 6.1 rozmiary L i W plamki tak, że $L = 1/w$. Analizę przeprowadzono dla kątów rotacji plamki co 10° z zakresu $\theta = 0 - 40^\circ$ oraz dla kąta $\theta = 45^\circ$. Badano następnie jak dodatkowe deformacje pojedynczej wiązki wpływają na rozkłady dawek w objętościach PTV oraz OAR. Na rysunku 6.14 pokazano przykład deformacji rozkładu dawki przekroju poprzecznego przechodzącego przez centrum objętości PTV dla zwiększającej się asymetrii wiązki dla kąta rotacji jej przekroju $\theta = 40^\circ$.



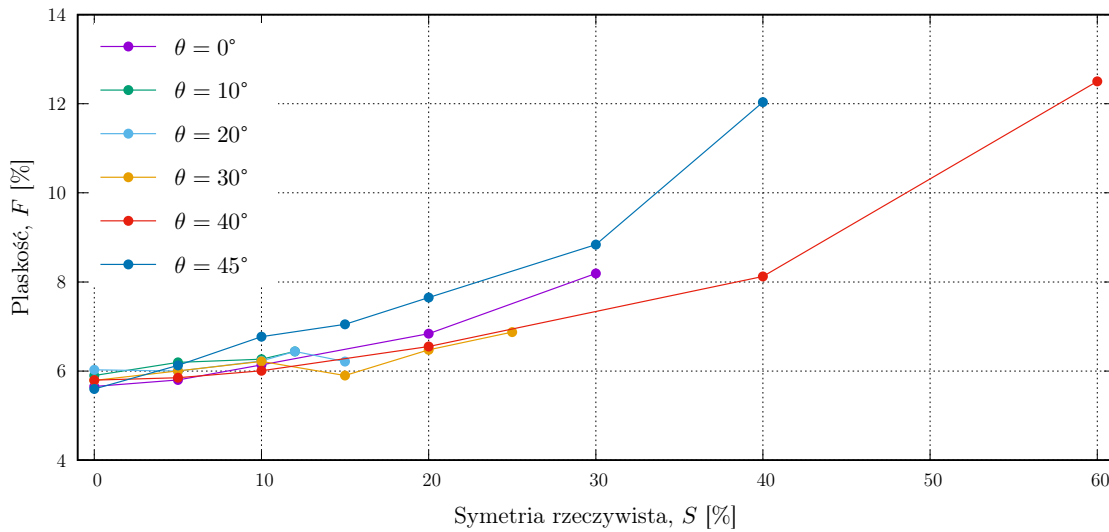
Rys. 6.14: Przekroje poprzeczne przez centrum objętości PTV dla różnych asymetrii pojedynczej wiązki ołówkowej dla kąta jej rotacji $\theta = 40^\circ$.

Dla każdej symulacji sporządzono wykres DVH i obliczono parametry dozymetryczne objętości PTV. Wyniki pokazano na rysunku 6.15 podzielonym względem kąta θ rotacji plamki. Na wykresach podano również symetrię rzeczywistą plamki, S , oraz wynikającą z niej symetrię, S^p , obliczoną na podstawie analizy profili przez środek masy, przy czym relacja między tymi symetriasami opisana jest równaniem 6.11.



Rys. 6.15: Wykresy DVH dla objętości PTV dla wszystkich symulacji z podziałem na kąt θ rotacji płamki. Na wykresie podano także podstawowe parametry, takie jak zaabsorbowana w objętości PTV dawka bliska minimalnej, $D_{98\%}$, oraz płaskość, F , rozkładu dawki.

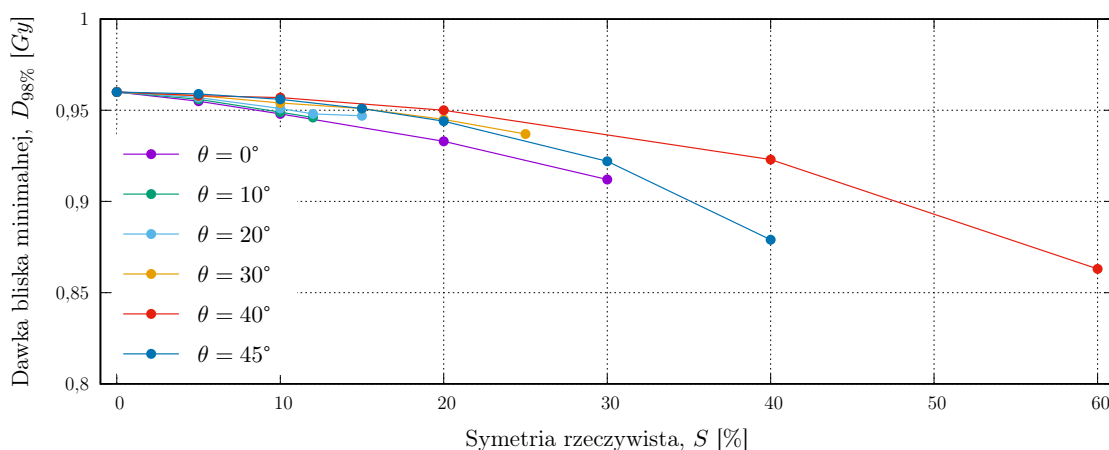
Analiza wykresów pokazuje jak zmieniają się parametry dawki dostarczonej do objętości PTV przy pogarszającej się symetrii pojedynczej wiązki protonowej. Charakterystyczne jest pogarszanie się płaskości rozkładu dawki wraz z pogarszającą się rzeczywistą symetrią, S , płamki niezależnie od jej kąta rotacji θ . Zależność tę pokazano na rysunku 6.16.



Rys. 6.16: Zależność płaskości rozkładu dawki, F , w objętości PTV od rzeczywistej symetrii, S , wiązki dla badanych kątów θ jej rotacji.

W sytuacji ekstremalnej, dla kąta rotacji płamki $\theta = 45^\circ$, jej symetria, S^p , mierzona na podstawie analizy profili jest zawsze zerowa, niezależnie od rzeczywistej symetrii S , tak jak pokazano to na rysunku 6.3. Płaskość dostarczenia dawki pogarsza się z $F = 5.6\%$ aż do $F = 12\%$ dla rzeczywistej symetrii $S = 40\%$. Oznacza to ponad dwukrotne pogorszenie jednorodności dawki dostarczonej do objętości PTV, podczas gdy na podstawie wyniki testów dziennej kontroli jakości, w której obliczana jest symetria S^p , wiązka uznawana jest za symetryczną. Podobna sytuacja występuje dla kąta rotacji $\theta = 40^\circ$. Symetria mierzona na podstawie analizy profili wzrasta jedynie do $S^p = 7.7\%$ dla rzeczywistej symetrii płamki $S = 60\%$, podczas gdy płaskość dawki w objętości PTV pogarsza się do $F = 12.5\%$.

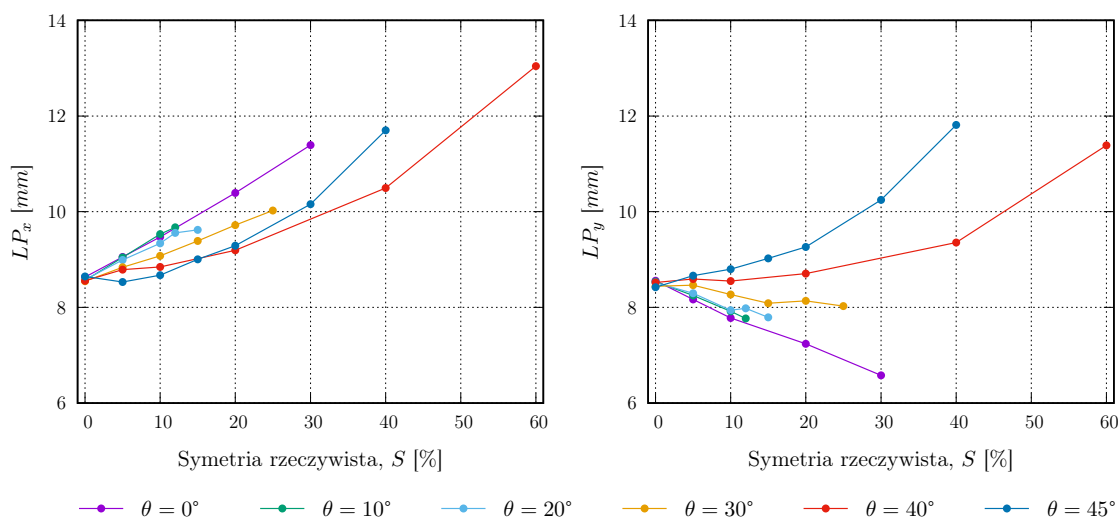
Plan przygotowany w systemie TPS zakładał, że minimalna dawka dostarczona do objętości PTV będzie wynosiła $0.95 Gy$. Analiza rozkładu dawki wygenerowanego w systemie TPS oraz z symulacji bazowej pokazała jednak, że dawka ta jest mniejsza i wynosi $0.92 Gy$. Zależność dawki bliskiej minimum, $D_{98\%}$, dostarczonej do objętości PTV dla różnych rzeczywistych symetrii, S , płamki pokazana została na rysunku 6.17.



Rys. 6.17: Zależność dawki bliskiej minimum, $D_{98\%}$, dostarczonej do objętości PTV od rzeczywistej symetrii, S , płamki dla różnych kątów θ jej rotacji.

Podobnie jak przy analizie płaskości, największe różnice objawiają się dla kątów rotacji płamki $\theta = 40^\circ$ i $\theta = 45^\circ$. Dla tych kątów rotacji i dla najgorszych symetrii, odpowiednio $S = 60\%$ i $S = 40\%$, dawka bliska minimum dostarczona do objętości PTV zmniejsza się do ok. $0,88 Gy$, czyli o 13% w stosunku do symulacji bazowej. Objętość PTV napromieniona jest zatem mniejszą dawką niż przewidziana w planie terapii.

Analizując przykładowy rysunek 6.14 można zauważyć, że wraz ze wzrostem symetrii płamki zwiększa się rozmycie rozkładu dawki, a co za tym idzie zmieniają się szerokości bocznych półcieni. Na rysunku 6.18 pokazano tę zależność dla różnych kątów θ rotacji płamki dla szerokości bocznych półcieni mierzonych w kierunku osi X i Y przekroju poprzecznego rozkładu dawki przechodzącego przez centrum objętości PTV na głębokości $6,5 cm$. Dla kątów rotacji bliskich $\theta = 0^\circ$ wraz ze zwiększaniem symetrii płamki zwiększa się jej rozmiar L zdefiniowany wzdłuż osi X oraz maleje rozmiar W wzdłuż osi Y . Objawia się to poszerzeniem bocznych półcieni LP_x i zwężeniem LP_y . Szerokość bocznych półcieni LP_y mierzona w kierunku osi Y maleje wraz ze zwiększaniem symetrii do kąta θ rotacji płamki ok. 30° . Dla większych kątów θ szerokość LP_y zaczyna rosnąć, tak że dla kąta $\theta = 45^\circ$ szerokość bocznych półcieni jest w przybliżeniu jednakowa w kierunku osi X i Y .

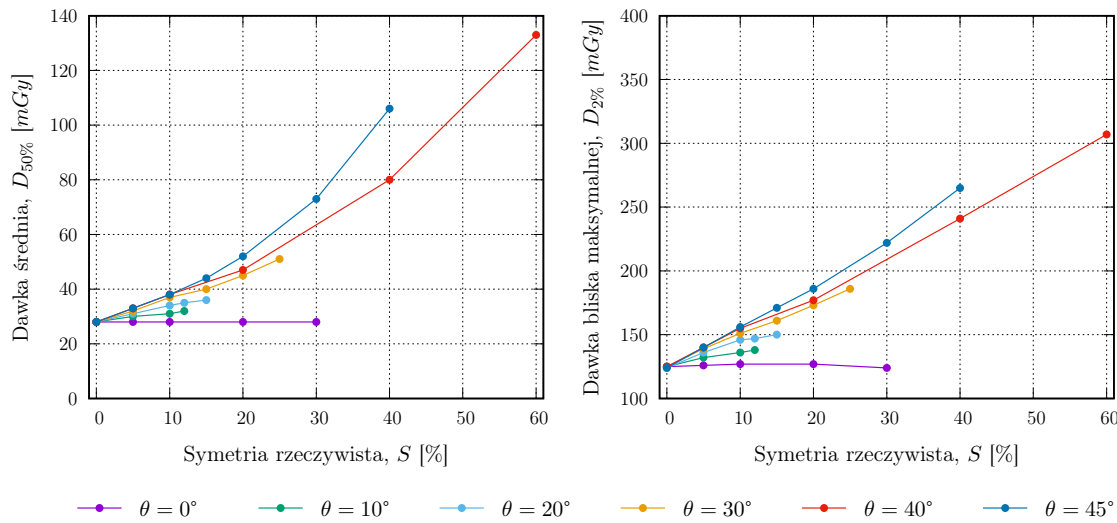


Rys. 6.18: Szerokość bocznych półcieni LP_x w kierunku osi X (lewy) oraz LP_y w kierunku osi Y (prawy) w zależności od rzeczywistej symetrii S płamki dla różnych kątów θ jej rotacji.

Zaletą radioterapii jonowej z wykorzystaniem wiązki skanującej jest możliwość uzyskania dużych gradientów dawek. Pozwala to napromienić nowotwory zlokalizowane blisko narządów krytycznych wrażliwych na promieniowanie. Dąży się przy tym do minimalizacji dawki średniej, $D_{50\%}$, oraz bliskiej maksimum, $D_{2\%}$, dostarczonej do tych organów [ICRU, 2010]. W celu zbadania jak zmiana kształtu wiązki wpływa na dawkę poza obszarem PTV wprowadzono dodatkową objętość OAR o wymiarach $1 \times 1 \times 1 cm^3$. Objętość ta, zaznaczona na rysunkach 6.9 i 6.14 zlokalizowana jest na krawędzi obszaru PTV w odległości $1 cm$ w kierunku osi X i Y , a jej środek znajduje się w płaszczyźnie izocentrum na głębokości $6,5 cm$.

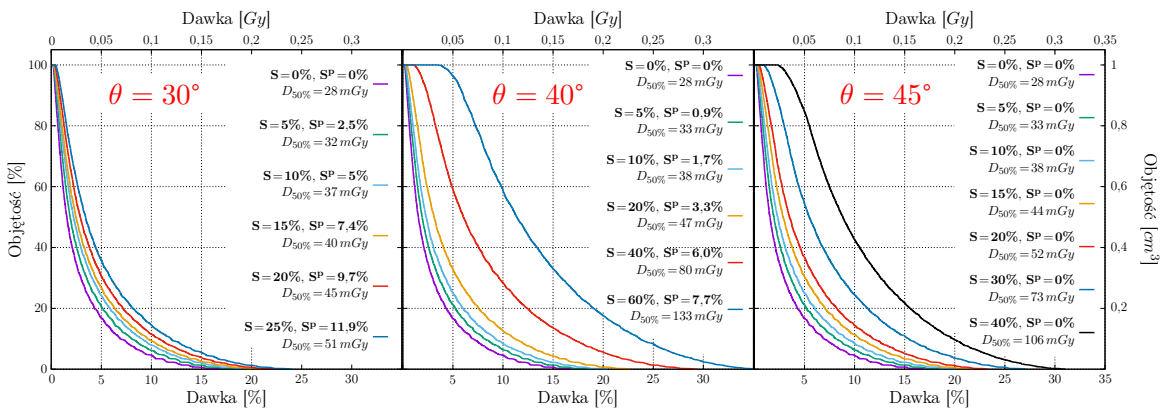
Na rysunku 6.19 pokazano zależność dawki średniej, $D_{50\%}$, oraz bliskiej maksymalnej, $D_{2\%}$, zaabsorbowanej w objętości OAR od rzeczywistej symetrii wiązki, S , dla różnych kątów jej rotacji θ . Ponieważ założono, że objętość OAR zlokalizowana jest na krawędzi obszaru PTV to efekt zmiany symetrii wiązki widoczny jest szczególnie dla dużych kątów $\theta > 20^\circ$. Dla kąta rotacji płamki $\theta = 45^\circ$ i symetrii $S = 60\%$ dawka średnia w objętości OAR wzrasta czterokrotnie, przy czym, zgodnie z rysunkiem 6.3, symetria wiązki obliczona na podsta-

wie analizy profili wynosi $S^p = 0\%$. Analogicznie, ponad dwukrotnie wzrasta dawka bliska maksymalnej, $D_{2\%}$.



Rys. 6.19: Średnia dawka (lewy), $D_{50\%}$, oraz dawka bliska maksymalnej (prawy), $D_{2\%}$, dostarczona do objętości OAR zlokalizowanej w odległości 1 cm od krawędzi objętości PTV w zależności od rzeczywistej symetrii S plamki dla różnych kątów θ jej rotacji.

Dla kątów rotacji plamki od 30° do 45° wykonano analizę DHV dawki zaabsorbowanej w objętości OAR, a jej wyniki pokazane są na rysunku 6.20. Analizując wykres można zauważyć przesuwanie się krzywych DHV w kierunku wyższych dawek wraz z pogorszeniem symetrii plamki. W efekcie objętość OAR otrzyma znacznie większą dawkę podczas napromieniania wiązką niesymetryczną, podczas gdy symetria mierzona na podstawie analizy profili, S^p , w trakcie dziennej procedury kontroli jakości jest poniżej 10% i wiązka taka może zostać dopuszczona do zastosowań klinicznych.



Rys. 6.20: Wykresy DVH dla objętości OAR dla kątów θ rotacji plamki 30° , 40° i 45° dla różnych współczynników symetrii.

Analiza parametrów geometrycznych i dozymetrycznych rozkładu dawki w objętości PTV, oraz w określonym obszarze OAR pokazuje jak istotny jest sposób w jaki charakteryzuje się geometryczne właściwości pojedynczej wiązki ołówkowej, którą skanuje się zadaną objętość. Metoda analizy kształtu wiązki na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy, stosowana podczas przygotowywania modelu wiązki dla systemu TPS oraz w trakcie

dziennych testów kontroli jakości nie uwzględnia rotacji przekroju poprzecznego wiązki. Prowadzić może to do błędnego określenia parametrów rozmiaru w modelu wiązki i do przygotowania przez system TPS planu niespełniającego założonych kryteriów. Ponadto błędna ocena symetrii plamki może prowadzić do dopuszczenia wiązki do użytku podczas procedury dziennej kontroli jakości, podczas gdy jej rzeczywista symetria, S , może być znacznie większa. Jak pokazano w tym rozdziale, skutkować to może napromienieniem objętości tarczowej w sposób niejednorodny oraz mniejszą niż założona w planie leczenia dawką. Dodatkowo szersza niż oczekiwana wiązka prowadzi do zmniejszenia gradientów rozkładu dawki na bocznych krawędziach pola, stwarzając ryzyko podania znacznie większej dawki do obszarów krytycznych niż założone było w planie leczenia. Prawidłowa ocena kształtu wiązki ołówkowej ma szczególne znaczenia w systemach wyposażonych w obrotowe stanowisko gantry, w których kąt rotacji plamki jonów zależy od kąta rotacji gantry, co pokazane zostało w rozdziale 6.1.2.

Metodą pozwalającą częściowo rozwiązać problem jest ocena parametrów wiązki w procedurach kontroli jakości na podstawie analizy polegającej na dopasowaniu do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją, opisanego równaniem 6.9. Dzięki tej metodzie otrzymuje się rzeczywiste rozmiary, σ_x^R i σ_y^R , a parametr symetrii, S^R , jest niezależny od kąta θ rotacji plamki.

6.2. Zastosowanie systemu do oceny parametrów skanującej wiązki ołówkowej

Do badania parametrów skanującej ołówkowej wiązki protonów i jonów węgla zastosowano zmodernizowany w ramach niniejszej pracy system dwuwymiarowej dozymetrii TL. Poprawność działania systemu sprawdzana była przez porównanie uzyskanych parametrów plamek jonowych z wynikami uzyskanymi istniejącymi systemami dozymetrii 2D, takimi jak system dozymetrii pasywnej Kodak[®] EDR2 oraz dozymetrii aktywnej Lynx 2D. Przeprowadzono serię eksperymentów w dwóch ośrodkach rutynowo prowadzących radioterapię z wykorzystaniem wiązek skanujących. Pierwszym z nich był ośrodek Heidelberg Ion-Beam Therapy Center (HIT) w Niemczech opisany w rozdziale 3.3.1, gdzie we współpracy z ośrodkiem badawczo-medycznym German Cancer Research Center (niem. *Deutsches Krebsforschungszentrum* – DKFZ) badane były parametry horyzontalnej wiązki skanującej protonów i jonów węgla. Drugim ośrodkiem było Centrum Terapii Protonowej w Pradze (ang. *Proton Therapy Center* – PTC) opisane w rozdziale 3.3.2, gdzie we współpracy z Instytutem Fizyki Jądrowej Czeskiej Akademii Nauk (cze. *Ústav Jaderné Fyziky* – UJF) prowadzono badania pod kątem zastosowania systemu dozymetrii 2D TL do oceny parametrów wiązki protonowej na stanowisku wyposażonym w obrotowe ramię gantry i dedykowaną głowicę skanującą.

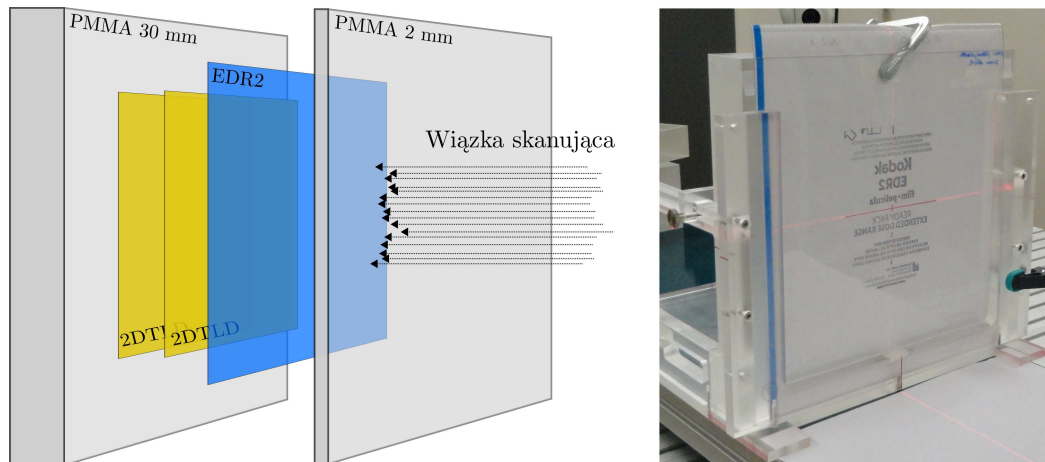
6.2.1. Badanie przydatności systemu 2D TL do oceny parametrów plamki jonów

Celem pomiarów prowadzonych w ośrodku HIT było zbadanie przydatności systemu 2D TLD do oceny parametrów plamek ołówkowej wiązki protonów i jonów węgla. Uzyskane parametry wiązek porównywane były z wynikami uzyskanymi za pomocą filmów radiograficznych Kodak[®] EDR2, rutynowo stosowanych w tamtym czasie w HIT do zapewnienia jakości wiązki skanującej. Wszystkie doświadczenia prowadzone były na stanowisku eksperymentalnym wyposażonym w skanującą głowicę horyzontalną.

Napromienianie folii TL i filmów Kodak[®] EDR2

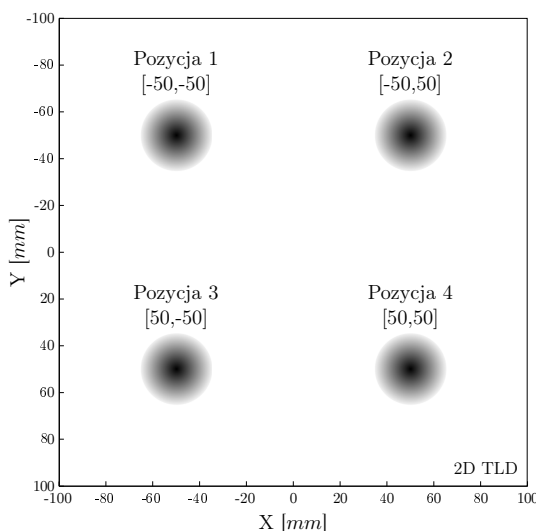
Za płytą z poli(metakrylanu metylu) (PMMA) fantomu firmy PTW o grubości 2 mm umieszczone zostały dwa detektory 2D TL typu MCP oraz pojedynczy film Kodak, jak poka-

zane to zostało na rysunku 6.21. Dodatkowo całość ściśnięta została między blokiem 30 mm PMMA, tak aby detektory były płaskie i prostopadłe do wiązki.



Rys. 6.21: Schemat ułożenia detektorów 2D TL i filmu Kodak w fantomie PMMA (lewy) oraz zdjęcie wykonane podczas przeprowadzania eksperymentu z widocznym filmem Kodak (detektory 2D TL są przez niego zasłonięte) fantomem PMMA oraz ściskami (prawy).

Cała konfiguracja umieszczona została w takiej odległości od głowicy, że płaszczyzna izocentrum wyznaczana przez lasery znajdowała się na powierzchni detektora Kodak® EDR2, za przednią warstwę 2 mm PMMA. Ze względu na ograniczony czas eksperymentu w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki detektory pozycjonowane były zgrubnie tak, aby izocentrum znajdowało się w okolicach środka detektorów. W eksperymencie tym nie da się zatem zmierzyć pozycji plamki w sposób absolutny, tj. względem położenia izocentrum stanowiska. Można natomiast określić odległości względne pomiędzy poszczególnymi plamkami. Aby to zbadać napromieniano detektory układem czterech plamek w ułożonych w odległościach 100 mm, tak jak przedstawiono to na rysunku 6.22. Każda plamka napromieniana była inną energią i innym rozmiarem wiązki pokazanym w tabeli 6.2. Rozmiar nominalny plamki w izocentrum stanowiska opisywany jest przez system dostarczania wiązki w HIT zakładając kształt symetrycznego rozkładu Gaussa i określony jest jednym parametrem rozmiaru σ_{norm} . Dla układu z czterema pozycjami parametry wiązki zostały dobrane tak samo jak w pracy [Hartmann i in., 2012], gdzie do pomiaru parametrów plamek użyto filmów radiograficznych Kodak® X-Omat V [Spielberger i in., 2001] oraz urządzenia typu Flat-Panel, czyli matrycy detektorów półprzewodnikowych [Partridge i in., 2002]. Pozwoliło to dodatkowo porównać otrzymywane wyniki. Dla każdego rozmiaru plamki dawka w maksimum została dobrana z zakresu liniowej odpowiedzi folii TL typu MCP.



Rys. 6.22: Wzór napromieniania wykorzystywany w eksperymencie do pomiarów geometrycznych właściwości plamek jonowej skanującej wiązki ołówkowej.

Tab. 6.2: Żądane parametry poszczególnych plamek wiązki protonowej i węglowej [Hartmann i in., 2012].

${}^1\text{H}$	Pozycja XY [mm]	Energia [MeV]	Rozmiar σ_{nom} [mm]
Poz. 1	[-50,-50]	143	5,0
Poz. 2	[-50,50]	143	6,5
Poz. 3	[50,-50]	202	3,6
Poz. 4	[50,50]	202	5,4
${}^{12}\text{C}$	Pozycja XY [mm]	Energia [MeV/u]	Rozmiar σ_{nom} [mm]
Poz. 1	[-50,-50]	270	1,7
Poz. 2	[-50,50]	270	4,3
Poz. 3	[50,-50]	390	1,5
Poz. 4	[50,50]	390	4,2

Odczyt filmów Kodak[®] EDR2

Filmy Kodak EDR2 są filmami radiograficznymi z bliską liniową odpowiedzią na dawkę w zakresie 0,25–4 Gy przy dawce nasycenia 7 Gy [KODAK, 2001; Suriyapee i in., 2008]. Filmy te zostały napromienione wiązkami protonów i jonów węgla tak, jak opisane to zostało wcześniej, a następnie wywołane po czasie 10–12 godzin [Childress i Rosen, 2004] wykorzystując urządzenie AGFA Classic E.O.S. Następnie zostały one zeskanowane przy użyciu skanera Vidar Dosimetry Pro Advantage R (Red) z rozdzielczością 150 dpi. Przy takiej rozdzielczości rozmiar piksela na obrazie wynosi $0,169 \times 0,169 \text{ mm}^2$. Zgodnie z procedurą przeprowadzania testów zapewnienia jakości stosowaną w ośrodku HIT każda folia została zeskanowana trzykrotnie i ostatni odczyt wzięty został do analizy.

Obrazy otrzymane w wyniku skanowania filmu są w formacie skalowalnego 16-bitowego pliku TIFF. Aby otrzymać prawdziwą wartość pikseli obraz ten musi zostać przeskalowany [Hartmann i in., 2012], zgodnie z:

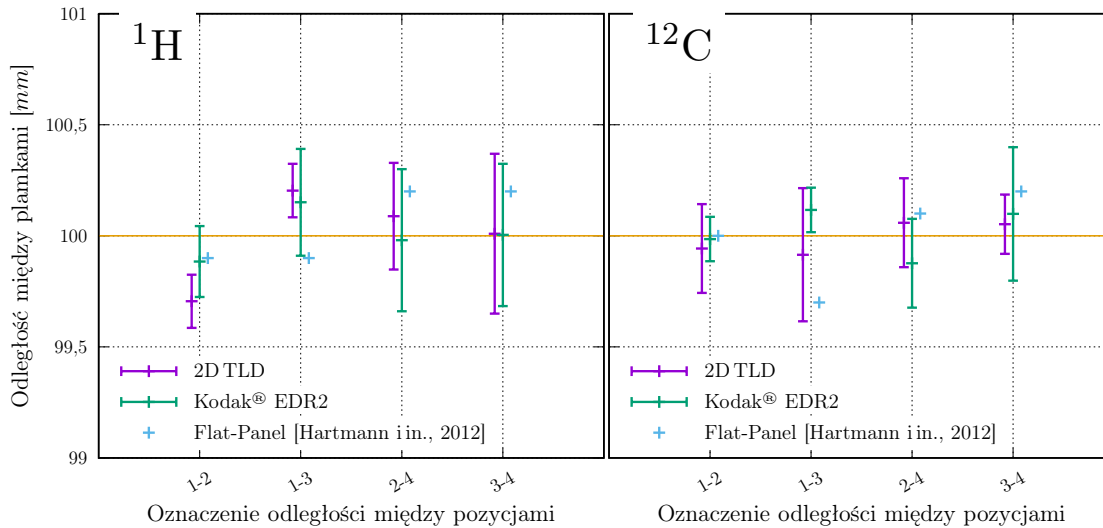
$$I_{true} = ((2^{16} - 1) - I_{tiff}) \cdot \frac{Norm}{(2^{16} - 1)}, \quad (6.15)$$

gdzie I_{true} jest prawdziwą wartością piksela, I_{tiff} jest wartością piksela na obrazie ze skanera, a parametr $Norm$ jest współczynnikiem normalizacji, który można znaleźć w nagłówku pliku TIFF.

Tło zostało zmierzone osobno dla każdego detektora przez wzięcie średniej z wartości pikseli z nienapromienionego obszaru $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Tło to różniło się znacząco pomiędzy detektorami jednak dla danego detektora względne odchylenie standardowe średniej wartości tła nie przekraczało 0,1%. Dla dobranych dawek wartości intensywności w amplitudzie mierzonych plamek wynosiły ok. 8000 ponad wartość tła, co prowadzi do stosunku sygnału w amplitudzie do tła wynoszącego ok. $SNR = 1000$. W dalszej analizie niepewność określania tła nie była brana pod uwagę.

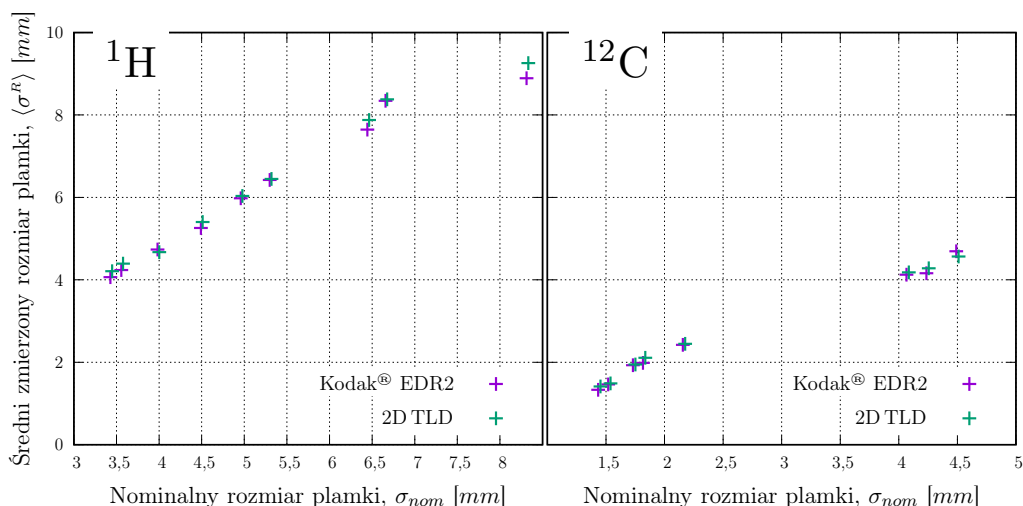
Porównanie wyników i wnioski

Zmierzono odległości pomiędzy sąsiadującymi pozycjami i porównano je z nominalną wartością 100 mm , co pokazane zostało na rysunku 6.23. Jako parametr określający pozycję \vec{P} plamki przyjęto jej środek masy \vec{CM} , zgodnie z definicją zaprezentowaną w rozdziale 6.1.1.



Rys. 6.23: Wyniki pomiaru odległości między poszczególnymi pozycjami plamek napromienionych protonami i jonami węgla zmierzone foliami TL oraz filmami Kodak[®] EDR2. Krzyże błędów reprezentują średnią i odchylenie standardowe z sześciu pomiarów. Dodatkowo zaznaczono wyniki pomiarów matrycą detektorów półprzewodnikowych typu Flat-Panel zaprezentowanych w pracy [Hartmann i in., 2012].

W granicach niepewności wyniki pomiaru odległości pomiędzy pozycjami plamek mierzonych systemem 2D TLD zgadzają się z wynikami zmierzonymi komercyjnie dostępnym systemem Kodak[®] EDR2. Maksymalna różnica zmierzonych odległości oboma systemami wynosiła $0,3\text{ mm}$. Ponadto wyniki te nie odbiegają od wartości nominalnej więcej niż o $0,5\text{ mm}$, co jest wystarczające dla zapewnienia jakości radioterapii jonowej. Wyniki te zgadzają się również z wcześniej publikowanymi wynikami [Hartmann i in., 2012], a mierzonymi detektorem typu Flat-Panel w niezależnym eksperymencie. Przy pomocy metody dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją, opisaną w rozdziale 6.1.1, zbadano również poprawność mierzonych systemem 2D TLD parametrów kształtu plamki. Maksymalna zmierzona przy pomocy systemu 2D TLD symetria plamek wiązki protonowej i jonów węgla wynosi odpowiednio $S^R = 8,3\%$ i $S^R = 7,4\%$. Symetrie dla tych samych plamek zmierzonych przy pomocy filmów Kodak wynoszą odpowiednio $S^R = 8,8\%$ i $S^R = 8,4\%$, zgadzają się więc z symetriami zmierzonymi foliami TL z dokładnością $\pm 1\%$. Porównanie średnich rozmiarów plamek, zdefiniowanych jako $\langle \sigma^R \rangle = \frac{\sigma_x^R + \sigma_y^R}{2}$, pokazano na rysunku 6.24.



Rys. 6.24: Średnie zmierzone rozmiary plamki ołówkowej wiązki protonów (lewy) i jonów węgla (prawy) o różnych rozmiarach nominalnych, zmierzone systemem dozymetrii 2D TLD oraz systemem Kodak[®] EDR2.

Maksymalna różnica średniej wielkości plamki mierzonej dwoma systemami dozymetrycznymi wynosiła $0,4\text{ mm}$ dla wiązki protonowej oraz $0,2\text{ mm}$ dla wiązki węglowej. Jak pokazano w rozdziale 4, rozmiar piksela obrazu odczytanej folii TL $20 \times 20\text{ cm}^2$ na czytniku 2D TL wynosi $0,22 \times 0,22\text{ mm}^2$. Można zatem założyć, że niepewność określenia rozmiaru plamki wynosi $\pm 1\text{ px}$, czyli $\pm 0,22\text{ mm}$. Podobnie rozmiar piksela obrazu uzyskanego w wyniku skanowania filmu Kodak[®] EDR2 z rozdzielczością 150 dpi to $0,17 \times 0,17\text{ mm}^2$, zatem można również przyjąć, że pomiar filmem obarczony jest niepewnością $\pm 1\text{ px}$, czyli $\pm 0,17\text{ mm}$. Biorąc pod uwagę te niepewności można stwierdzić, że wyniki pomiaru kształtu przeprowadzone przy pomocy systemu 2D TLD zgadzają się w granicach niepewności z wynikami uzyskanymi na podstawie pomiarów foliami Kodak[®] EDR2.

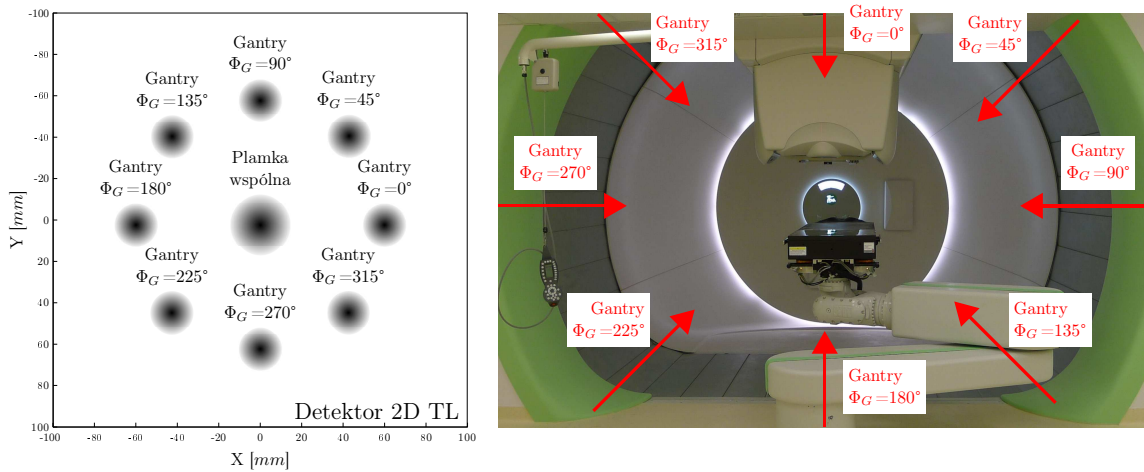
6.2.2. Zastosowanie systemu 2D TL do oceny parametrów plamek na stanowisku gantry

W ośrodku terapii PTC w Pradze system 2D TLD zastosowany został do oceny parametrów plamek protonowych na stanowisku gantry wyposażonym w dedykowaną głowicę skanującą, opisanym w rozdziale 3.3.2. Celem pomiarów było sprawdzenie zależności kształtu plamki jonów od kąta rotacji ramienia gantry. Dodatkowo uzyskane wyniki parametrów plamek weryfikowane były mierząc je systemem dozymetrii aktywnej Lynx 2D, opisanym w rozdziale 3.4.1.

Napromienianie folii TL i detektora Lynx 2D

Folie TL do naświetlań umieszczane były na środku ekranu detektora Lynx 2D, tak jak pokazane to zostało na rysunku 6.25. System Lynx 2D przymocowany został do głowicy gantry za pomocą dedykowanego uchwytu. Izocentrum wyznaczone przez lasery znajdowało się na powierzchni ekranu tak, że oś wiązki przechodziła przez środki obu detektorów. Detektory napromieniane były układem plamek jak na rysunku 6.25, przy czym pomiędzy pozycjami zmieniany był kąt gantry Φ_G w pełnym zakresie $0 - 360^\circ$ co 45° . Dla każdego kąta gantry Φ_G naświetlane były dwie pozycje: jedna w środku układu ze współrzędnymi $[0,0]$ i druga na wybranej pozycji w odległości 60 mm od środka. Plamka centralna jest zatem złożeniem ośmiu plamek napromienionych w tej samej pozycji z różnymi kątami gantry. Zadana dawka dla każdej plamki została obliczona tak, aby nie przekraczała 8 Gy w maksimum, czyli tak aby napromieniać folie TL typu MCP dawkami z zakresu ich liniowej odpowiedzi. Wszyst-

kie pozycje naświetlane były jednakową energią protonów. Podczas każdego napromieniania wykonywano także akwizycję detektorem Lynx 2D.

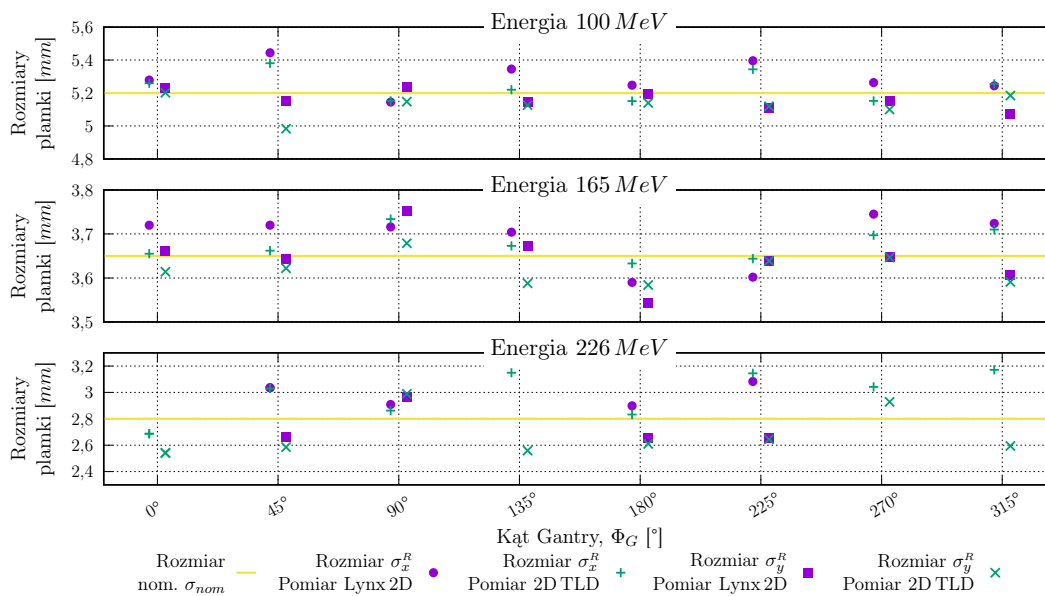


Rys. 6.25: Układ plamek, w którym dla każdego kąta gantry napromieniane były dwie plamki: w środku oraz na wybranej pozycji w odległości 60 mm od środka (lewy) oraz zdefiniowane kąty gantry (prawy).

Eksperyment powtórzony został dla trzech energii wiązki protonowej: 100 MeV, 165 MeV oraz 226 MeV, zakładając idealnie symetryczną plamkę opisaną jednym parametrem σ_{norm} o rozmiarach odpowiednio $\sigma_{norm}^{100 MeV} = 5,2 mm$, $\sigma_{norm}^{165 MeV} = 3,65 mm$ oraz $\sigma_{norm}^{226 MeV} = 2,8 mm$. Dla każdego obrazu, zarówno odczytu detektora 2D TL, jak i pomiaru detektorem Lynx 2D obliczono podstawowe parametry kształtu plamki: σ_x^R i σ_y^R , symetrię S^R oraz kąt rotacji θ^R . Analizę przeprowadzono stosując metodę dopasowania asymetrycznego dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z rotacją, opisaną w rozdziale 6.1.1.

Analiza wyników i wnioski

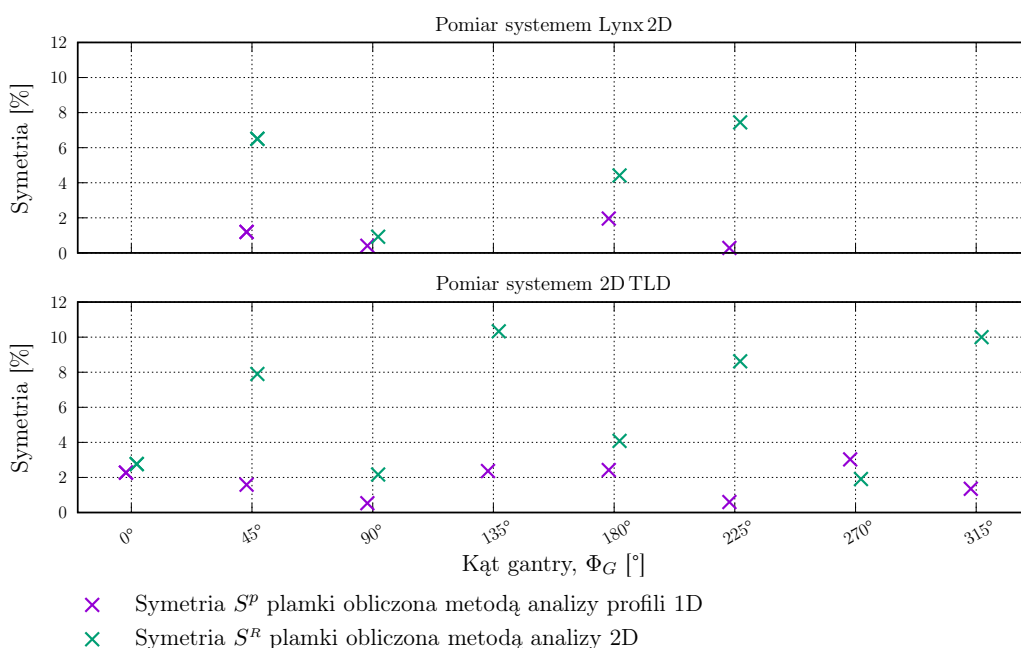
Wyniki zależności rozmiarów plamek σ_x^R i σ_y^R zmierzonych oboma systemami dozymetrycznymi od kąta gantry pokazane są na rysunku 6.26.



Rys. 6.26: Rozmiary plamek dla różnych kątów gantry dla trzech energii zmierzone detektorem 2D TL oraz systemem Lynx 2D. Dla lepszej czytelności wykresu dane rozsunięto.

Wszystkie zmierzone rozmiary są zgodne z wartościami nominalnymi rozmiaru plamki dla danej energii z dokładnością poniżej $\pm 0,5\text{ mm}$ i spełniają tym samym kryterium akceptowalności wiązki w ośrodku PTC wynoszącą $\pm 1\text{ mm}$.

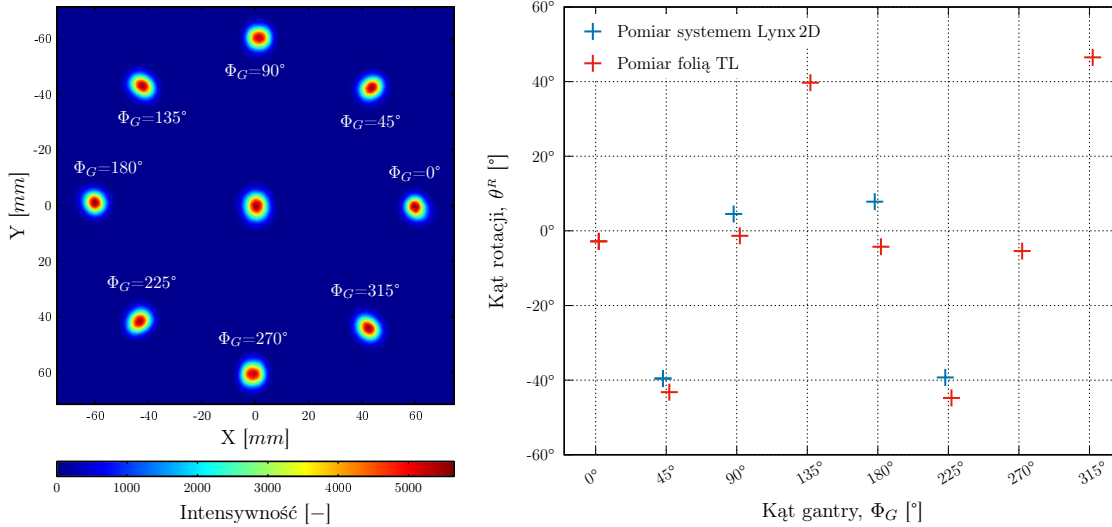
Znając rozmiary plamek można obliczyć ich symetrię S^R na podstawie wzoru 6.10. Dla energii 100 MeV oraz 165 MeV najgorsza symetria plamki wynosi odpowiednio $3,8\%$ i $1,2\%$ dla pomiarów 2D TLD oraz $2,8\%$ i $1,6\%$ mierząc detektorem Lynx 2D. Wartości te są znacznie poniżej 10% , można przyjąć zatem, że wszystkie plamki mierzone dla tych energii są symetryczne. Gorsze symetrie obserwuje się dla energii 226 MeV , co pokazano na rysunku 6.27. Obok symetrii S^R obliczonych na podstawie zaproponowanej w niniejszej pracy metody analizy polegającej na dopasowaniu do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją pokazano symetrię S^p obliczoną na podstawie metody wykorzystywanej obecnie w ośrodkach terapii polegającej na analizie profili liniowych przechodzących przez środek masy.



Rys. 6.27: Symetrie plamek dla różnych kątów gantry Φ_G mierzone dla energii 226 MeV .

Symetrie S^p obliczane metodą analizy profili przechodzących przez środek masy, są poniżej 3% i spełniają tym samym kryterium akceptowalności $S < 10\%$. Wiązka taka może zostać dopuszczona do użytku w procedurach kontroli jakości. Na obrazie odczytu folii TL, pokazanym na rysunku 6.28 widać jednak, że kąt rotacji plamki, θ^R , zależy od kąta rotacji ramienia gantry, Φ_G i zmienia się okresowo od -45° do 45° .

Najgorsze symetrie S^R , obliczone na podstawie metody dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa, uwzględniającej kąt rotacji plamki, występują dla kątów gantry 45° , 135° , 225° i 315° i oscylują między wartościami 8% i $10,5\%$. Wartości te są zatem bliskie progu akceptowalności $S < 10\%$, bądź nieznacznie go przekraczają. Jak pokazano w rozdziale 6.1.3 asymetria taka ma wpływ na parametry napromienianych jednorodnie objętości. Zastosowanie zaproponowanej w niniejszej pracy metody analizy plamek ołówkowej wiązki jonowej pozwala precyzyjniej opisać wiązkę w przypadku znacznej rotacji plamki, co nie jest uwzględniane w obecnie stosowanych technikach analiz jednowymiarowych.



Rys. 6.28: Obraz detektora (lewy) napromienionego wiązką ołowkową o energii 226 MeV przy różnych kątach ramienia gantry oraz kąt rotacji plamki, θ^R , w zależności od kąta nachylenia gantry, Φ_G .

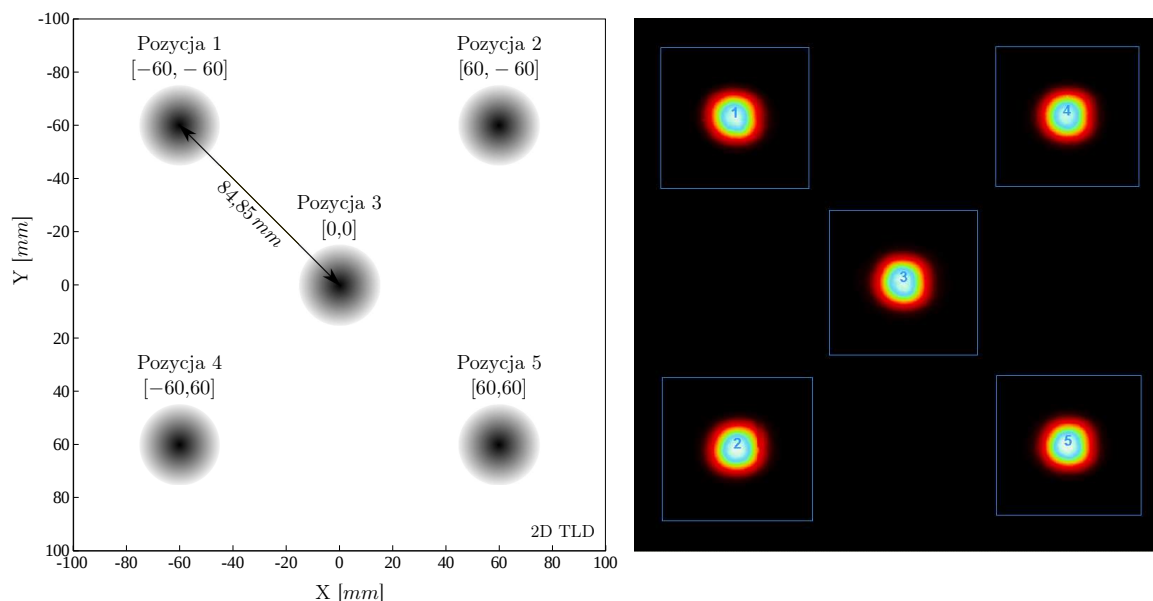
6.3. Zastosowanie systemu podczas uruchomienia stanowiska gantry w CCB

Termoluminescencyjny system dozymetrii dwuwymiarowej wykorzystany został do pomiaru geometrycznych parametrów wiązki skanującej w Centrum Cyklotronowym Bronowice (CCB) w IFJ PAN, opisanym w rozdziale 3.3.3. Wszystkie eksperymenty prowadzone były na stanowisku gantry-1 wyposażonym w dedykowaną głowicę skanującą. Celem pomiarów było sprawdzenie z jaką dokładnością system skanujący kieruje wiązkę na zadaną pozycję oraz jak zmieniają się wymiary wiązki dla różnych energii i na różnych głębokościach w wodzie.

6.3.1. Pomiary parametrów wiązki protonowej w powietrzu

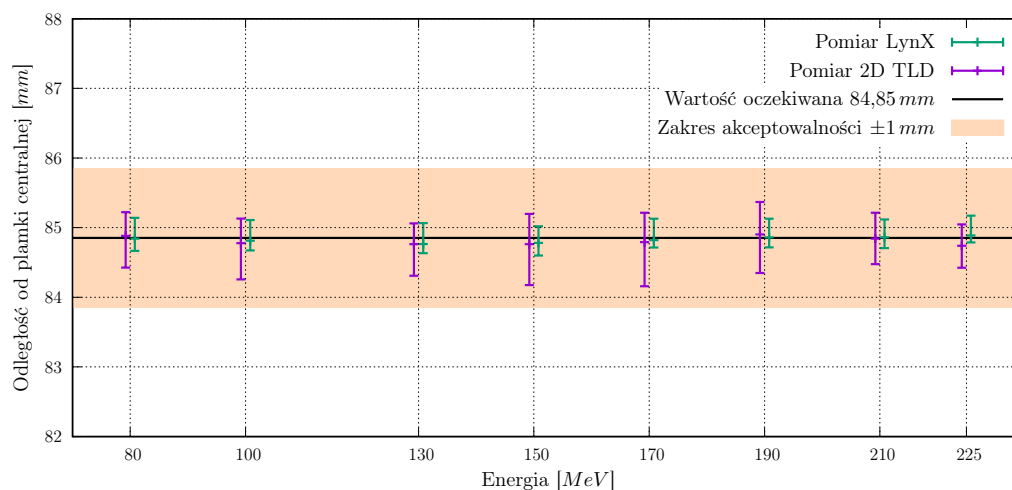
Celem pomiaru plamek pojedynczych wiązek protonowych w powietrzu było wyznaczenie zależności między kształtem wiązki a jej energią. Informacja ta jest jedną z części modelu wiązki wymaganego przez system do planowania leczenia (TPS). Zgodnie z zaleceniami producenta systemu Eclipse (Varian Medical Systems) używanego w CCB, pomiary takie powinny być przeprowadzone w powietrzu w izocentrum stanowiska dla kąta gantry $\Phi_G = 270^\circ$ bądź $\Phi_G = 90^\circ$ [Varian, 2013]. Do pomiarów wykorzystano detektor Lynx 2D oraz zestaw szesnastu detektorów 2D TL $20 \times 20\text{ cm}^2$.

Folie TL przyklejane były parami do powierzchni detektora Lynx 2D, który umieszczony był w izocentrum stanowiska wyznaczonym przez lasery, tak że lasery przechodziły przez warstwę scyntylatora. Napromieniano mapę pięciu plamek tak, jak pokazane to zostało na rysunku 6.29. Pomiar powtórzono dla kilku energii protonów z zakresu od 80 MeV do 225 MeV .



Rys. 6.29: Mapa napromieniania wykorzystywana do pomiarów rozmiarów oraz względnych położenia skanującej wiązki protonowej (lewy) oraz przykład odczytu folii TL (prawy) napromienionej zgodnie z tą mapą wiązkami protonów o energiach 150 MeV.

Jako położenie plamki, \vec{P} , przyjęto jej środek masy \vec{CM} , a kształty analizowane były przy pomocy zaproponowanej przez autora niniejszej pracy metody dopasowania do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją, opisaną w rozdziale 6.1.1. Odległości plamek narożnych od plamki środkowej dla badanych energii wiązki pokazane są na rysunku 6.30. Każdy punkt obrazuje wartość średnią, a słupki błędów wartości minimalną i maksymalną z pomiaru czterech odległości dwoma detektorami, a więc ośmiu przypadków.

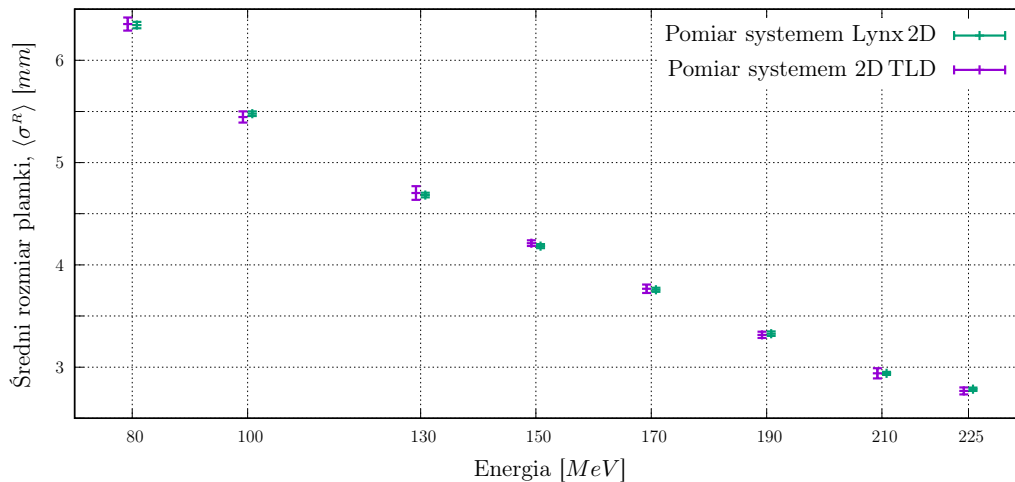


Rys. 6.30: Odległość plamek narożnych od plamki środkowej dla różnych energii wiązki protonowej. Słupki błędów oznaczają wartości minimalną i maksymalną zmierzone dla ośmiu przypadków.

Zgodnie z wymaganiami dla stanowiska gantry wyposażonego w dedykowaną głowicę skanującą, położenie wiązki w płaszczyźnie izocentrum nie powinno odbiegać od pozycji zaplanowanej o więcej niż 1 mm. Z wykresu 6.30 wynika, że średnia odległość plamek narożnych od plamki środkowej zgadza się dobrze z odległością zaplanowaną. Odległości najbardziej

odbiegające od planowanych mieszczą się nadal w granicach akceptowalności. Ponadto można zaobserwować dobrą zgodność wyników zmierzonych foliami TL z wynikami uzyskanymi w wyniku pomiaru detektorem Lynx 2D.

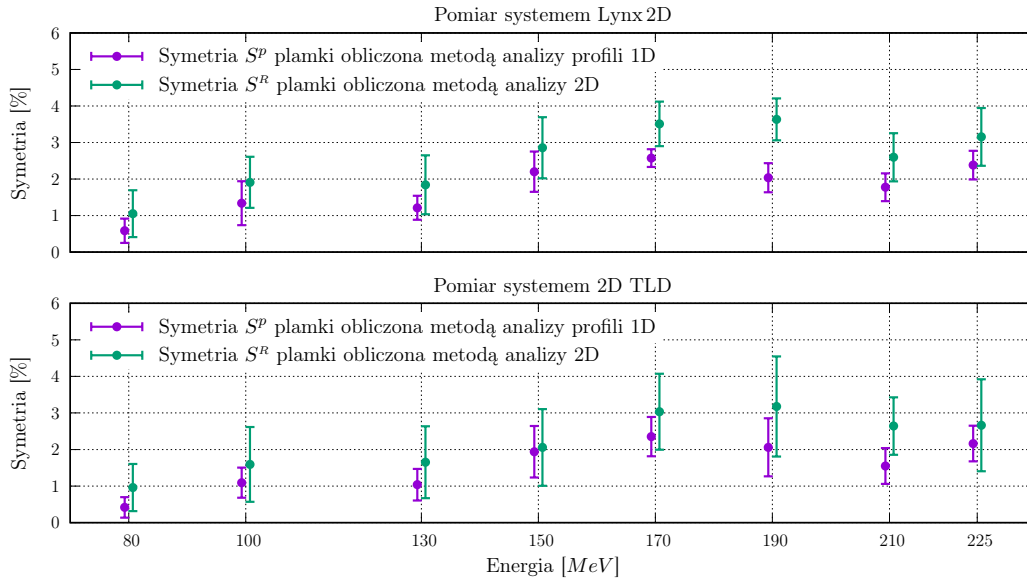
Analizując obrazy plamek otrzymano również ich rozmiary σ_x^R i σ_y^R , wartość średnią rozmiaru jako $\langle\sigma^R\rangle = \frac{\sigma_x^R + \sigma_y^R}{2}$ oraz symetrię S^R . Na rysunku 6.31 pokazano średni rozmiar plamki $\langle\sigma^R\rangle$ dla różnych energii wiązki protonowej, mierzonych w powietrzu w izocentrum stanowiska. Wszystkie punkty pokazane są jako wartość średnia oraz odchylenie standardowe rozmiarów dziesięciu plamek.



Rys. 6.31: Średni rozmiar plamek w powietrzu w izocentrum stanowiska dla różnych energii protonów. Dla lepszej widoczności punkty na wykresie dla poszczególnych energii rozsunęto.

Średnie rozmiary plamki protonowej na stanowisku gantry w CCB, zmierzone systemem 2D TLD zmieniają się od $\langle\sigma^R\rangle = 2,7\text{ mm}$ dla najwyższej badanej energii do $\langle\sigma^R\rangle = 6,4\text{ mm}$ dla energii 80 MeV . Ponadto wyniki te zgadzają się w granicach niepewności pomiarowej z wynikami uzyskanymi detektorem Lynx 2D.

Stosowaną obecnie w CCB metodą określania parametrów plamki jest analiza profili przechodzących przez środek masy. Na podstawie tej analizy określa się parametr symetrii, S^p , będący jednym z kryteriów akceptowalności wiązki w procedurach zapewnienia jakości. Wiązka uznawana jest za prawidłową gdy $S^p < 10\%$. Jak pokazano w rozdziale 6.1.2 oraz 6.1.4 lepszą metodą oceny parametrów plamek jonów jest metoda zaproponowana w niniejszej pracy polegająca na dopasowaniu dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją. Na rysunku 6.32 pokazano symetrie zmierzone zmodernizowanym przez autora tej pracy systemem 2D TLD oraz systemem dozymetrii aktywnej Lynx 2D, obliczone obiema metodami: obecnie stosowaną oraz zaproponowaną przez autora tej pracy. Krzyże błędów na wykresie reprezentują wartość średnią z pomiarów dziesięciu plamek oraz wartości minimalną i maksymalną.

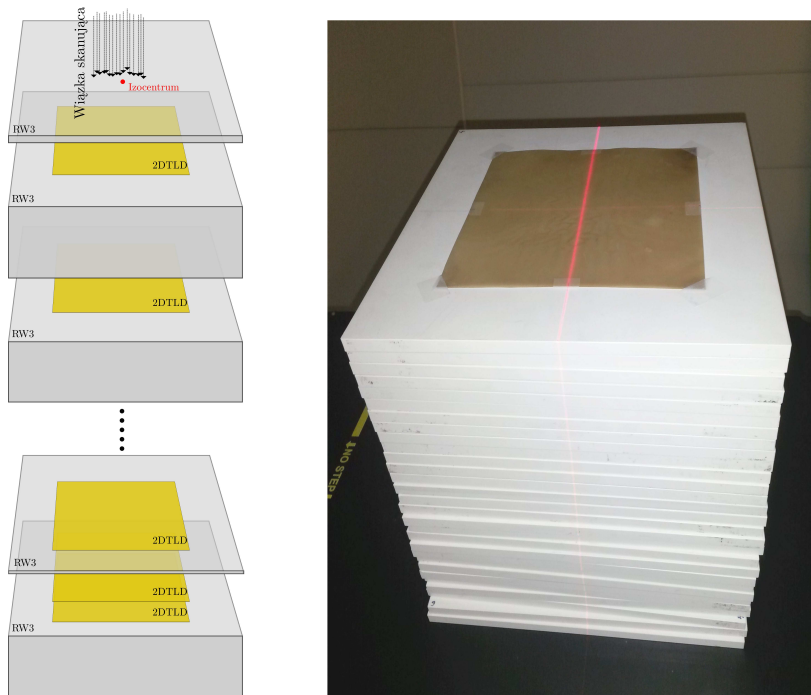


Rys. 6.32: Symetrie plamek obliczone metodą analizy profili przechodzących przez środek masy, S^p , oraz metodą dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją, S^R , zmierzone systemem dozymetrii aktywnej Lynx 2D (górny) i systemem 2D TLD (dolny).

Symetrie wynikające z dwóch rozważanych metod analizy plamki różnią się maksymalnie o 3%, przy czym symetrie S^R obliczane na podstawie zaproponowanej przez autora tej pracy metody są większe niż symetrie S^p obliczone obecnie stosowaną w CCB metodą. Niemniej jednak dla wszystkich mierzonych przypadków symetrie obliczone obiema metodami są w granicach kryterium akceptowalności $S < 10\%$. Można zatem stwierdzić, że niezależnie od metody analizy plamki wiązka skanująca na stanowisku gantry-1 w CCB jest symetryczna w granicach kryterium akceptowalności.

6.3.2. Badanie rozpraszania wiązki ołówkowej w fantomie stałym

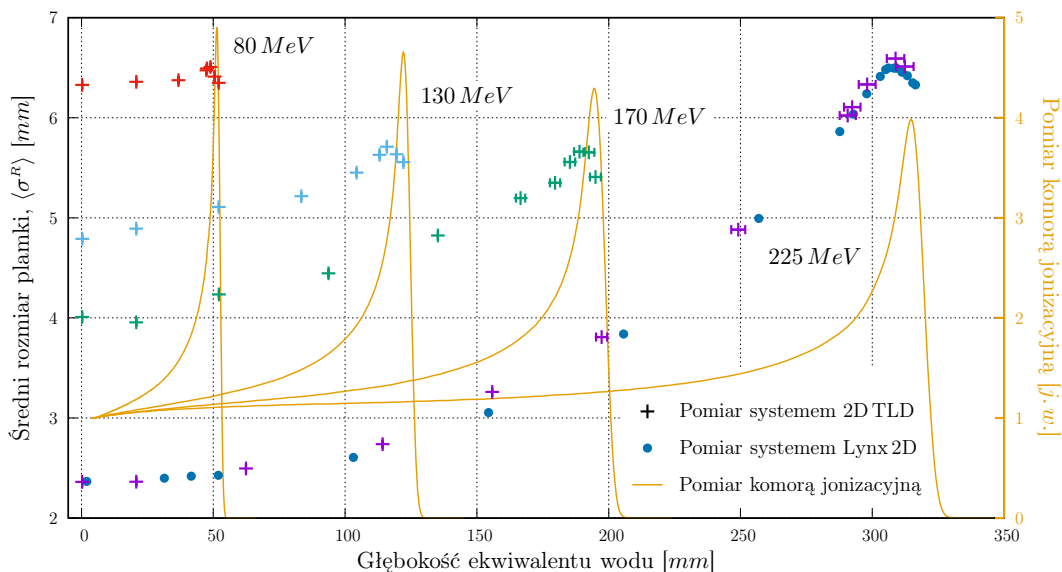
W celu zbadania jak rozmiary wiązki ołówkowej zmieniają się wraz z głębokością w wodzie przeprowadzono eksperyment, w którym detektory umieszczane były na różnych głębokościach pomiędzy płytami fantomu RW3, tak jak pokazano to na rysunku 6.33. Zaletą wykorzystania folii TL do tego typu pomiarów jest możliwość napromienienia ich jednocześnie, co znacząco skraca czas przeprowadzenia eksperymentu. Napromieniania przeprowadzono przy kącie gantry $\Phi_G = 0^\circ$. Fantom RW3 umieszczony został tak, że izocentrum stanowiska pokrywało się z powierzchnią fantomu. Eksperyment powtórzono dla czterech energii: 80 MeV, 130 MeV, 170 MeV oraz 225 MeV. Eksperyment przeprowadzono również z wykorzystaniem detektora Lynx 2D. Wadą tego rozwiązania była konieczność zmiany układu pomiarowego dla każdej głębokości, stąd pomiar przeprowadzono jedynie dla wybranej energii wiązki 225 MeV.



Rys. 6.33: Ustawienie detektorów 2D TL w fantomie RW3 do pomiaru zależności rozmiaru wiązki od głębokości (lewy) oraz zdjęcie wykonane podczas przeprowadzania eksperymentu (prawy) z widocznym detektorem 2D TL przyklejonym do płyty fantomu RW3 (pozostałe detektory umieszczone są pomiędzy płytami i nie są widoczne na zdjęciu).

Pozycje detektorów przeliczone zostały na głębokość w wodzie uwzględniając grubości poszczególnych płyt RW3, ich stosunek ekwiwalentu wody $WER^{RW3} = 1,025(0,011)$ [Jäkel i in., 2001] oraz zmierzoną grubość i $WER^{TL} = 1,64(0,05)$ folii TL typu MCP [Gajewski i in., 2013], gdzie w nawiasach podano niepewność w sensie odchylenia standardowego średniej. Tak ustawione detektory napromieniane były jednocześnie pojedynczą wiązką, przy czym dawka dobrana została tak aby każdy detektor napromieniony został dawką z zakresu odpowiedzi liniowej, nie przekraczającej 8 Gy w maksimum.

Obrazy plamek na różnych głębokościach analizowane były zaproponowaną przez autora tej pracy metodą dopasowania do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją. Ponieważ pomiar kształtów wiązek w izocentrum stanowiska wykazał, że symetria plamek, S^R , jest poniżej 5%, stąd analizę wyników przeprowadzono dla wartości średniej $\langle\sigma^R\rangle$ rozmiarów σ_x^R i σ_y^R . Wyniki analizy dla czterech badanych energii wiązki w zależności od głębokości w wodzie pokazano na rysunku 6.34. Obok wyników rozmiarów wiązki pokazano wynik pomiaru rozkładu głębokościowego dawki wykonanych na stanowisku gantry-1 komorą typu Markus w fantomie wodnym.



Rys. 6.34: Rozmiar plamki na różnych głębokościach ekwiwalentu wody dla czterech wybranych energii początkowych wiązki protonowej. Poziome krzyże błędów określające niepewność wyznaczenia głębokości ekwiwalentu wody zostały pominięte gdy były one mniejsze od rozmiaru punktu. Dodatkowo, na prawej osi pokazano znormalizowane wyniki pomiaru głębokościowego rozkładu dawki wykonane komorą jonizacyjną.

W wyniku rozprożeń wąska wiązka ołówkowa poszerza się wraz z głębokością w fantomie. Dla energii 80 MeV wiązka rozszerza się z $\langle \sigma^R \rangle = 6,3 \text{ mm}$ przy wejściu do fantomu do $\langle \sigma^R \rangle = 6,5 \text{ mm}$ na głębokości ok. 50 mm ekwiwalentu wody. Podobnie węższe wiązki ołówkowe o wyższych energiach początkowych ulegają poszerzeniu niezależnie od rozmiaru wiązki początkowej, przy czym maksimum tego poszerzenia obserwuje się na głębokościach odpowiadających zasięgom jonów w wodzie. Szczególnie widoczne jest to dla najwyższej energii, dla której początkowa wiązka o średnim rozmiarze $\langle \sigma^R \rangle = 2,4 \text{ mm}$, na końcu drogi protonów w wodzie ma średni rozmiar $\langle \sigma^R \rangle = 6,6 \text{ mm}$. Wynik ten potwierdzony został dodatkowo mierząc rozmiary wiązki detektorem Lynx 2D.

Podsumowanie i wnioski

Celem pracy było opracowanie metod i kryteriów kontroli jakości terapeutycznych ołówkowych wiązek protonowych w tych obszarach, dla których dotychczas stosowane rozwiązania były niewystarczające. Dla realizacji tego celu zmodernizowano dwuwymiarowy system dozymetrii termoluminescencyjnej, wypracowano metodę pracy z folii TL, w tym techniki odczytu i korekcji obrazów, oraz zastosowano system do pomiarów właściwości skanujących wiązek jonowych używanych w zastosowaniach klinicznych.

Modernizacja czytnika 2D TL folii TL $20 \times 20 \text{ cm}^2$, opisana w rozdziale 4, polegała głównie na poprawie jednorodności wygrzewania i powtarzalności odczytów. Opracowano nową konstrukcję elementu grzejnego oraz wbudowano w niego trzy czujniki monitorujące temperaturę w różnych punktach grzałki. Ponadto przebudowano system sterujący wygrzewaniem i innymi elementami czytnika 2D TL, takimi jak system chłodzenia i systemy bezpieczeństwa. W ramach niniejszej pracy opracowano oprogramowanie FlatView v. 2, w którym zaimplementowano procedury automatycznego wygrzewania folii TL i akwizycji obrazów. Oprogramowanie umożliwia również korekcję obrazów pod kątem szumów, niejednorodności folii TL i zniekształceń geometrycznych, jak również podstawową analizę profili obrazu i histogramów wybranych obszarów. Dodatkowe narzędzia umożliwiają automatyczną analizę kształtów plamek ołówkowej wiązki jonowej metodą analizy profili przechodzących przez środek masy, analizy całek z profili w kierunku osi X i Y oraz metodą zaproponowaną przez autora niniejszej pracy polegającą na dopasowaniu do obrazu plamki dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją. Zaimplementowane funkcje konwersji między różnymi formatami pozwalają na pracę z obrazami pochodzącymi z innych źródeł niż czytnik 2D TL, przykładowo skany filmów Gafchromic[®] bądź odczyty z detektora Lynx 2D. W ostatnim etapie tej części opracowano procedury pracy z foliami TL, ich odczytu oraz korekcji obrazów.

Maksymalna różnica temperatur mierzona w trzech punktach grzałki podczas wygrzewania folii TL typu MCP do 250°C nie przekracza obecnie $\pm 3^\circ\text{C}$, przy czym pod koniec procesu wygrzewania ustala się na stałym poziomie $\pm 1^\circ\text{C}$. Testy powtarzalności wygrzewania potwierdziły, że zmierzony profil temperatury zgadza się z zadanym profilem wygrzewania z dokładnością poniżej 3°C . Oprogramowanie umożliwia ponadto podgląd aktualnej temperatury oraz zapis zadanego i zmierzonego profilu. Na obserwowaną niejednorodność temperatury ma wpływ głównie przewodzenie ciepła na brzegach elementu grzejnego, w miejscach

gdzie styka się on z obudową czytnika 2D TL. Istnieją techniczne możliwości usunięcia tej wady systemu, jednak realizacja wykraczała poza zakres tej pracy. W obecnym rozwiązaniu pełna procedura odczytu folii TL typu MCP trwa ok. 20 min, przy czym samo wygrzewanie folii TL zajmuje 500 s, a przez resztę czasu czytnik 2D TL chłodzony jest do temperatury poniżej 60°C, tak aby można było bezpiecznie wyjąć z niego odczytany detektor. Skrócenie tego czasu byłoby osiągalne tylko w przypadku znaczącej zmiany konstrukcji urządzenia, głównie zmieniając obecnie stosowany system chłodzenia wymuszonym obiegiem powietrza przykładowo na system chłodzenia elementami Peltiera lub chłodzenie wodne. Rzeczywisty rozmiar pikseli obrazów po korekcji geometrycznej wynosi $0,22 \times 0,22 \text{ cm}^2$, co w zupełności wystarcza do pomiarów skanujących wiązek jonowych. W ramach pracy zaimplementowano w oprogramowaniu FlatView procedurę korekcji jednorodności folii TL w oparciu o metodę indywidualnych obrazów referencyjnych. W wyniku tej korekcji jednorodność odczytywanych obrazów poprawia się ze średnio 17,4% do 4.1%. Dalsza poprawa byłaby możliwa w przypadku opracowania folii TL o bardziej jednorodnej grubości i koncentracji materiału TL.

Dla wiązek terapeutycznych jonów węgla i protonów zbadano podstawowe własności dozymetryczne zmodernizowanego systemu 2D TLD, co pokazane zostało w rozdziale 5. Zmierzony w tej pracy spadek czułości folii TL typu MCP wynosi 0,75% na odczyt i wynik ten jest zgodny z dotychczasowymi pomiarami [Kłosowski i in., 2014; Kopeć i in., 2013]. Spowodowany jest on głównie czernieniem powierzchni detektora w wyniku utleniania zabrudzeń podczas wygrzewania [Kłosowski i in., 2010]. Spadek sygnału detektorów w czasie między napromienieniem i odczytem (ang. *fading*) nie był bezpośrednio mierzony w tej pracy, jednak dane literaturowe wskazują, że przy zastosowaniu procedury wstępnego wygrzewania folii TL typu MCP wynosi on 3,7% po pół roku [Kłosowski i in., 2014] i nie był brany pod uwagę w tej pracy. Zmierzone w niniejszej pracy: stosunek ekwiwalentu wody $WER^{TL} = 1,64(0,05)$, gęstość $\rho = 1,95 \text{ g/cm}^3$ oraz obliczona efektywna liczba atomowa $Z_{eff} = 7,26$ folii TL pozwalają prawidłowo uwzględnić jej fizyczne własności w eksperymentach i symulacjach Monte Carlo. Wyznaczone dawki charakterystyczne dla odpowiedzi dawkowej folii TL typu MCP wynoszą $D_0 = 256(11) \text{ Gy}$ oraz $D_0 = 270(9) \text{ Gy}$ dla odpowiednio promieniowania ^{60}Co oraz 6 MV, co jest spójne z danymi literaturowymi $D_0 = 233 \text{ Gy}$ [Olko, 1996] i $D_0 = 243 \text{ Gy}$ [Waligórski i in., 1993] dla źródła ^{137}Cs . Odpowiedź detektorów na promieniowanie ^{60}Co jest w granicach 5% liniowa do ok. 20 Gy. Zgodnie z modelem mikrodozymetrycznym dawka charakterystyczna D_0 , a tym samym zakres liniowości zwiększa się dla promieniowania o wyższym LET. Wykazano, że dla wiązki protonów o średniej energii $\langle E \rangle = 15 \text{ MeV}$ i $\langle LET \rangle = 4,8 \text{ keV}/\mu\text{m}$, zakładając kryterium 5%, odpowiedź dawkowa jest liniowa do ok. 50 Gy, a dla jonów węgla o średniej energii $\langle E \rangle = 40 \text{ MeV}/u$ i $\langle LET \rangle = 58,2 \text{ keV}/\mu\text{m}$ do ok. 100 Gy.

Względna wydajność termoluminescencji, $\eta(E)$, folii TL typu MCP została zmierzona w tej pracy dla wiązek protonów i jonów węgla o energiach odpowiednio z przedziału 9,3 – 220 MeV i 26,4 – 428 MeV/u. Energie te odpowiadają średnim wartościom LET odpowiednio 0,4 – 3,7 keV/ μm i 10,8 – 90 keV/ μm . Wykazano, że wydajność ta zmienia się od $\eta(E^p=9,3 \text{ MeV}) = 0,33(0,02)$ do $\eta(E^p=220 \text{ MeV}) = 0,96(0,04)$ dla wiązki protonów oraz od $\eta(E^C=26,4 \text{ MeV}/u) = 0,05(0,01)$ do $\eta(E^C=428 \text{ MeV}/u) = 0,48(0,02)$ dla wiązki jonów węgla. Wyniki tych pomiarów zgadzają się w granicach niepewności z danymi literaturowymi dla detektorów pastylkowych typu MCP i przy znajomości widma energetycznego wiązki protonowej lub węglowej pozwalają na korekcję odpowiedzi dawkowej detektorów. Dla prądu wiązki protonów i jonów węglowa z przedziału 0,005 – 0,5 nA zbadano odpowiedź w funkcji dawki folii TL typu MCP i stwierdzono, że w granicach niepewności pomiaru odpowiedź ta nie zależy od natężenia prądu wiązki, a tym samym od mocy dawki, co zgodne jest z wcześniej publikowanymi wynikami [Goldstein, 1972; Gorbics i in., 1973; Karsch i in., 2012; Karzmark i in., 1964; Tochilin i Goldstein, 1966].

W dalszej części pracy zastosowano system 2D TLD do pomiarów parametrów geometrycznych plamek wiązek protonów i jonów węgla. Wyniki pomiarów porównywane były z wynikami uzyskanymi przy pomocy filmów Kodak[®] EDR2 oraz Gafchromic[®] EBT3. Wykazano, że pozycje plamek dla badanych przypadków w ośrodkach PTC, HIT i CCB, mierzone tymi systemami nie różnią się o więcej niż 0,3 mm, a rozmiary plamek są porównywalne z dokładnością do 5%. Różnice rozmiarów widoczne są w szczególności dla dużych plamek o nominalnych rozmiarach $\sigma_{norm} > 5\text{ mm}$ i spowodowane są niejednorodnościami folii TL. Zaletą dozymetrii TL z wykorzystaniem folii TL typu MCP jest liniowa odpowiedź detektorów w szerszym zakresie dawek w porównaniu z systemem Gafchromic[®] EBT3 i Kodak[®]. Nieliniowość odpowiedzi detektora na dawkę ma wpływ na wyznaczanie rozmiaru plamki, gdyż centralna część plamki jest mierzona z niższą wydajnością niż jej część peryferyjna. W niniejszej pracy wykazano, że rozmiary plamek mogą być mierzone foliami TL bez dodatkowej korekcji nieliniowości odpowiedzi z błędem poniżej 4%, dla dawek w maksimum plamki nie przekraczających 5 Gy. Błąd określenia rozmiaru plamki zmierzonej systemem Gafchromic[®] dla tej dawki w maksimum wynosi do 17%. Stąd korzystając z folii Gafchromic[®] EBT3 do pomiarów kształtów plamek zaleca się każdorazowo korygować otrzymany sygnał uwzględniając nieliniowy charakter odpowiedzi dawkowej. Folie TL zastosowano również do pomiarów głębokościowych krzywych Bragga, a wyniki porównane zostały z symulacjami Monte Carlo. Stwierdzono, że różnice w zasięgu $R_{90\%}$ zmierzonych i symulowanych krzywych Bragga wynoszą 0,9 mm i 1,1 mm dla odpowiednio wiązki protonów o energii 132,3 MeV i jonów węgla o energii 250,1 MeV/u. Wpływ na te różnice ma głównie spadek wydajności termoluminescencji materiału typu MCP wraz ze zwiększaniem średniego liniowego przekazu energii, $\langle LET \rangle$, wraz z głębokością w wodzie. W procedurach zapewnienia jakości oczekuje się zgodności zasięgów zmierzonych z symulacjami Monte Carlo lepszych niż $\pm 1,5\text{ mm}$, stąd system 2D TLD może być zastosowany do tego typu pomiarów. Dokładniejsze wyniki można uzyskać korygując odpowiedź detektorów względem wydajności na promieniowanie o średniej energii na danej głębokości. Folie TL zastosowano do weryfikacji rzeczywistych planów leczenia, mierząc dwuwymiarowe rozkłady dawki na różnych głębokościach w wodzie. Porównanie zmierzonych i obliczonych w systemie do planowania leczenia rozkładów dawki metodą gamma indeks pokazało, że liczba pikseli zdających test wahała się w granicach 80–94%. Pomiar wykonany w tej samej geometrii matrycą komórek jonizacyjnych MatriXX daje procent pikseli zdających test gamma powyżej 99%. Kryterium akceptowalności stosowane w procedurach zapewnienia jakości w ośrodku PTC, w którym autor wykonał niezbędne pomiary wynosiło 98%, a zatem plan terapii zweryfikowany z użyciem systemu 2D TLD nie jest akceptowalny. Wynika to z nie w pełni skorygowanych niejednorodności folii TL. Stwierdzono zatem, że na obecnym etapie rozwoju systemu dwuwymiarowej dozymetrii TL nie da się go zastosować do bezpośredniej weryfikacji planów leczenia z wykorzystaniem skanującej wiązki protonów.

Obecnie stosowane jednowymiarowe metody analizy obrazów plamki, bazujące na analizie profili X i Y przechodzących przez środek masy plamki bądź analizie całek z profili w kierunku osi X i Y , nie uwzględniają jej kąta rotacji. W niniejszej pracy zaproponowano metodę określania parametrów plamki jonów na podstawie dopasowania asymetrycznego dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z rotacją i pokazano, że metoda ta lepiej opisuje rzeczywisty kształt plamki niż obecnie stosowane metody jednowymiarowe. Jednym z parametrów kształtu określanych podczas kontroli jakości wiązki jest jej symetria. Między innymi na podstawie tego parametru dopuszcza się wiązkę do zastosowań terapeutycznych. W niniejszej pracy wykazano, że w przypadku rotacji plamki pod kątem bliskim 45° obliczenia metodami jednowymiarowymi pokazują symetrię wiązki spełniająca kryterium akceptowalności. Wiązka taka może zostać dopuszczona do zastosowań klinicznych, podczas gdy rzeczywista symetria wiązki, obliczona na podstawie dopasowania dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z rotacją

może przekraczać to kryterium. W pracy pokazano, że symetrie plamek dla niektórych energii wiązki w jednym z ośrodków terapii protonowej, w których autor prowadził badania, obliczone obecnie stosowaną metodą analizy jednowymiarowej mieszczą się w kryteriach akceptowalności poniżej 10%, podczas gdy w wyniku analizy dwuwymiarowej przekraczają to kryterium.

W oparciu o wyniki symulacji Monte Carlo wykonanych przez M. Kłodowską, zbadano wpływ kształtu plamki na własności przestrzennego rozkładu dawki w napromienianych objętościach. Badano między innymi jednorodność rozkładu dawki w objętości leczonej PTV, średnią dawkę w tej objętości, szerokość bocznych półcieni oraz wpływ poszerzenia pola na dawkę dostarczoną do objętości OAR, poza obszarem napromienianym. W symulacjach tych opierano się na rzeczywistym modelu wiązki opracowanym dla stanowiska gantry-1 w CCB zmieniając symetrię plamek oraz ich kąty rotacji. Wykazano, że dla szczególnych przypadków rotacji plamki pod kątem bliskim $\theta = 45^\circ$ i dla rzeczywistej jej symetrii $S = 40\%$ jednorodność dawki w obszarze PTV pogarsza się dwukrotnie, a minimalna dawka maleje o 13%, podczas gdy symetria takiej plamki mierzona metodami analizy jednowymiarowej jest poniżej 10% i wiązka taka może zostać dopuszczona do użytku klinicznego w obecnie stosowanych procedurach kontroli jakości. Wraz z pogarszaniem rzeczywistej symetrii wiązki zwiększa się także szerokość bocznych półcieni. Ma to wpływ na dawkę dostarczoną do obszarów poza objętością PTV, w szczególności do narządów krytycznych. Analiza wyników symulacji wykazała, że dla szczególnych przypadków rotacji plamki pod kątem $\theta = 40^\circ$ i rzeczywistej symetrii 60% dawka średnia w objętości OAR zlokalizowanej w odległości ok. 1 cm od objętości PTV wzrasta czterokrotnie, podczas gdy symetria tej plamki mierzonej metodami przyjętymi w obecnych procedurach kontroli jakości jest akceptowalna.

W pracy wykazano, że obecnie stosowane metody analizy jednowymiarowej nie uwzględniają kąta rotacji plamki, przez co parametr symetrii, będący jednym z kryteriów dopuszczenia wiązki do zastosowań klinicznych w procedurach kontroli jakości, może być obliczony nieprawidłowo. Ma to istotny wpływ na średnią dawkę dostarczoną do zaplanowanej objętości, jednorodność tej dawki oraz na dawkę dostarczoną do obszarów krytycznych poza objętością leczoną. Zaproponowana w niniejszej pracy metoda wyznaczania parametrów plamki na podstawie dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją lepiej opisuje rzeczywistą symetrię plamki uwzględniając jej rotację. Stąd, na podstawie wyników niniejszej pracy, sugeruje się stosowanie tej metody w procedurach kontroli jakości terapeutycznych jonowych wiązek skanujących.

W ostatniej części pracy system 2D TLD zastosowano do pomiarów wiązki protonowej w Centrum Cyklotronowym Bronowice w IFJ. Głównym celem był pomiar kształtów plamek wiązek o różnych energiach, wymagany do przygotowania modelu wiązki dla systemu do planowania leczenia. Rozmiary plamek na stanowisku gantry-1 w CCB, mierzone w powietrzu w izocentrum stanowiska, zmieniają się od $\langle\sigma^R\rangle = 6,4\text{ mm}$ dla energii wiązki 80 MeV do $\langle\sigma^R\rangle = 2,7\text{ mm}$ dla maksymalnej energii 225 MeV . Dodatkowo pokazano, że wyniki te zgadzają się w granicach niepewności z wynikami uzyskanymi systemem Lynx 2D. Maksymalne zmierzone foliami TL symetrie plamek, obliczone przy zastosowaniu zaproponowanej przez autora metody analizy dwuwymiarowej wynosiły 4,8%, co jest porównywalne do maksymalnej symetrii zmierzonej systemem Lynx 2D wynoszącej 4,3%. Stwierdzono, że symetrie wiązek na stanowisku gantry-1 w CCB, przy zastosowaniu zarówno jednowymiarowej jak i dwuwymiarowej metody analizy spełniają kryteria akceptowalności $S < 10\%$. Dodatkowo, stosując folie TL, zbadano rozszerzanie się wiązki wraz z głębokością w fantomie płytowym. Stwierdzono, że niezależnie od rozmiaru wiązki początkowej, rozszerza się ona na głębokości odpowiadającej maksimum krzywej Bragga dla danej energii do wartości z przedziału $\langle\sigma^R\rangle = 5,5 - 6,5\text{ mm}$. Dla jednej z badanych energii wiązki pomiar przeprowadzono także systemem Lynx 2D. Zasto-

sowanie tego systemu wymagało zmiany ustawienia detektora i ponownego pozycjonowania fantomu dla każdej mierzonej głębokości, co znacznie wydłużyło czas przeprowadzenia eksperymentu. Zaletą zastosowania folii TL do tego typu pomiarów jest możliwość umieszczenia wielu detektorów w fantomie płytowym i przeprowadzenia pojedynczego napromieniania.

Systemu dwuwymiarowej dozymetrii termoluminescencyjnej, rozwijany w IFJ PAN, cechuje kilka właściwości, wyróżniających go na tle obecnie dostępnych komercyjnych rozwiązań. Folie TL są giętkie, wodoodporne i można je z łatwością stosować w fantomach wodnych lub stałych. Można je także z łatwością ciąć nadając im kształt specyficzny dla danego zastosowania. Ponadto są one wielokrotnego użytku, co daje możliwość kalibracji dawkowej tej samej folii TL, która użyta zostanie w eksperymencie. Znając własności fizyczne i dozymetryczne folii TL typu MCP, zmierzone w ramach niniejszej pracy, mogą być one umieszczane jedna za drugą, dając tym samym możliwość wykonania wielu pomiarów podczas jednego napromieniania. Przygotowane w ramach tej pracy nowe oprogramowanie zmodernizowanego czytnika 2D TL folii TL ułatwia proces automatycznego odczytu obrazów oraz późniejszej ich korekcji i analizy, a opracowane procedury pracy z foliami TL zapewniają powtarzalność wyników. Zaproponowana przez autora metoda analizy plamek ołówkowej wiązki jonowej pozwala dokładniej określić parametry geometryczne wiązki. W szczególności uwzględnienie kąta rotacji plamek w stosunku do osi układu współrzędnych pozwala precyzyjniej określić rzeczywistą symetrię plamek, mającą wpływ na parametry rozkładu dawki w objętości napromienianej techniką skanowania jonową wiązką ołówkową.

Porównanie rozmiarów plamek obliczanych na podstawie różnych metod analizy

A.1. Wprowadzenie

Celem poniższej analizy jest analityczne porównanie parametrów rozmiaru plamki jonów obliczanych przy pomocy metody analizy profili przechodzących przez środek masy obrazu plamki oraz metody analizy całek z profili.

A.2. Założenia

Przyjmujemy obraz plamki w postaci dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z parametrami kształtu L i W oraz z rotacją θ . Płaszczyznę taką można opisać równaniem:

$$f(x,y) = A \cdot \exp\left(-\frac{[(x-P_x) \cos \theta + (y-P_y) \sin \theta]^2}{2L^2} - \frac{[(y-P_y) \cos \theta - (x-P_x) \sin \theta]^2}{2W^2}\right), \quad (\text{A.1})$$

gdzie:

P_x i P_y są współrzędnymi położenia plamki i pokrywają się z środkiem masy obrazu,

L i W są rozmiarami plamki wzdłuż jej wielkiej i małej osi,

θ jest kątem rotacji obrazu plamki względem osi OX .

Płaszczyzna ta posiada symetrię osiową wzdłuż jej głównych osi, tj. osi nachylonych pod kątem θ do osi OX układu współrzędnych. Ponieważ rozmiary plamki są niezależne od jej położenia można przyjąć upraszczające założenie, że $[P_x, P_y] = [0, 0]$. Oznacza to, że środek plamki umieszczony jest w początku układu współrzędnych, a równanie A.1 przyjmuje postać:

$$f(x,y) = A \cdot \exp\left[-\frac{(x \cos \theta + y \sin \theta)^2}{2L^2} - \frac{(y \cos \theta - x \sin \theta)^2}{2W^2}\right], \quad (\text{A.2})$$

Metoda analizy profili przechodzących przez środek masy oraz metoda analizy całek z profili w kierunku osi X i Y polegają na dopasowaniu krzywych Gaussa w postaci:

$$f(i) = A_i \cdot \exp\left[-\frac{(i - \mu_i)^2}{2\sigma_i^2}\right], \quad i \in \{x, y\}. \quad (\text{A.3})$$

Ponieważ plamka jest osiowo symetryczna ze środkiem w punkcie $[0,0]$, można przyjąć, że jej położenie obliczone obiema metodami, tj. wektory $\vec{P}^p=[P_x^p, P_y^p]$ oraz $\vec{P}^c=[P_x^c, P_y^c]$ będą wskazywały ten sam punkt $[0,0]$. Zatem równanie A.3 przyjmie postać:

$$f(i) = A_i \cdot \exp \left[-\frac{i^2}{2\sigma_i^2} \right] , \quad i \in \{x, y\}, t \in \{p, c\} . \quad (\text{A.4})$$

A.3. Teza

Dla dowolnych rzeczywistych dodatnich rozmiarów plamki L i W oraz dowolnego rzeczywistego kąta rotacji θ , rozmiary plamki obliczone przy pomocy metody dopasowania krzywych Gaussa do całek z profili, σ_x^c i σ_y^c , są nie mniejsze od rozmiarów obliczonych przy pomocy metody dopasowania krzywych Gaussa do profili przechodzących przez środek masy plamki, σ_x^p i σ_y^p . Tezę tę można zapisać w postaci:

$$\forall_{\{L, W\} \in \mathbb{R}_+ \wedge \theta \in \mathbb{R}} : (\sigma_x^c \geq \sigma_x^p \wedge \sigma_y^c \geq \sigma_y^p) . \quad (\text{A.5})$$

W szczególności gdy obraz plamki jest symetryczny, czyli $L=W$, lub gdy kąt $\theta = 0^\circ$ otrzymujemy:

$$\forall_{\{L=W\} \in \mathbb{R}_+ \vee \theta=0} : (\sigma_x^c = \sigma_x^p \wedge \sigma_y^c = \sigma_y^p) . \quad (\text{A.6})$$

A.4. Dowód

Dowód powyższego twierdzenia polegał będzie na porównaniu rozmiarów plamki obliczonych dwiema metodami.

A.4.1. Metoda analizy profili przechodzących przez środek masy

Korzystając z równania opisującego kształt obrazu plamki A.2 można obliczyć równanie opisujące profil wzdłuż osi X przechodzący przez środek masy obrazu, zatem dla $y = 0$:

$$f(x, 0) = A \cdot \exp \left[-\frac{(x \cos \theta)^2}{2L^2} - \frac{(-x \sin \theta)^2}{2W^2} \right] , \quad (\text{A.7})$$

które po uproszczeniu:

$$f(x, 0) = A \cdot \exp \left[-\frac{x^2(W^2 \cos^2 \theta + L^2 \sin^2 \theta)}{2L^2W^2} \right] . \quad (\text{A.8})$$

Dla badanej metody (indeks p we wzorach) i profilu w kierunku osi X równanie A.4 przyjmuje postać:

$$f^p(x) = A_x^p \cdot \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^p} \right] . \quad (\text{A.9})$$

Porównując równania A.8 oraz A.9 otrzymujemy wzór na rozmiar plamki σ_x^p wzdłuż osi X obliczony przy pomocy metody dopasowania krzywej Gaussa do profili przechodzących przez środek masy. Podobną analizę można przeprowadzić dla profilu wzdłuż osi Y . Otrzymujemy zestaw równań:

$$\sigma_x^p = \frac{LW}{\sqrt{L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta}} , \quad (\text{A.10a})$$

$$\sigma_y^p = \frac{LW}{\sqrt{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta}} . \quad (\text{A.10b})$$

Równania te przechodzą w siebie przy kątach będących wielokrotnością 90° . Wniosek ten jest logiczny gdyż przy obrocie obrazu plamki o 90° profil X staje się profilem Y .

A.4.2. Metoda analizy całek z profili

Korzystając z równania A.2 należy obliczyć równanie opisujące całki z profili w kierunku osi Y , a więc:

$$f(x,y) = A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x \cos \theta + y \sin \theta)^2}{2L^2} - \frac{(y \cos \theta - x \sin \theta)^2}{2W^2} \right] dy \quad . \quad (\text{A.11})$$

Przekształcając powyższe otrzymujemy:

$$f(x,y) = A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{y^2(L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta)}{2L^2W^2} - \frac{2yx(W^2 - L^2) \sin \theta \cos \theta}{2L^2W^2} - \frac{x^2(L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta)}{2L^2W^2} \right] dy \quad . \quad (\text{A.12})$$

Ostatni człon w powyższym równaniu nie zależy od zmiennej y zatem może być wyciągnięty przed całkę. Równanie to przyjmuje postać:

$$f(x,y) = \exp \left[-\frac{x^2(L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta)}{2L^2W^2} \right] \cdot A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ay^2 - 2by} dy \quad , \quad (\text{A.13})$$

gdzie zastosowano podstawienie:

$$a = \frac{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta}{2L^2W^2} \quad , \quad (\text{A.14a})$$

$$b = \frac{x(W^2 - L^2) \sin \theta \cos \theta}{2L^2W^2} \quad . \quad (\text{A.14b})$$

Całka w równaniu A.13 jest określona i wynosi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ay^2 - 2by} dy = \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{\frac{b^2}{a}} \quad . \quad (\text{A.15})$$

Po obliczeniu całki w równaniu A.13 i podstawieniu za a i b równań A.14 otrzymujemy niezależne już od zmiennej y równanie:

$$f(x) = \sqrt{\pi} \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2L^2W^2}{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta}} \cdot \exp \left[-\frac{x^2(L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta)}{2L^2W^2} \right] \cdot \exp \left[\left(\frac{x(W^2 - L^2) \sin \theta \cos \theta}{2L^2W^2} \right)^2 \cdot \frac{2L^2W^2}{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta} \right] \quad , \quad (\text{A.16})$$

które po uproszczeniu:

$$f(x) = \sqrt{\pi} \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2L^2W^2}{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta}} \cdot \exp \left[-\frac{x^2}{2(L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta)} \right] \quad . \quad (\text{A.17})$$

Dla profilu w kierunku osi X równanie A.4 dla badanej metody (indeks c we wzorach) przyjmuje postać:

$$f^c(x) = A_x^c \cdot \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^c} \right] \quad . \quad (\text{A.18})$$

Porównując równania A.17 oraz A.18 otrzymuje się wzór na rozmiar plamki σ_x^c w kierunku osi X obliczony przy pomocy metody dopasowania krzywej Gaussa do całek z profili wzdłuż osi Y . Wykonując analogiczne obliczenia dla całki wzdłuż osi X otrzymać można także wzór na rozmiar plamki σ_y^c w kierunku osi Y . Zestaw tych równań przyjmuje postać:

$$\sigma_x^c = \sqrt{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta} \quad , \quad (\text{A.19a})$$

$$\sigma_y^c = \sqrt{L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta} \quad . \quad (\text{A.19b})$$

Podobnie jak w poprzedniej metodzie równania A.19 przechodzą w siebie dla kątów θ będących wielokrotnością 90° .

A.4.3. Porównanie jakościowe rozmiarów plamki

Aby zbadać relację rozmiaru plamki wzdłuż osi X obliczonej metodą dopasowania krzywej Gaussa do profilu X przechodzącego przez środek masy oraz metodą dopasowania krzywej Gaussa do całek z profili w kierunku osi Y obliczamy stosunek:

$$\frac{\sigma_x^c}{\sigma_x^p} = \frac{\sqrt{(L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta)} \cdot \sqrt{(L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta)}}{LW} \quad , \quad (\text{A.20})$$

który po przekształceniu i skorzystaniu z tożsamości trygonometrycznych można przedstawić w postaci:

$$\frac{\sigma_x^c}{\sigma_x^p} = \sqrt{\frac{(L^2 - W^2)^2}{4L^2W^2} \sin^2 2\theta + 1} \quad . \quad (\text{A.21})$$

Analizując powyższe równanie można zauważyć, że dla kąta rotacji $\theta = 0^\circ$ otrzymujemy $\sigma_x^p = \sigma_x^c$. Oznacza to, że niezależnie od asymetrii plamki jej rozmiary obliczone obiema metodami są takie same dla plamek, których osie symetrii pokrywają się z osiami układu współrzędnych. Ponadto można wykazać, że będą one równe także dla kątów rotacji będących wielokrotnością 90° .

Drugim wnioskiem ze stosunku A.21 jest, że dla symetrycznej plamki, tj. takiej, że $L=W$, rozmiary liczone obiema metodami będą sobie równe. Tym samym spełniona jest teza A.6.

Ze wzoru A.21 wynika także, że jest on zawsze większy od jedności dla dowolnego L i W takiego, że $L \neq W$ oraz $\theta \neq 0$. Zatem zawsze zachodzi $\sigma_x^c \geq \sigma_x^p$

Podobną analizę można przeprowadzić dla stosunku rozmiarów plamki w kierunku osi Y . Ze względu na założoną symetrię osiową plamki otrzymane równanie będzie identyczne z A.20, a zatem dla dowolnego L , W i θ zachodzi również $\sigma_y^c \geq \sigma_y^p$, co dowodzi tezy A.5.

A.5. Porównanie ilościowe rozmiarów plamki

Aby zbadać dokładniej stosunek σ_x^c do σ_x^p bądź σ_y^c do σ_y^p wprowadzamy parametr symetryczności obrazu plamki zdefiniowany jako:

$$S = \frac{L - W}{L + W} \cdot 100\% \quad . \quad (\text{A.22})$$

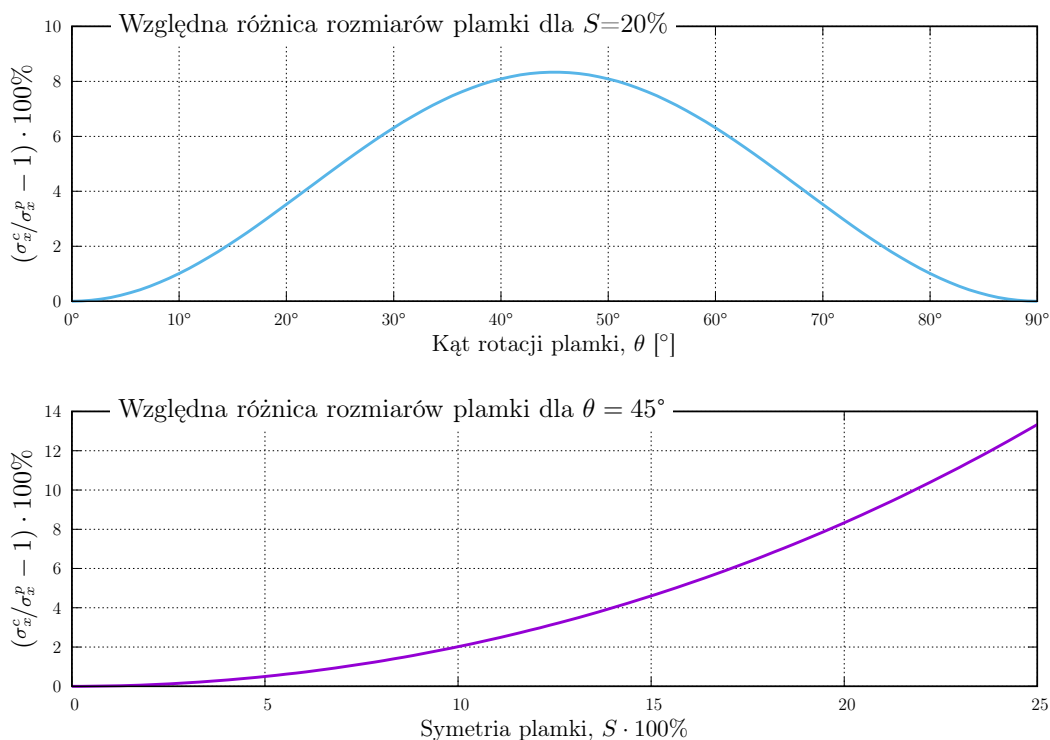
Zakładając dla celów analizy, że $L \geq W$ otrzymujemy:

$$W = L \cdot \frac{1 - S}{1 + S} \quad . \quad (\text{A.23})$$

Podstawiając to równanie do A.21 i po uproszczeniu otrzymujemy:

$$\frac{\sigma_x^c}{\sigma_x^p} = \frac{\sigma_y^c}{\sigma_y^p} = \frac{\sqrt{S^4 - 2S^2 \cos 4\theta + 1}}{S^2 - 1} \quad . \quad (\text{A.24})$$

Rysunek A.1 przedstawia zależność względnego stosunku σ_x^p i σ_x^c w zależności od kąta rotacji plamki oraz od jej symetrii. Różnica w rozmiarach plamki liczonych obiema metodami wzrasta wraz ze wzrostem kąta jej rotacji do ponad 8% przy ustalonej asymetryczności 20% dla $\theta = 45^\circ$. Przy dalszym zwiększaniu kąta rotacji maleje do zera. Wynika to z założonej symetryczności osiowej plamki, dla której obrót o 90° powoduje przejście rozmiaru w kierunku osi X w rozmiar w kierunku osi Y. Dla najgorszego przypadku kąta rotacji 45° różnice w obliczonych rozmiarach plamki rosną wraz z pogarszaniem się jej symetrii.



Rys. A.1: Względna różnica rozmiarów plamki obliczona dwiema metodami i wyrażona w procentach w zależności od kąta jej rotacji dla ustalonej asymetrii (górny) oraz w zależności od asymetrii wyrażonej w procentach przy ustalonym kącie rotacji (dolny).

A.5.1. Relacje parametru symetrii

Symetria obliczona na podstawie analizy całek z profili przechodzących przez środek masy oraz na podstawie analizy całek z profili w kierunku osi X i Y zdefiniowane są wzorami:

$$S^p = \frac{\sigma_x^p - \sigma_y^p}{\sigma_x^p + \sigma_y^p} \cdot 100\% \quad , \quad (\text{A.25a})$$

$$S^c = \frac{\sigma_x^c - \sigma_y^c}{\sigma_x^c + \sigma_y^c} \cdot 100\% \quad . \quad (\text{A.25b})$$

Podstawiając do nich wzory A.10 oraz A.19 otrzymuje się, że $S^p = S^c$. Podstawiając z kolei do równania A.25a wyrażenia na σ_x^p i σ_y^p opisane wzorami A.10 otrzymujemy relację

między rzeczywistą symetrią plamki S , zdefiniowaną wzorem A.22, a symetrią S^p obliczoną na podstawie analizy profili przechodzących przez środek masy obrazu. Wychodząc z równania A.25a otrzymujemy po uproszczeniu:

$$S^p = \frac{\sqrt{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta} - \sqrt{L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta}}{\sqrt{L^2 \cos^2 \theta + W^2 \sin^2 \theta} + \sqrt{L^2 \sin^2 \theta + W^2 \cos^2 \theta}}, \quad (\text{A.26})$$

a po podstawieniu równania A.23 i mając na uwadze, że $S^p = S^c$, otrzymujemy relację:

$$S^p = S^c = \frac{\sqrt{S^2 + 2S \cos 2\theta + 1} - \sqrt{S^2 - 2S \cos 2\theta + 1}}{\sqrt{S^2 + 2S \cos 2\theta + 1} + \sqrt{S^2 - 2S \cos 2\theta + 1}}. \quad (\text{A.27})$$

Dodatek B

Instrukcja użytkownika
oprogramowania FlatView 2.42

FLATVIEW

USER MANUAL

FlatView 2.42 – User Manual

Abbreviations

IR, **IRI** – Individual Reference, Individual Reference Image

ROI – Region of Interest

CM – Centre of Mass

B.1. Introduction

FlatView software was developed for image processing, corrections and administration as well as for easy image acquisition from a large-area thermoluminescence (TL) reader (called *clinical reader* in this document). It can be used for images obtained using both laboratory and clinical TL dosimetry (TLD) readers developed at Institute of Nuclear Physics PAN in Kraków (IFJ PAN). It can also be easily adapted for images obtained with other systems, for instance: Lynx 2D dosimetry system and Gafchromic[®] or Kodak[®] scans.

Two versions of the software were prepared based on the same code:

FlatAnalyse created for image analyse only,

FlatView which additionally includes the readout procedures for the clinical reader.

The paper presents usage procedures of the software in both versions, however, it is explicitly marked when presented feature applies to one version only. The software is still under development and changes are applied as all times. New functions and corrections are implemented and the existing ones are changed and improved. The last version number of the manual should be checked before usage and should correspond to the version number of the FlatView software in use.

B.2. Installation

Minimum system requirements:

Processor : Pentium III/Celeron 866 MHz or equivalent

RAM : 256 MB

Screen Resolution : 1024x768 pixels

Operating System :

- Windows 7/Vista (32- and 64-bit)
- Windows XP SP3 (32-bit)
- Windows Server 2003 R2 (32-bit)
- Windows Server 2008 R2 (64-bit)

Disk Space : 400 MB

The **FlatAnalyse** version of the software is delivered as installation package. The software requires LabVIEW Run-Time Engine 2010 SP1 that is included in the installation package and Vision Development Run-Time Module 2011 SP1 that must be installed separately. The procedure below presents the installation steps:

1. Extract the zip file with the **FlatAnalyse** installation package,
2. Run **setup.exe** file,
3. Read and accept the licence terms,
4. Install **FlatAnalyse** and LabVIEW Run-Time Engine,
5. Download Vision Development Run-Time Module 2011 SP1¹ available at http://ftp.ni.com/support/softlib/vision/Vision%20Runtime%20Engine/2011SP1/Vision%20Run-Time%202011%20SP1_downloader.exe,
6. Run **Vision Run-Time 2011 SP1_downloader.exe** file and follow the instruction to install Vision Run-Time Module. Activate the Module with a proper serial number².

The **FlatView** version of the software is dedicated to be used with the clinical TL reader only and is installed by default.

¹ Note that *Vision Development Run-Time* is not *LabVIEW Run-Time Engine*.

² For IFJ PAN users the serial number can be received from a person responsible for the *LabView* licence.

B.3. File structure

The software works on image files in TIFF format. However, it is possible to use other image types (e.g. b16 files with is PCO standard or ASCII format) but they have to be converted to TIFF files first (see sec. B.3.1). The following file name nomenclature is proposed:

- `path_to_measurement_folder\{filename}.tif` - an image with measured signal,
- `path_to_measurement_folder\{filename}-lv.tif` - a live view of the detector acquired just before the readout (useful for determining the position of the detector),
- `path_to_IR_folder\{filename}-irf.tif` - an IR image corresponding to the measured detector,
- `path_to_IR_folder\{filename}-irf-lv.tif` - a live view associated with the IR image.

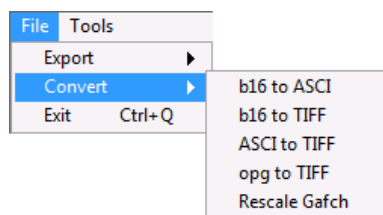
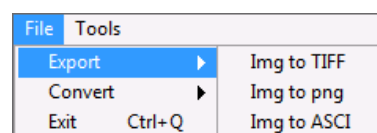
There is a possibility of adopting another files' structure but the mentioned structure is recommended and makes the software usage easier. Additionally, information files in ASCII format with `.inf` extension are associated with measurements and IR images. They contain information about the readout and processing, described in details in the table B.1. The files are automatically created during image acquisition with the clinical reader or, if other system is used, when an image is opened.

Tab. B.1: Parameters saved to `.inf` files.

Record	Description
Panel: Readout Parameters	
Exposure Time	Camera acquisition time, [s]
Temperature to start exposure	Temperature to start camera acquisition, [°C]
Set Temperature Array	Array of set temperature in time; format: [time temp ...] [s °C...]
Measured Temperature Array	Array of measured set temperature in time; format: [time tempA tempB tempC tempMean ...] [s °C °C °C...]
Panel: Analyse Parameters	
Cutting Square Cluster	Rotated square for cutting area of detector from image XT, YT, XB, YB - X top, Y top, X bottom, Y bottom, all [px] Angle - rotation angle of square, [°]
IRI .inf Path	path to IRF <code>.inf</code> file associated with the image
Calibrate Variable	Parameters of a curve calibration of the detector (not used in this software version)
Panel: Image Information	
Type of Detector	Detector type (e.g. CaSO ₄ or LiF)
Additional Information	Information added by the user during analysis
Detector Number	Number of detector
Date/Time	Date and time of readout
Program Version	Version of FlatView that created the <code>.inf</code> file

B.3.1. Converting and exporting tools

Several tools prepared for converting files between different formats as well as for exporting images are implemented in the software. The functions in *Convert* menu, shown in the fig. B.1, allow to convert only one file or all files in a chosen folder. The tools in *Export* menu, presented in the fig. B.2, are prepared for exporting the actual image displayed in the *Main Image* panel (cf. sec. B.4.3) into different formats.

Fig. B.1: *Convert* Menu.Fig. B.2: *Export* menu.

B.4. Panels

B.4.1. Option panel

The first window visible in the software is *Options* panel as shown in the fig. B.4.1. Two main modes can be chosen here.

Standard Options for Laboratory Reader – this mode is used when the software is employed for analysing images acquired with the large-area clinical reader. When the option is chosen the *Background* and *Camera Calibration* options (as well as *Readout Parameters* in FlatView version) are loaded automatically using files from the FlatView installation folder. The automatically set parameters are greyed out and can not be changed.

Custom Options – this mode is used for analysing images acquired with other systems¹. All options can be changed in this mode (the *Readout Parameters* are available only in FlatView version).

The option parameters can be saved into *opt* file, so that they can be restored later. In order to change the options during the operation of the software, the *Options* panel can be opened from to menu *Tools*→*Options*.

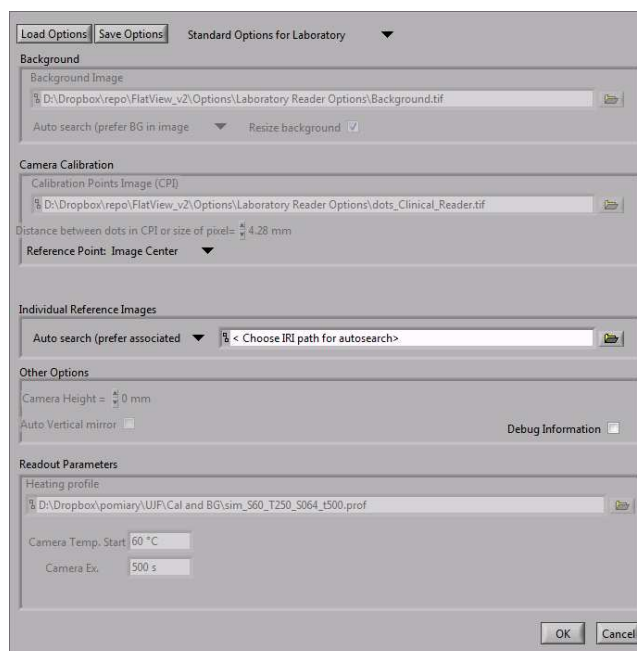


Fig. B.3: *Options* panel that is shown when the software starts. *Standard Options for Laboratory Reader* is chosen so most of the options are greyed out.

¹ Consider that there can also be images coming from other systems than TL.

The *Options* panel is divided into several frames described below in details.

Background frame

It is possible to choose the global background image in the TIFF format used in the background correction routine (cf. sec. B.5.1). This image should be of the same size as the images which are to be analysed. It is also possible to choose the background searching mode.

Auto search – The software automatically searches for the background file in the folder of the processed image. The background image should be of the same size as the processed one and should have the name in form of *BG?.tif* or *background?.tif*. The question mark in the file names indicates any number. When more than one background file is found in the folder of processed image than the file with the highest number is chosen for background correction. This option is useful when the measurement and IR images were read with different backgrounds.

Use only global background – Only global background image, given in the *Background Image* path will be used for background correction.

Resize Background checkbox marked indicates that the background image will be resized according to the readout size before subtracting. The option allows to subtract background image pixel to pixel (cf. sec. B.5.1) while it is of different resolution than readout image.

Camera Calibration frame

A calibration image can be chosen for the camera calibration routine (cf. sec. B.5.3). Additionally, when a proper image is chosen it is necessary to set the real distance between dots in the calibration image. Another possibility is to leave the *Calibration Points Image* path empty and set just a pixel size of evaluated images. It is also possible to choose the *Reference Point* that all measurements will be related to. *Left-Top Corner* or *Image Centre* can be chosen to have the reference at (0,0) point in the left-top corner or in the geometrical centre of the investigated image.

Individual Reference Images frame

A few modes can be chosen here changing the way of IR image searching.

Disable Auto search – The auto search of IR images is disabled and particular IR files will have to be indicated manually.

Auto Search (prefer associated inf) – Every time an image is opened, the software will try to open the associated IR image, given in *inf* file of the measurement. If the IR file is not found, the software will search for it in the given path. If it is not found there as well the IR image will not be loaded.

Auto Search (prefer given path) – The software will try to find a corresponding IR file in the given path. If it is not found there the software will try to load the associated IR image, given in *inf* file of the measurement. If it is not found there as well the IR image will not be loaded.

These options are useful when it is necessary to process many measurement readouts that have been processed before but with changed IR images. Then it is possible to set a path to folder with the new IR files and choose *Auto Search (prefer given path)*.

Other Options frame

The frame contains several additional options.

Auto Vertical Mirror – When the box is marked all images will be mirrored vertically.

Debug Information – If the box is marked, the software will display additional information about the image processing (for instance when some corrections can not be applied).

Readout Parameters frame (FlatView version only)

In the **FlatView** version of the software this frame is active allowing to adjust parameters of the readout performed with the clinical reader. The *Heating Profile* box allows to choose the file with the heating profile. It is a simple ASCII file with two columns separated with a tab sign where the first column is time in seconds and the second column is temperature in degrees Celsius. The camera will start when the temperature exceeds the value given in the *Camera temp. Start* box and will be perform data acquisition for the time given in *Camera Ex. Time* box.

B.4.2. Open Image panel

The panel allows to open images and display them into the *Main Image* panel described in sec. B.4.3. When the software starts, only the *Open Image* button is active. It allows to open the measured image. It is not important whether live view or readout file is chosen. If the chosen file does not have the *-lv* suffix it will be treated as the measured image and the software will try to find the live view for this image in the same folder. Analogously if the file has the *-lv* suffix it will be treated as a live view image and the software will try to find the measurement image for this live view in the same folder. The IR image is loaded automatically according to the options described in the sec. B.4.1. It is possible to open another IR file using *Open IRI* button. The image which will be displayed in the *Main Image* window can be changed by selecting any button next to the open buttons, however, the method applied differs depending on the *Processing Mode* in *Processing* panel (see sec. B.4.4). The actually displayed image in the *Main Image* panel is indicated in green.

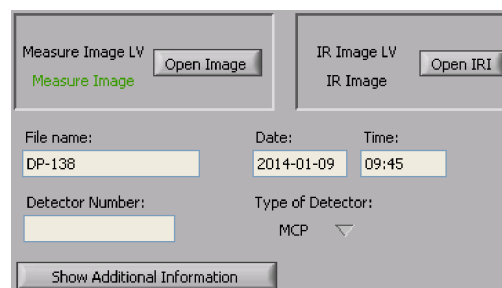


Fig. B.4: *Open Image* and *Information* panel.

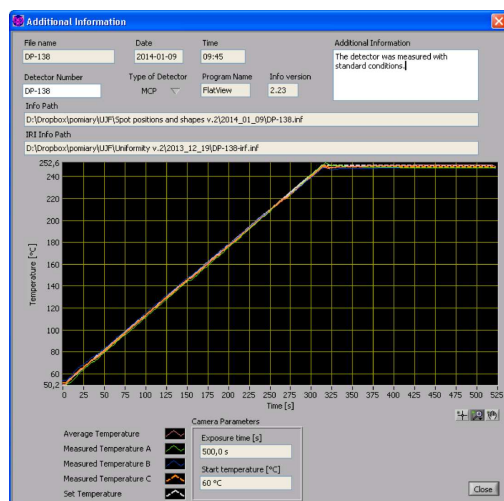


Fig. B.5: *Additional Information* panel with an example readout and detector information. Note that the *inf* file was created with an older version of the software that shows the backward compatibility.

Some basic information, like file name, detector type and time of measurement are given below. Additional information are available by clicking on the *Show Additional Information* button. The *Additional Information* window with an example is shown in the fig. B.5. Among other things, the readout parameters and the heating profile (only for **FlatView** version) are presented in the panel. Also the path to the *inf* and associated IR files are shown. All the information that can be changed here will be saved to the *inf* file and available later.

B.4.3. Main Image panel

The *Main Image* panel, presented in the fig. B.6, is used to display all images. It provides some additional information and the context menu, witch allows to change the display properties. In the bottom of the panel information about the image size in pixels, actual zoom, type of image and pixel position of the cursor are presented. In the bottom right corner the position coordinates in specified units are shown, recalculated in the *Camera Correction* routine (cf. sec. B.5.3 and B.4.1). The image can be zoomed in and out by pressing the left *Ctrl* key and scrolling the mouse wheel. The colour of any additional information presented in the figure by different tools can be changed by pressing *ROI* colour box. A simple tools palette is located in the top left corner. The content of the palette changes depending on the tools in use.

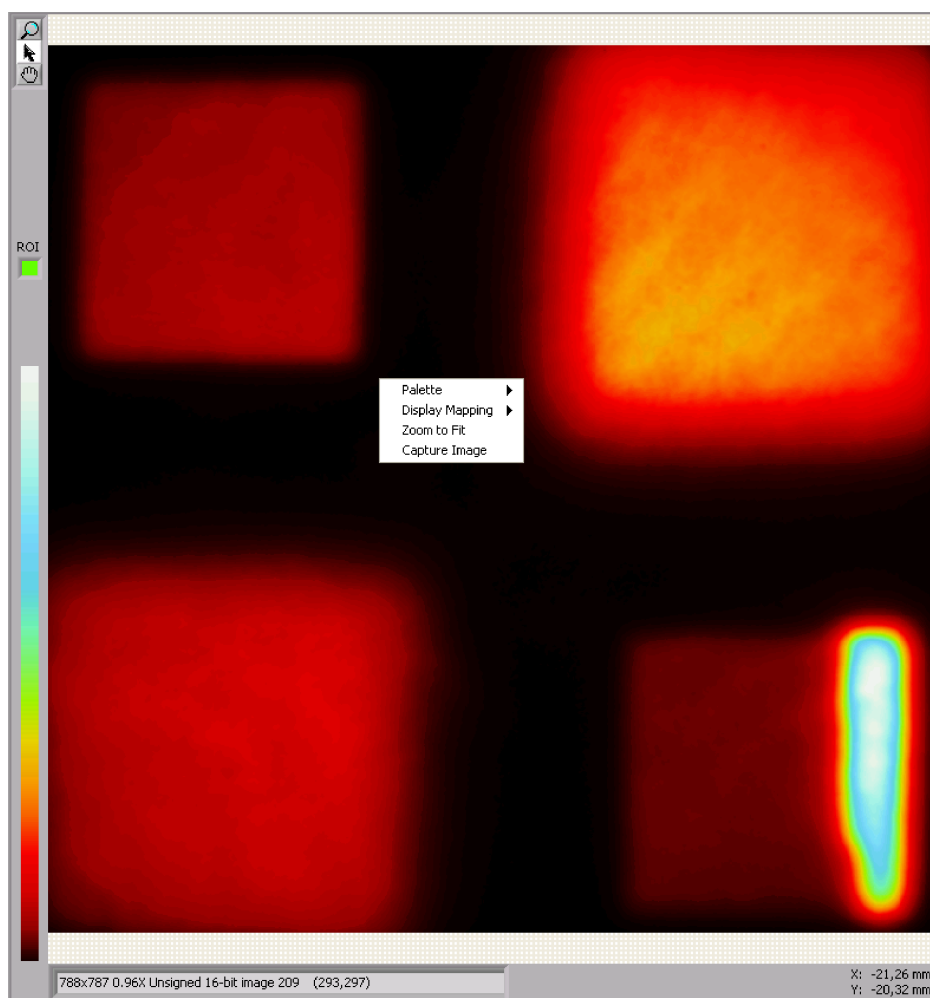


Fig. B.6: *Main Image* panel with an example image loaded and a context menu opened.

The context menu can be opened by clicking the right mouse button anywhere in the figure. Several tools are available there.

Palette – It is used for changing the display palette. Available palette are: *Temperature*, *Gradient* and *Grayscale*.

Display Mapping – It changes the display mapping as follows:

min-max - where the mapping is realised between the darkest and the brightest pixel found in the image,

0-max - where the mapping is realised between 0 value and the brightest pixel found in the image,

Full Range - where the mapping is realised between 0 value and the highest possible value in the image¹,

Zoom to Fit – This function fits the zoom so that the whole image is visible.

Capture Image – This tool allows to capture the image area as it is currently displayed including overlapped additional information. The captured image does not contain dosimetric information and should not be used in further analysis, nevertheless it might be useful for generating images for reports and other documents.

B.4.4. Processing panel

This panel gives an option to enable and disable corrections which are applied to the image. Two processing modes are available: automatic and manual. The fig. B.7 presents the *Processing* panel in both modes. Regardless of the chosen mode the analysed detector can be found automatically pressing the *Find Detector Automatically* button (see sec. B.5.4 for more details).

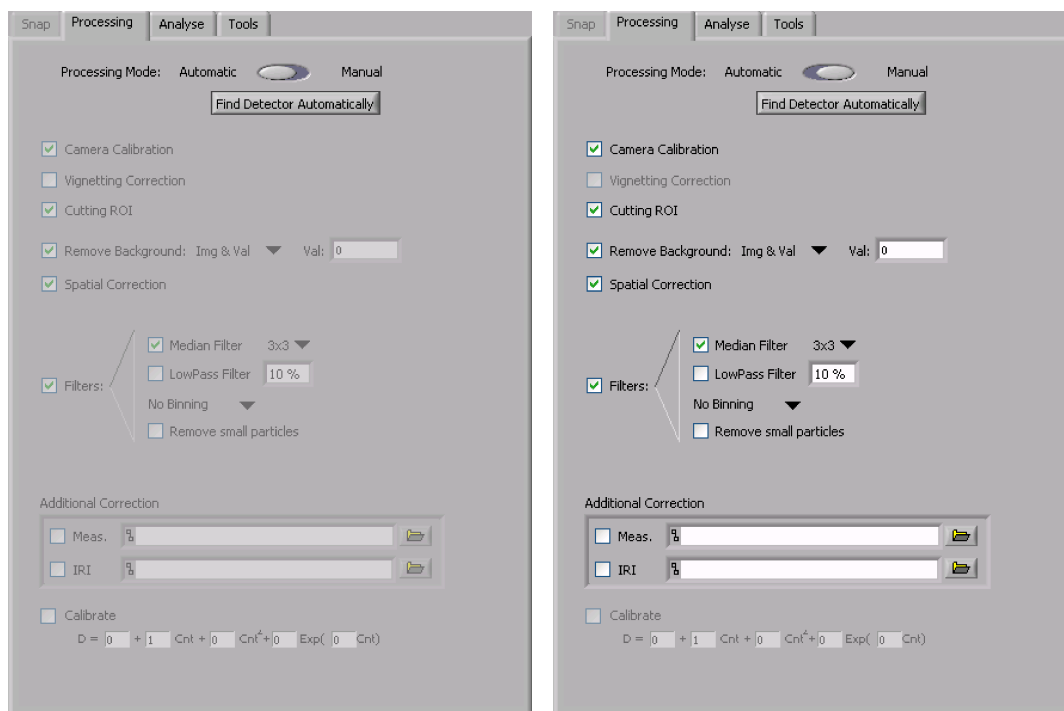


Fig. B.7: *Processing* panel in automatic (left) and manual (right) modes.

¹ for 16 bits unsigned integer images it will be $16^2 - 1$.

Automatic processing mode

When the processing mode is set to automatic the images are corrected automatically. In this mode the *Camera Correction* (cf. sec. B.5.3), *Cutting ROI* (cf. sec. B.5.4), *Background Remove* (cf. sec. B.5.1) and *Spatial Correction* (cf. sec. B.5.5) are marked. Additionally 3×3 *Median Filter* (cf. sec. B.5.6) is applied.

Manual processing mode

All the corrections can be enabled and disabled in this mode. If some corrections are not possible an appropriate message will be displayed if the *Debug Information* box was chosen in the *Options* panel (cf. sec. B.4.1).

B.4.5. Analyse panel

Two main analyse tools are available: *Line Profile* and *Histogram*. They both are presented in the fig. B.8.

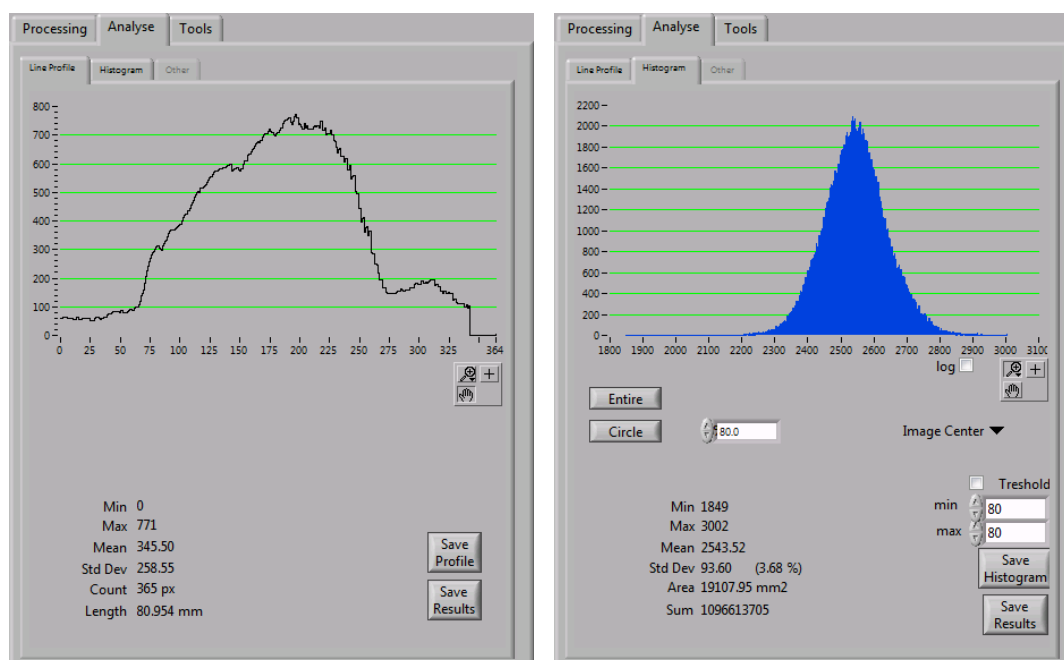


Fig. B.8: *Line profile* (left) and *Histogram* (right) tabs of the *Analyse* panel. An example analysis are presented.

Line Profile tab

When *Line Profile* tab is chosen it is possible to draw a straight line on the image preview. A profile is plotted then and the following statistical parameters are calculated:

Min - value of the darkest pixel in the profile,

Max - value of the brightest pixel in the profile,

Mean - mean value of all pixels along the path described by the line,

Std Dev - standard deviation of the mean value,

Count - number of analysed pixels,

Length - the length of the line in real units (when *Camera Calibration* is on) or in pixels (when *Camera Calibration* is off).

The *Save Profile* button allows to save the line profile as an ASCII file in a form of two columns: pixel number and intensity.

The *Save Results* button allows to save statistics results to an ASCII file.

Histogram tab

The *Histogram* tab gives an option to specify ROI. By default a rectangle shape ROI is used but it can be changed by selecting the tools palette in the *Main Image* panel (cf. sec. B.6) and determining other shape. When ROI is specified a histogram is created from surrounded pixels and plotted in the graph. The following basic statistics of the histogram are shown below the graph:

Min - value of the darkest pixel in the ROI,

Max - value of the brightest pixel in the ROI,

Mean - mean value of all pixels surrounded by the ROI,

Std Dev - standard deviation of the mean value (the percentage value of the standard deviation in relation to the mean is shown in brackets),

Area - surrounded area in mm² (when *Camera Calibration* is on) or in px² (when *Camera Calibration* is off),

Sum - sum of values of the pixels surrounded by ROI.

Using the *Threshold* checkbox it is possible to choose a range of analysed pixel values.

The *Entire* button allows to create histogram of entire image.

The *Circle* button gives an option to create a round ROI with a diameter depending on the parameters next to the button. The number 80 in the fig. B.8 means that the circle diameter will be equal to 80% percent of the image size (calculated as the mean from the height and width of the image). The centre of the circle can be chosen as the geometrical or energy centre of the image.

The *Save Histogram* button allows to save the histogram as an ASCII file in a form of two columns: value and intensity. It can be easily imported to external software (spreadsheet, Matlab or other) for further analysis.

The *Save Results* button allows to save statistics results to an ASCII file.

B.5. Image processing

The software allows to enhance images by means of different corrections and filters. It is essential to have all correct images available to perform the whole correction procedure. The necessary images are as follows:

Measurement image - the image with the measurement,

Measurement Live View - the live view image of the detector used for the measurement,

IR image - the individual reference image of the detector,

IR Live View - the live view made when the IR image was acquired,

Camera Calibration Points - the image of camera calibration points (cf. sec. B.5.3 and B.4.1),

Background image - the image of background (global or local) (cf. sec. B.5.1 and B.4.1).

The flowchart in the fig. B.9 shows the standard correction procedure. Particular corrections will be skipped automatically if not all necessary images are available.

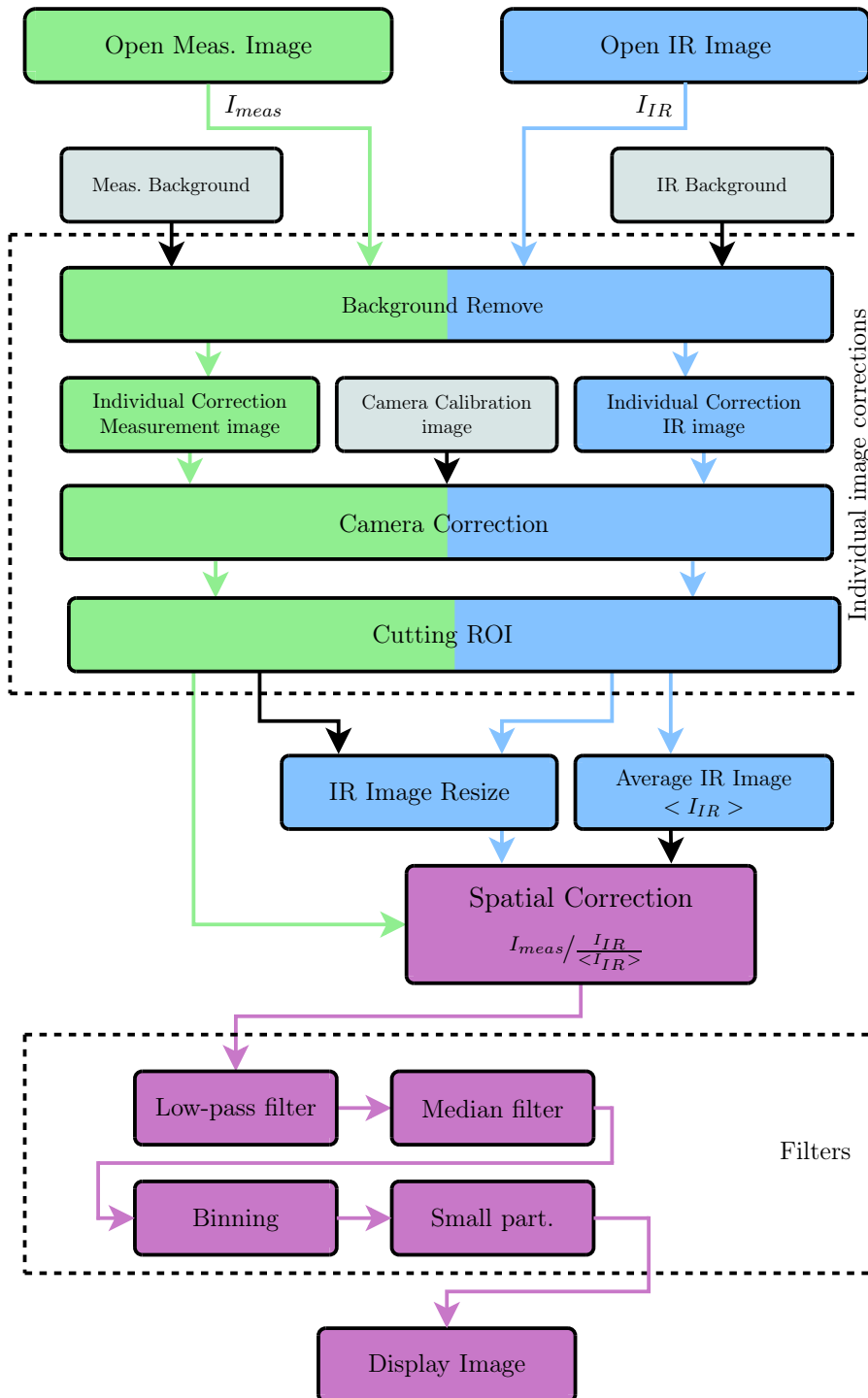


Fig. B.9: Flowchart of standard image processing where all measurement, IR, background and camera calibration images are available.

B.5.1. Noise remove

The checkbox *Remove Background* in the *Processing* panel, presented in the fig. B.7 is used to turn the background subtraction on and off. This option allows to subtract a background image from a measured image which means that from the value of each pixel

of measured image the value of corresponding pixel in the background image is subtracted. Additionally, it is possible to subtract a constant value from each pixel intensity by putting the value in the box on the right of the *Remove Background* checkbox. It is recommended to gather the background image in the same condition as normal readouts are made. This means that the same readout condition are applied. It is also recommended that the resolution of the background image is the same as the resolution of analysed images. Nevertheless, it is possible to subtract a background image measured with different resolution (cf. sec. B.4.1). In specified cases, after subtracting the noise, some of the pixels may have negative luminosity. In such cases all negative values of the image are set to zero automatically.

Two modes of image background subtraction are available and can be changed in the *Background* frame of the *Options* panel shown in the fig. B.3. One background image can be chosen for all images (*Use only global background* option) or the software can be used to search for a background image in the folder with presently analysed readouts (*Auto search* option). Refer to the sec. B.4.1 for more details.

B.5.2. Additional correction

This correction can be applied separately to the measurements and IR images by ticking the checkboxes in the *Additional Correction* frame of the *Processing* panel presented in the fig. B.7. In order to use the function, paths to the valid correction images need to be given. The images should be prepared in TIFF format and should be of the same size as the measurements or IR images. It is recommended that the correction images are in floating point format. The function divides each pixel of measurement or IR image by the corresponding pixel of the correction image without any change.

B.5.3. Camera correction

Every lens exhibits more or less distortion and aberration. This module helps to correct them. However it needs a preparation by making an optical calibration of the system.

If the software is used for processing images acquired with the clinical reader it is enough to choose the *Standard Options for Laboratory Reader* in the *Options* panel described in sec. B.4.1. The calibration image, already made for the reader, will be automatically loaded. For other readers the calibration needs to be prepared independently for each set-up configuration.

First, it is necessary to determine the adjustments of the system which are following: a lens with set aperture and focus that will be used during the readouts, distance of the camera from the heater and size of a pixel with this distance. For determining this settings it is recommended to use all optical filters, which will be utilised in the further experiment. Then a calibration template needs to be prepared and printed according to the following rules:

- displacement in the x and y directions should be equal ($dx = dy$),
- dots should cover the entire working area,
- radius of dots in the acquired image should be 6 – 10 pixels,
- center-to-center distance between dots in the acquired image should range from 18 to 32 pixels,
- minimum distance between the edges of the dots in the acquired image should be 6 pixels.

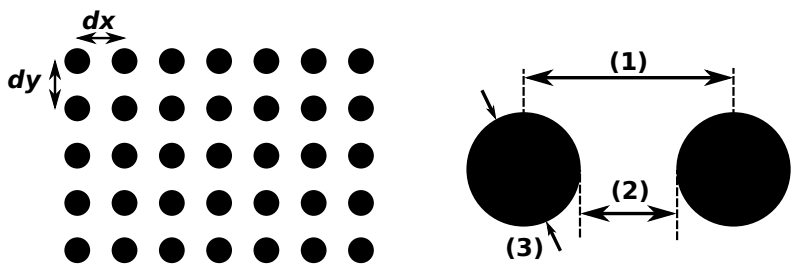


Fig. B.10: Defining a calibration grid. (1) center-to-center distance, (2) distance between dot edges, (3) diagonal of dot.

When the calibration template printout is ready it is necessary to make the image of it with good quality, which means that the printout should be uniformly illuminated and placed flat on the heater (or in the place where detector is supposed to be during readouts). The exposure time of the camera is not important here, however, it is essential to determine it so that the readout is made with a good resolution and the dots are clearly visible. Then it is possible to use the readout of dots as a calibration image (see sec. B.4.1 for information about loading the new calibration image). Fig. B.11 presents an example of original readout of irradiated detector, a readout of calibration points and the effect of using the *Camera Correction* function with the readout.

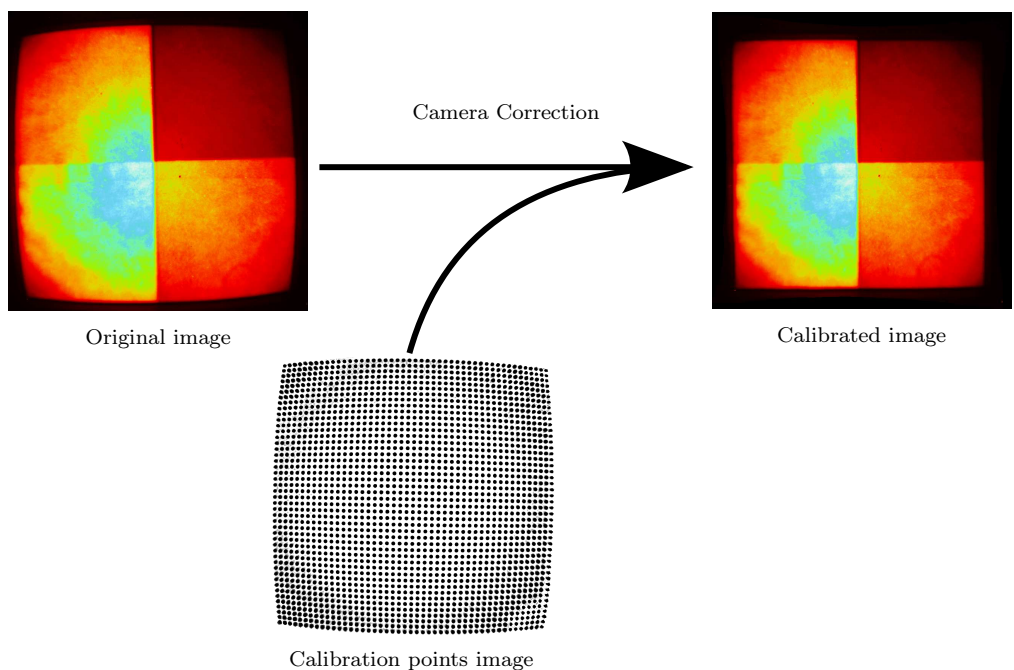


Fig. B.11: An example of *Camera Correction* function usage.

B.5.4. Cutting ROI

Cutting ROI (Region Of Interest) option is not actually a correction tool. It allows to cut the detector image out of the acquired image by cutting off a border.

When the checkbox *Cutting ROI* in *Processing* panel (cf. sec. B.4.4) is off, a cutting rectangle in the image preview window is visible. It is possible to move it and choose a ROI, which in most cases is in line with edges of the detector. It is also worth to mention that the rectangle might be turned at any angle. It is useful when, by mistake, a detector was placed on the heater in a wrong direction. When a live view image was taken, it is possible to adjust the ROI to this image and then the same ROI will be applied to the corresponding readout image. When *Cutting ROI* checkbox is marked there is no ROI rectangle visible in the preview window and the image is cut out and rotated according to the chosen ROI.

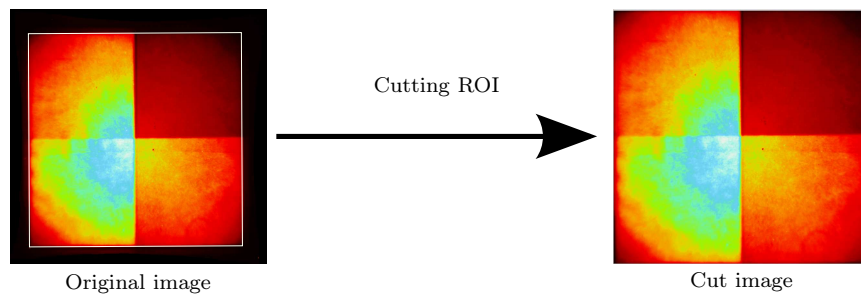


Fig. B.12: An example of *Cutting ROI* function usage. On the original image the ROI is marked (white square).

An automatic routine prepared for finding the detector was located in the *Processing* panel and shown in the fig. B.7. The routine requires the live view image available. To make it work properly the live view should be of good quality and the detector should cover at least 80% of the readout area, as it is shown in the fig. B.13.

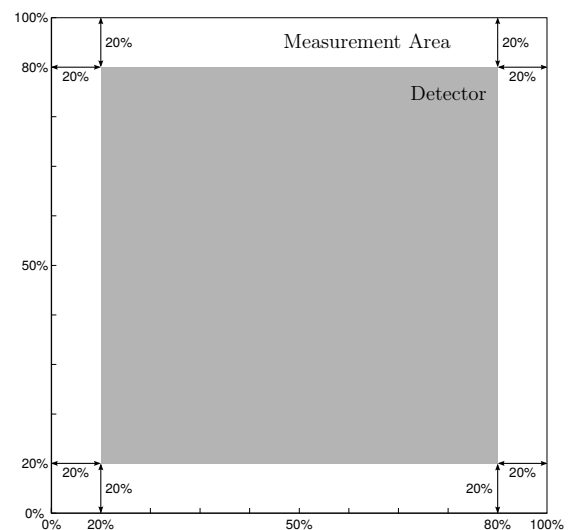


Fig. B.13: The size of a detector compared to the area of measurement that is necessary to make the automatic detector finding routine work properly.

B.5.5. Spatial correction

In the planar TL system, the readout of a detector irradiated with the homogeneous dose field reveals inhomogeneities related not only to the optical arrangement faults but also to the inhomogeneities of the detector sensitivity. They derive from inhomogeneous TL powder deposition in the detector, varying spatial thickness or imprecise contact with the heater during the readout process. To reduce the effect, a spatial correction procedure can be applied using described function.

This procedure requires at least two files to be present: the image with measurement and the individual reference (IR) image. If the specified file set is available the *Spatial Correction* can be applied to every single readout by marking the checkbox *Spatial Correction* in the *Processing* panel presented in the fig. B.7. The procedure overlaps the measurement and the IR images and divides pixels intensities of the first one by relative values of corresponding pixels of the second. The equation below describes the function operation.

$$I_{ij}^{Corr} = \frac{I_{ij}^{meas}}{I_{ij}^{IR} / \langle I^{IR} \rangle} \quad , \quad (B.1)$$

Where:

- I_{ij}^{Corr} – intensity of $\{i,j\}$ pixel of the corrected image,
- I_{ij}^{meas} – intensity of $\{i,j\}$ pixel of the original image,
- I_{ij}^{IR} – intensity of $\{i,j\}$ pixel of the corresponding IR image,
- $\langle I^{IR} \rangle$ – mean value of the IR image pixel intensities.

The mean value of the IR image, $\langle I^{IR} \rangle$, is calculated over the pixels inside the circle with the centre in the IR image geometrical centre and with the diameter of 80% of the image size (calculated as the mean from the height and width of the image).

The principle of operation of the *Spatial Correction* function is illustrated in the figure B.14. In the figure an original readout of a detector used in experiment and the IR image are presented. The detector was irradiated in experiment with four areas with different dose each. The IR image is a readout of the same detector irradiated with uniform field (^{60}Co in this case). The result after the correction shows more uniform fields for distinct doses.

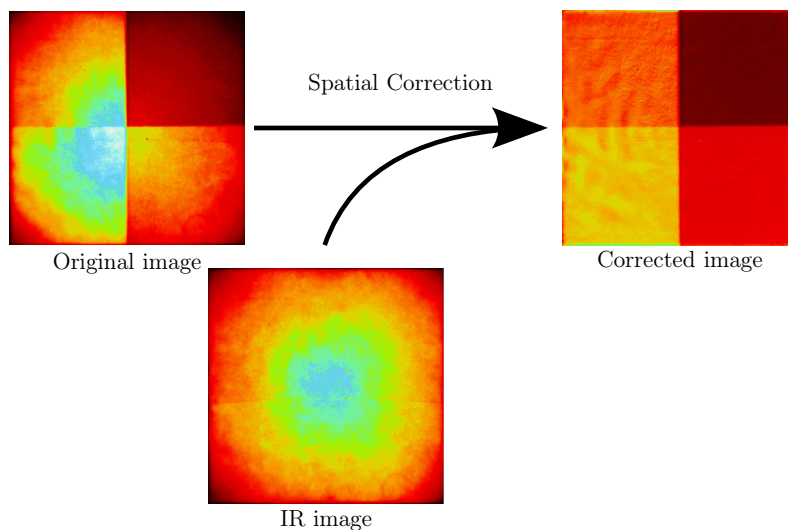


Fig. B.14: An example of the *Spatial Correction* function usage.

B.5.6. Filters

The function allows to correct images by means of filters. In order to apply particular filtering an appropriate checkbox in the *Filters* part of the *Processing* panel (see fig. B.7) should be marked. Currently available filters are described below.

Median Filter

For each square of pixels (it is possible to choose the squares 3×3 or 5×5 pixels) a median value is calculated and the inter-pixel is set to this value.

Low-Pass Filter

This function calculates the inter-pixel variation between the pixel being processed and the pixels surrounding it. If the pixel being processed has a variation greater than a specified percentage, it is set to the average pixel value calculated from the neighbouring pixels. The procedure is applied for each pixel of the image.

Binning

Warning: recalibration of the image spatial coordinates is not implemented in this software version.

The function implements the software binning of the images. It is possible to choose between two binning sizes: 2×2 and 3×3 . The result image will be respectively two or three times smaller than the original one. The pixel values of the new image are calculated as the mean values over the successive squares (2×2 or 3×3 pixels) of the original image.

Remove Small Particles

This routine removes noise such as hot pixels or small groups of pixels (shot noise). Only large areas are preserved. The function requires special attention from the user as it may remove some signal of interest from the image.

B.6. Additional tools

A few additional tools are located in the *Tools* panel.

B.6.1. Gaussian spot analysis

The routine is prepared for analysing images of single spots. The spots are supposed to be of Gaussian shape and do not overlap each other. It is possible to analyse up to 30 detached spots in one image. The tool will find the spots automatically. Several routines are implemented for analysing the spots. If the *Camera Correction* checkbox (see sec. B.5.3) is marked then the results are displayed in real units (for example in mm).

Reduced Centred Moments method is used for calculating the main parameters listed below.

Centre of Mass - point treated usually as the spot position.

Eccentricity - describes asymmetry of a spot. It takes on values between 0 and 1 where 0 is for perfectly symmetrical 2D Gauss. A percent value describing how the analysed spot is longer in one direction than in the perpendicular one is shown in the tools panel.

Rotation - describes the rotation of spots in degree. This parameter does make sense only for asymmetrical spots.

Axes lengths - two parameters are sigma of a spot along the major and minor axes.

In the next routine the X and Y profiles through the Centre of Mass (CM) are extracted from a spot image. Then simple Gaussian fits are performed and some parameters are displayed.

Sigma - sigma of gauss along X and Y direction.

Amplitude - the amplitude of a spot calculated as the mean amplitude of two fits.

Offset - the mean offset of two Gaussian fits.

When the *Analyse* button is pressed, the routine starts the calculations. Results are displayed in the main image window and in the *Tools* panel as it is shown in the example in the fig. B.15. Results can be saved as an ASCII file and imported elsewhere for further analysis. In the saved file the user will find more information than displayed in *FlatView*, such as results in pixel unit or the bounds of analysed area.

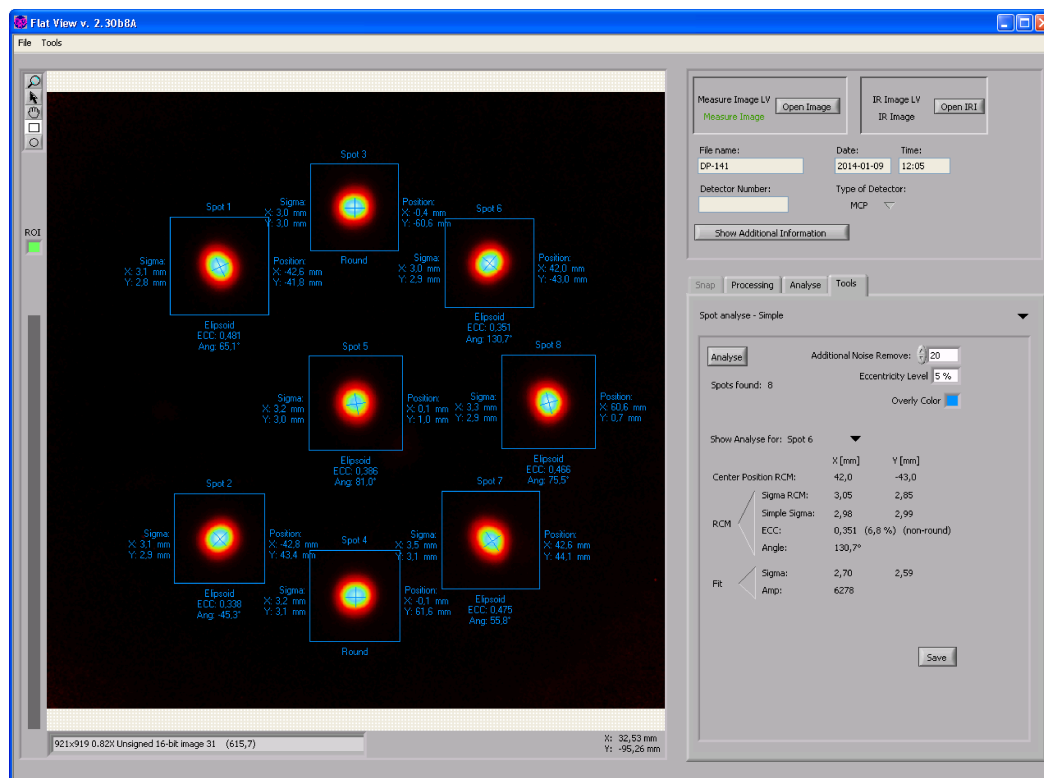


Fig. B.15: An example of Gaussian spot analysis.

B.6.2. Pellets analysis

The tool is prepared for analysing images of round pellets. The pellets are located automatically on the image and the signal from each of it is analysed separately. Such parameters as mean and standard deviation values of the signal from pellets are displayed in a table and can be saved as an ASCII file for further analysis.

B.7. TL foil readout procedure

The section describes a readout procedure of a large-area TL foils using clinical reader. Only a routine with the standard configuration for processing large-area 2D thermoluminescence detectors type MCP is presented here. However, the system can be adjusted for other type of detectors using custom settings. The graph presented in the figure B.16 presents the workflow of reading a TL foil and the successive steps are described below.

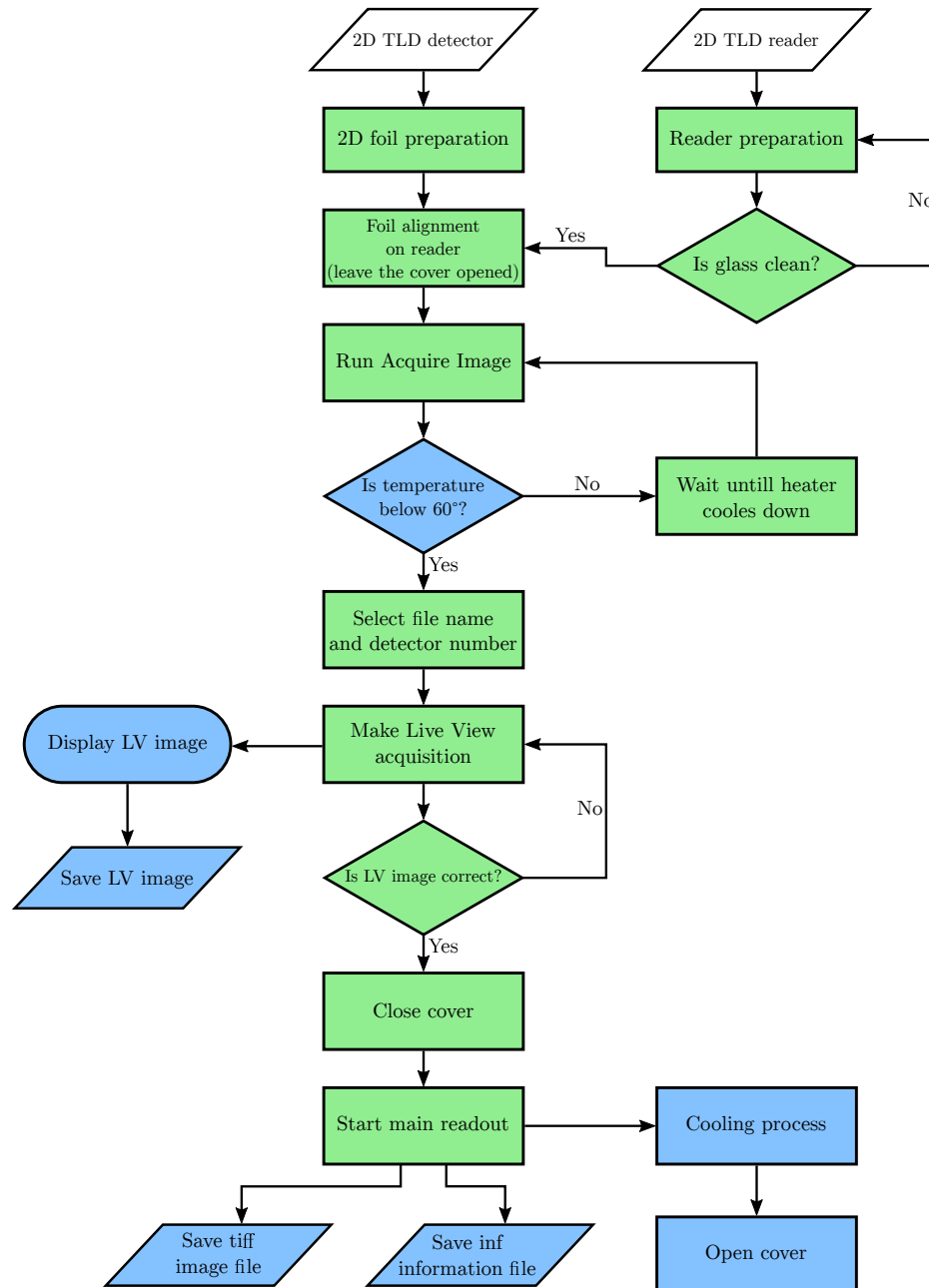


Fig. B.16: Workflow diagram of reading 2D TL foils using large-area TL reader. Green colour indicates steps to be performed by the user. The steps indicated in blue colour are implemented in the software.

Reader preparation

A preparation procedure should be applied in order to prepare the large-area TL reader for processing TL foils in order to assure the best quality of the readouts.

The first step is cleaning the reader. Certain attention should be devoted to the area under cover including quartz glass and the copper heater. They should be cleaned carefully using a solvent (e.g. isopropyl alcohol) to remove any fingerprint marks and other impurities that could corrupt the readouts and damage the TL foil.

In the second step the reader should be preheated by making an empty (without detector) readout with the target temperature which should be the same as expected during TL foil processing. It is recommended to save the measured preheating image with *BG.tif* name in the folder prepared for further foil readouts.

TL foil preparation

Before read out the foils should be cleaned using a solvent (e.g. isopropyl alcohol) in order to remove any impurities of the surface that could contaminate the foils permanently during heating. It is important to perform this step carefully as it extends the life time of particular foil and enhances the repeatability of readouts. The prepared foil should be handled on the sides only for all the next steps of reading.

Foil alignment on the reader

The prepared foil should be placed in the middle of quartz glass. It is recommended to position them with the marked number readable in the right bottom corner. The cover of the reader should be left opened.

Starting Acquire Image

When the software is run in the reader version, an additional button *Acquire Image* in the main window is available. By Pressing it a new panel is opened as shown in the fig. B.17 and a reading information are loaded to the Main Image panel as shown in the fig. B.18. It will not be possible to continue the procedure if the temperature of the heater is too high or the cover is closed. In such cases it is recommended to exit the *Acquire Image* panel and wait until the temperature drops. The cover will then open automatically.

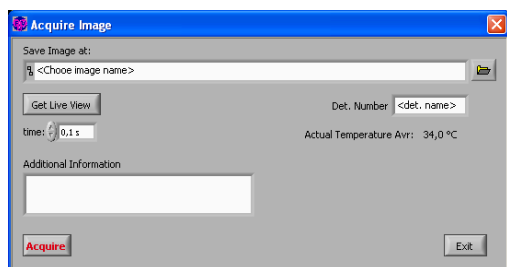


Fig. B.17: *Acquire Image* panel.

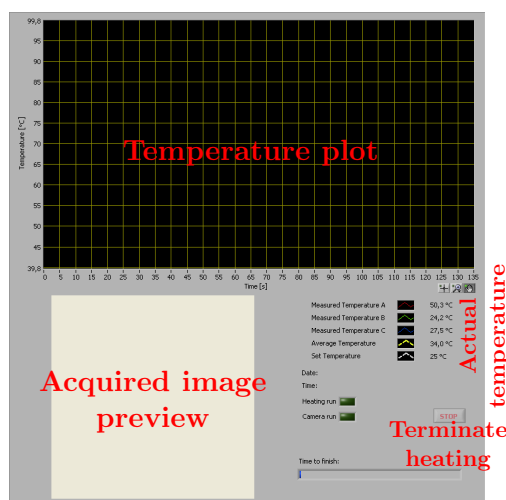


Fig. B.18: *Information* panel.

File name and det. number

The file name to save the images should be selected before readout. The detector number is not mandatory but recommended. It will be automatically extracted from the file name but it can be changed to any other value. Additional information of the detector and the readout can be provided here as well. The information will be saved to `inf` file.

Live View acquisition

Because the reader does not have any additional light source the live view acquisition has to be made with the cover opened. Pressing the button *Get Live View* triggers the acquisition with given exposure time. The image is immediately displayed in the information panel and the user can assess its quality. If the quality is poor the process should be repeated with other exposure time settings. It is also recommended to lighten the reading area. The live view image will be automatically saved to the same path as readout image with the same name and `-lv` suffix.

Cover closing

As the detector is not attached to the quartz glass it is important to close the cover carefully. The detector should not be moved so that the live View image would match the readout.

Main Readout

When all the preparations are performed correctly the *Acquire* button is available. Pressing it and confirming the hint starts the process of readout. The *Acquire Image* panel hides and the heating process is displayed in the information panel. In order to abort the readout process an additional *Stop* button is available. A more efficient method of terminating the heating process is to press the emergency red button in the top of reader keyboard. The location of the button is shown on the fig. B.19. When the readout is finished the acquired image and the information file will be saved automatically in a predefined destination.



Fig. B.19: Keyboard of the large-area TL reader with emergency button marked.

Cooling process

The cooling procedure is activated automatically after the readout and does not require any interaction from the user. The cover will be opened when the temperature of the heater drops below safety limit (default 60°C).

Bibliografia

- [Akbari i in. 2014] AKBARI, Mahmoud R. ; YOUSEFNIA, Hassan ; MIRREZAEI, Ehsan, Calculation of water equivalent ratio of several dosimetric materials in proton therapy using FLUKA code and SRIM program. *Applied Radiation and Isotopes* 90 (2014), S. 89–93
- [Anferov 2009] ANFEROV, Vladimir, Scan pattern optimization for uniform proton beam scanning. *Medical Physics* 36 (2009), Nr 8, S. 3560–3567
- [Arjomandy i in. 2008] ARJOMANDY, Bijan ; SAHOO, Narayan ; DING, Xiaoning ; GILLIN, Michael, Use of a two-dimensional ionization chamber array for proton therapy beam quality assurance. *Medical Physics* 35 (2008), S. 3889–3894
- [Arjomandy i in. 2009] ARJOMANDY, Bijan ; SAHOO, Narayan ; ZHU, Ronald X. ; ZULLO, John R. ; WU, Richard Y. ; ZHU, Mingping ; DING, Xiaoning ; MARTIN, Craig ; CIANGARU, George ; GILLIN, Michael, An overview of the comprehensive proton therapy machine quality assurance procedures implemented at The University of Texas M. D. Anderson Cancer Center Proton Therapy Center-Houston. *Medical Physics* 36 (2009), Nr 6, S. 2269–2282
- [Bakewicz i in. 2003] BAKEWICZ, Edmund ; BUDZANOWSKI, Andrzej ; TARASZKIEWICZ, Ryszard, AIC-144 cyclotron: Present status. *Nukleonika* 48 (2003), Nr February, S. 117–121
- [Bakewicz i in. 2014] BAKEWICZ, Edmund ; DORUCH, H. ; RYŚ, A. ; TALACH, M. ; ŻRÓDŁOWSKI, L., Nowe źródło jonów cyklotronu AIC-144 / Instytut Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie. 1–7 S.
- [Bakoniak 2014] BAKONIAK, Marzena, *Wyznaczenie widm energetycznych wiązek terapeutycznych liniowych akceleratorów medycznych*, Uniwersytet Śląski w Katowicach, Rozprawa doktorska, 2014. 78 S.
- [Barthe i in. 2007] BARTHE, Jean ; HUGON, Régis ; NICOLAI, Jean P., MAESTRO: Methods and Advanced Equipment for Simulation and Treatment in Radio-Oncology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 583 (2007), Nr 1, S. 1–8
- [Berger i in. 2005] BERGER, Thomas ; COURSEY, J. S. ; ZUCKER, M. A. ; CHANG, Jai-Kwon, *PSTAR - Stopping Power and Range Tables for Protons*.
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>. 2005
- [Bethe i in. 1938] BETHE, Hans ; ROSE, M. E. ; SMITH, L. P., The Multiple Scattering of Electrons. *Proceedings of the American Philosophical Society* 78 (1938), Nr 4, S. 573–585
- [Bilski 2002] BILSKI, Paweł, Lithium Fluoride: from LiF:Mg,Ti to LiF:Mg,Cu,P. *Radiation Protection Dosimetry* 100 (2002), Nr 1-4, S. 199–206
- [Bilski 2011] BILSKI, Paweł, Calculation of the relative efficiency of thermoluminescent detectors to space radiation. *Radiation Measurements* 46 (2011), Nr 12, S. 1728–1731
- [Bilski 2012] BILSKI, Paweł, *Detektory termoluminescencyjne w pomiarach promieniowania kosmicznego i akceleratorowych wiązek jonów*, Institute of Nuclear Physics, Rozprawa habilitacyjna, 2012
- [Bilski i in. 2013] BILSKI, Paweł ; BERGER, Thomas ; HAJEK, Michael ; TWARDAK, Anna ; KOERNER, C. ; REITZ, Günther, Thermoluminescence fading studies: Implications for long-duration space measurements in Low Earth Orbit. *Radiation Measurements* 56 (2013), S. 303–306
- [Bilski i in. 2008] BILSKI, Paweł ; CYBULSKI, T. ; PUCHALSKA, Monika ; PTASZKIEWICZ, Marta, Sensitivity loss and recovery for individual TL peaks in LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P after high-dose irradiation. *Radiation Measurements* 43 (2008), Nr 2-6, S. 357–360
- [Bilski i in. 1994] BILSKI, Paweł ; OLKO, Paweł ; BURGKHARDT, B. ; PIESCH, E ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Thermoluminescence Efficiency of LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) Detectors to Photons, Beta-Electrons, Alpha Particles and Thermal Neutrons.pdf. *Radiation protection dosimetry* 55 (1994), Nr 1, S. 31–38
- [Bilski i in. 2007] BILSKI, Paweł ; OLKO, Paweł ; PUCHALSKA, Monika ; OBRYK, Barbara ; WALIGÓRSKI,

- Michael Patrick R. ; KIM, Jang-Lyul, High-dose characterization of different LiF phosphors. *Radiation Measurements* 42 (2007), S. 582–585
- [Bilski i in. 2002] BILSKI, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R. ; BUDZANOWSKI, Maciej ; OCHAB, E. ; OLKO, Paweł, Miniature thermoluminescent detectors for dosimetry in radiotherapy. *Radiation protection dosimetry* 101 (2002), Nr 1-4, S. 473–6
- [Bloch 1933] BLOCH, Felix, Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen. *Zeitschrift für Physik* 81 (1933), Nr 5-6, S. 363–376
- [Boberek i in. 2014] BOBEREK, Marzena ; STOLARCZYK, Liliana ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., A monitoring system for the 60 MeV radiotherapy proton beam at IFJ PAN using a scintillating screen and a CCD camera. *Romanian Reports in Physics* 66 (2014), Nr 1, S. 5–15
- [Böhlen i in. 2014] BÖHLEN, T. T. ; CERUTTI, F. ; CHIN, M. P. W. ; FASSÒ, Alberto ; FERRARI, Alfredo ; ORTEGA, P. G. ; MAIRANI, Andrea ; SALA, Paola R. ; SMIRNOV, G. ; VLACHOUDIS, V., The FLUKA Code: Developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), S. 211–214
- [Bonin i in. 2004] BONIN, R. ; BORIANO, A. ; BOURHALEB, F. ; CIRIO, R. ; DONETTI, M. ; GARELLI, E. ; GIORDANENGO, S. ; MARCHETTO, F. ; PERONI, C. ; SANZ FREIRE, C. J. ; SIMONETTI, L., A pixel chamber to monitor the beam performances in hadron therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 519 (2004), Nr 3, S. 674–686
- [Boon i in. 2000] BOON, S. N. ; LUIJK, P. van ; BOHRINGER, T. ; CORAY, Adolf ; LOMAX, Antony ; PEDRONI, E. ; SCHAFFNER, Barbara ; SCHIPPERS, J. M., Performance of a fluorescent screen and CCD camera as a two-dimensional dosimetry system for dynamic treatment techniques. *Medical Physics* 27 (2000), Nr 10, S. 2198–2208
- [Bortfeld 1997] BORTFELD, Thomas, An analytical approximation of the Bragg curve for therapeutic proton beams. *Medical Physics* 24 (1997), Nr 12, S. 2024
- [Bortfeld i in. 2005] BORTFELD, Thomas ; PAGANETTI, Harald ; KOOY, Hanne M., Proton Beam Radiotherapy - The State of the Art. *Medical Physics* 32 (2005), Nr 6, S. 36j
- [Boyle 1663] BOYLE, Robert, Register of the Royal Society. *Register of the Royal Society of London* 1663 (1663), S. 213
- [Bragg i Kleeman 1904] BRAGG, William ; KLEEMAN, R. D., On the ionization curves of radium. *Philosophical Magazine Series 6* 8 (1904), Nr 48, S. 726–738
- [Bragg i Kleeman 1905] BRAGG, William ; KLEEMAN, R. D., On the Alpha particles of radium and their loss of range in passing through various atoms and molecules. *Philosophical Magazine Series 6* 10 (1905), Nr 57, S. 318–340
- [Braunlich 1990] BRAUNLICH, P, Present State and Future of TLD Laser Heating. *Radiation Protection Dosimetry* 34 (1990), Nr 1-4, S. 345–351
- [Bray i in. 2012] BRAY, Freddie ; JEMAL, Ahmedin ; GREY, Nathan ; FERLAY, Jacques ; FORMAN, David, Global cancer transitions according to the Human Development Index (2008-2030): A population-based study. *The Lancet Oncology* 13 (2012), Nr 12, S. 790–801
- [Breuer i Smit 2000] BREUER, H. ; SMIT, B. J., *Proton Therapy and Radiosurgery*. 1st editio. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2000 292 S.
- [Brown i Suit 2004] BROWN, Andrew ; SUIT, Herman, The centenary of the discovery of the Bragg peak. *Radiotherapy and Oncology* 73 (2004), S. 265–268
- [Brusasco i in. 1997] BRUSASCO, C. ; CATTAI, A. ; CIRIO, R. ; DELLACASA, G. ; DONETTI, M. ; ISOARDI, P. ; MARCHETTO, F. ; PERONI, C. ; ROLANDO, V. ; RUSPA, M. ; SOLANO, A. ; ZAMBERNARDI, C., Strip ionization chambers as 3-D detector for hadron therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389 (1997), Nr 3, S. 499–512
- [Budzanowski 2001] BUDZANOWSKI, Maciej, *Ocena przydatności ultraczułych detektorów termoluminescencyjnych LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) w dozymetrii promieniowania gamma w środowisku*, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Rozprawa doktorska, 2001. 105 S.
- [Budzanowski i in. 1996] BUDZANOWSKI, Maciej ; BURGHARDT, B. ; OLKO, Paweł ; PESSARA, W ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Long-Term Investigation on Self-Irradiation and Sensitivity to Cosmic Rays of TL Detector Types TLD-200, TLD-700, MCP-N and New Phosphate Glass Dosimeter. *Radiation Protection Dosimetry* 66 (1996), Nr 1-4, S. 135–138
- [Budzanowski i in. 2004] BUDZANOWSKI, Maciej ; OLKO, Paweł ; OBRYK, Barbara ; RYBA, E. ; NOWAK, A., Long-term environment monitoring based on MTS-N (LiF:Mg, Ti) and MCP-N (LiF:Mg, Cu, P) thermoluminescent detectors. *Radiation Measurements* 38 (2004), S. 821–824
- [Bulski i in. 2003] BULSKI, Wojciech ; GWIAZDOWSKA, Barbara ; KANIA, Małgorzata ; ROSTKOWSKA, Joanna, The results of the TLD postal dosimetry audits in radiotherapy centres in Poland (period 1991-2001).

- Nowotwory Journal of Oncology* 53 (2003), Nr 5, S. 531–536
- [Butson i in. 2003] BUTSON, Martin J. ; YU, Peter K. N. ; CHEUNG, Tsang ; METCALFE, Peter, Radiochromic film for medical radiation dosimetry. *Materials Science and Engineering: R: Reports* 41 (2003), Nr 3–5, S. 61–120
- [Buzdar i in. 2009] BUZDAR, Saeed A. ; RAO, Muhammad A. ; NAZIR, Aalia, An analysis of depth dose characteristics of photon in water. *Journal of Ayub Medical College* 21 (2009), Nr 4, S. 41–45
- [Carinou i in. 2011] CARINOU, E. ; ASKOUNIS, P. ; DIMITROPOULOU, F. ; KIRANOS, G. ; KYRGIAKOU, H. ; NIRGIANAKI, E. ; PAPADOMARKAKI, E., Pre- and post-irradiation fading effect for LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P materials used in routine monitoring. *Radiation Protection Dosimetry* 144 (2011), Nr 1-4, S. 207–210
- [Chen i McKeever 1997] CHEN, Reuven ; MCKEEVER, Stephen W. S., *Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena*. World Scientific Pub Co Inc, 1997 559 S.
- [Childress i Rosen 2004] CHILDRRESS, Nathan L. ; ROSEN, Isaac I., Effect of processing time delay on the dose response of Kodak EDR2 film. *Medical Physics* 31 (2004), Nr 8, S. 2284
- [Childress i in. 2005] CHILDRRESS, Nathan L. ; SALEHPOUR, Mohammad ; DONG, Lei ; BLOCH, Charles ; WHITE, R. A. ; ROSEN, Isaac I., Dosimetric accuracy of Kodak EDR2 film for IMRT verifications. *Medical Physics* 32 (2005), Nr 2, S. 539
- [Cirio i in. 2004] CIRIO, R. ; GARELLI, E. ; SCHULTE, R. ; AMERIO, S. ; BORIANO, A. ; BOURHALEB, F. ; COUTRAKON, G. ; DONETTI, M. ; GIORDANENGO, S. ; KOSS, P. ; MADON, E. ; MARCHETTO, F. ; NASTASI, U. ; PERONI, C. ; SANTUARI, D. ; SARDO, A. ; SCIELZO, G. ; STASI, M. ; TREVISIOL, E., Two-dimensional and quasi-three-dimensional dosimetry of hadron and photon beams with the Magic Cube and the Pixel Ionization Chamber. *Physics in Medicine and Biology* 49 (2004), Nr 16, S. 3713–3724
- [Coutrakon i in. 1994] COUTRAKON, G. ; HUBBARD, J. ; JOHANNING, J. ; MAUDSLEY, G. ; SLATON, T. ; MORTON, P., A performance study of the Loma Linda proton medical accelerator. *Medical Physics* 21 (1994), Nr 11, S. 1691–1701
- [Crescenti i in. 2007] CRESCENTI, Remo A. ; SCHEIB, Stefan G. ; SCHNEIDER, Uwe ; GIANOLINI, Stefano, Introducing gel dosimetry in a clinical environment: customization of polymer gel composition and magnetic resonance imaging parameters used for 3D dose verifications in radiosurgery and intensity modulated radiotherapy. *Medical Physics* 34 (2007), Nr 4, S. 1286–1297
- [Czopyk i in. 2008] CZOPYK, Łukasz ; CIRRONE, G. A. P. ; CUTTONE, G. ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; OLKO, Paweł ; SROKA, U. ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., 2-D dosimetry of a proton radiotherapy beam using large-area LiF:Mg,Cu,P TL detectors. *Radiation Measurements* 43 (2008), Nr 2–6, S. 977–980
- [Czopyk i in. 2007] CZOPYK, Łukasz ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; OLKO, Paweł, Two-dimensional dosimetry of radiotherapeutical proton beams using thermoluminescence foils. *Radiation Protection Dosimetry* 126 (2007), Nr 1-4, S. 185–189
- [Daniels 1952] DANIELS, Farrington, *Thermoluminescence radiation exposure meter*.
<http://www.google.com/patents/US2616051>. 1952
- [Daniels i in. 1953] DANIELS, Farrington ; BOYD, Charles A. ; SAUNDERS, Donald F., Thermoluminescence as a Research Tool. *American Association for the Advancement of Science* 117 (1953), Nr 3040, S. 343–349
- [De Angelis i in. 2005] DE ANGELIS, C. ; DE COSTE, V. ; FATTIBENE, P. ; ONORI, S. ; PETETTI, E., Use of alanine for dosimetry intercomparisons among Italian radiotherapy centers. *Applied Radiation and Isotopes* 62 (2005), Nr 2, S. 261–5
- [Devic 2011] DEVIC, Slobodan, Radiochromic film dosimetry: past, present, and future. *Physica Medica* 27 (2011), Nr 3, S. 122–134
- [Devic i in. 2004] DEVIC, Slobodan ; SEUNTJENS, Jan ; HEGYI, Gyorgy ; PODGORSKAK, Ervin B. ; SOARES, Christopher G. ; KIROV, Assen S. ; ALI, Imad ; WILLIAMSON, Jeffrey F. ; ELIZONDO, Angel, Dosimetric properties of improved GafChromic films for seven different digitizers. *Medical Physics* 31 (2004), S. 2392–2401
- [Devic i in. 2005] DEVIC, Slobodan ; SEUNTJENS, Jan ; SHAM, Edwin ; PODGORSKAK, Ervin B. ; SCHMIDTLEIN, C R. ; KIROV, Assen S. ; SOARES, Christopher G., Precise radiochromic film dosimetry using a flat-bed document scanner. *Medical Physics* 32 (2005), Nr 7, S. 2245–2253
- [Ding i in. 2013] DING, Xiaoning ; ZHENG, Yuanshui ; ZEIDAN, Omar ; MASCIA, Anthony E. ; HSI, Wen C. ; KANG, Yixiu ; RAMIREZ, Eric ; SCHREUDER, Niek ; HARRIS, Ben, A novel daily QA system for proton therapy. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 14 (2013), Nr 2, S. 4058
- [Dogan i in. 2002] DOGAN, Nesrin ; LEYBOVICH, Leonid B. ; SETHI, Anil, Comparative evaluation of Kodak EDR2 and XV2 films for verification of intensity modulated radiation therapy. *Physics in Medicine and Biology* 47 (2002), S. 4121–4130
- [Doolan 2014] DOOLAN, Paul J., *The use of proton radiography to reduce uncertainties in proton treatment planning*, University College London, Rozprawa doktorska, 2014. 168 S.
- [Doolan i in. 2015] DOOLAN, Paul J. ; ALSHAIKHI, Jailan ; ROSENBERG, Ivan ; AINSLEY, Christopher G. ;

- GIBSON, Adam ; D'SOUZA, Derek ; BENTEFOUR, El H. ; ROYLE, Gary, A comparison of the dose distributions from three proton treatment planning systems in the planning of meningioma patients with single-field uniform dose pencil beam scanning. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 16 (2015), Nr 1, S. 4996
- [Dougherty 2009] DOUGHERTY, Geoff, *Digital Image Processing for Medical Applications*. Cambridge : Cambridge University Press, 2009 485 S.
- [Drzymala i in. 1991] DRZYMALA, R. E. ; MOHAN, Radhe ; BREWSTER, L. ; CHU, J. ; GOITEIN, Michael ; HARMS, William B. ; URIE, M., Dose-volume histograms. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics* 21 (1991), Nr 1, S. 71–78
- [Duggan i Kron 1999] DUGGAN, Lisa ; KRON, Tomas, Glow curve analysis of long-term stability of LiF: Mg, Cu, P as compared to LiF: Mg, Ti. *Radiation Protection Dosimetry* 85 (1999), Nr 1-4, S. 213–216
- [Duller i in. 1997] DULLER, G. A. T. ; BØTTER-JENSEN, Lars ; MARKEY, B. G., A luminescence imaging system based on a CCD camera. *Radiation Measurements* 27 (1997), Nr 2, S. 91–99
- [Dyk i in. 1993] DYK, J. ; BARNETT, R. B. ; CYGLER, J. E. ; SHRAGGE, P. C., Commissioning and quality assurance of treatment planning computers. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics* 26 (1993), Nr 2, S. 261–273
- [Electron Tubes Ltd. 2007] ELECTRON TUBES LTD., *Photomultiplier 9125B - data sheet*. 2007
- [Faircloth 2011] FAIRCLOTH, Daniel C., *Ion sources for high-power hadron accelerators*. <http://arxiv.org/abs/1302.3745>. feb 2011
- [Farr i in. 2013] FARR, Jonathan B. ; DESSY, F. ; DE WILDE, Olivier ; BIETZER, O. ; SCHÖNENBERG, D., Fundamental radiological and geometric performance of two types of proton beam modulated discrete scanning systems. *Medical Physics* 40 (2013), Nr 7, S. 072101
- [Ferrari i in. 2011] FERRARI, Alfredo ; SALA, Paola R. ; FASSÒ, Alberto ; RANFT, Johannes, *Fluka : a multi-particle transport code v. 2011*. 2011
- [Fimel 2012] FIMEL, User Manual Lynx
- [Forck 2013] FORCK, Peter, *Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics*. 2013 153 S.
- [Fuchs i in. 2012] FUCHS, Hermann ; STRÖBELE, Julia ; SCHREINER, Thomas ; HIRTL, Albert ; GEORG, Dietmar, A pencil beam algorithm for helium ion beam therapy. *Medical Physics* 39 (2012), Nr 11, S. 6726
- [Furetta i Weng 1998] FURETTA, Claudio ; WENG, Pao-Shan, *Operational Thermoluminescence Dosimetry*. Hard. Singapore : World Scientific Publishing Company, 1998 260 S.
- [Gafchromic] GAFCHROMIC, Gafchromic EVT3 film specifications. 2–6 S.
- [Gajewski i in. 2016] GAJEWSKI, Jan ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; OLKO, Paweł, Two-Dimensional Thermoluminescence Dosimetry System for Proton Beam Quality Assurance. *Radiation Measurements* 90 (2016), S. 224–227
- [Gajewski i in. 2013] GAJEWSKI, Jan ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., The Response of 2D TL Foils After Doses of Co-60 Gamma-ray, 6 MV X-ray and 60 MeV Proton Beams Applied in Radiotherapy. *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement* 6 (2013), Nr 4, S. 1021
- [Garlick i Gibson 1948] GARLICK, G. F. J. ; GIBSON, Adam, The electron trap mechanism of luminescence in sulphide and silicate phosphors. *Proceedings of the Physical Society* 60 (1948), S. 574–589
- [Gasiot i in. 1982] GASIOT, J. ; BRÄUNLICH, P. ; FILLARD, J. P., Laser heating in thermoluminescence dosimetry. *Journal of Applied Physics* 53 (1982), Nr 7, S. 5200–5209
- [Geller i Jacquot 1984] GELLER, R. ; JACQUOT, B., Sources for highly charged ions - the ECRIS status. *Proceedings of the 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, Germany* (1984), S. 31–35
- [Gelover i in. 2015] GELOVER, Edgar ; WANG, Dongxu ; HILL, Patrick M. ; FLYNN, Ryan T. ; GAO, Mingcheng ; LAUB, Steve ; PANKUCH, Mark ; HYER, Daniel E., A method for modeling laterally asymmetric proton beamlets resulting from collimation. *Medical Physics* 42 (2015), S. 1321–1334
- [Giap i Giap 2012] GIAP, Huan ; GIAP, Bosco, Historical perspective and evolution of charged particle beam therapy. *Translational Cancer Research* 1 (2012), Nr 3, S. 127–136
- [Gieszczyk 2013] GIESZCZYK, Wojciech, *Fizyczne i dozymetryczne aspekty pomiaru wysokich dawek promieniowania jonizującego detektorami LiF:Mg,Cu,P*, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Rozprawa doktorska, 2013. 161 S.
- [Gilvin 2007] GILVIN, Phil J., Comparison of time effects, decision limit and residual signal in Harshaw LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P. *Radiation Protection Dosimetry* 125 (2007), Nr 1-4, S. 233–236
- [Goldstein 1972] GOLDSTEIN, Noah, Dose-rate dependence of lithium fluoride for exposures above 15,000 R per pulse. *Health Physics* 22 (1972), Nr 1, S. 90–92
- [Gorbics i in. 1973] GORBICS, S G. ; ATTIX, F H. ; KERRIS, K, Thermoluminescent dosimeters for high-dose applications. *Health Physics* 25 (1973), Nr 5, S. 499–506
- [Gottschalk i in. 1993] GOTTSCHALK, B. ; KOEHLER, A. M. ; SCHNEIDER, R. J. ; SISTERTON, J. M. ; WAGNER, M. S., Multiple Coulomb scattering of 160 MeV protons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 74 (1993), Nr 4, S. 467–490

- [Grusell i Medin 2000] GRUSELL, E ; MEDIN, J, General characteristics of the use of silicon diode detectors for clinical dosimetry in proton beams. *Physics in Medicine and Biology* 45 (2000), Nr 9, S. 2573–82
- [Guo i in. 2006] GUO, Pengyi ; ADAMOVICS, John ; OLDDHAM, Mark, A practical three-dimensional dosimetry system for radiation therapy. *Medical Physics* 33 (2006), Nr 10, S. 3962–72
- [Haberer i in. 1993] HABERER, Thomas ; BECHER, W. ; SCHARDT, Dieter ; KRAFT, Gerhard, Magnetic scanning system for heavy ion therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 330 (1993), Nr 1-2, S. 296–305
- [Haberer i in. 2004] HABERER, Thomas ; DEBUS, Jürgen ; EICKHOFF, H. ; JÄKEL, Oliver ; SCHULZ-ERTNER, Daniela ; WEBER, Uli, The heidelberg ion therapy center. *Radiotherapy and Oncology* 73 (2004), Nr 0, S. 186–190
- [Haettner 2006] HAETTNER, Emma, *Experimental study on carbon ion fragmentation in water using GSI therapy beams*, Kungliga Tekniska Hogskolan Stockholm, Sweden, Rozprawa doktorska, 2006. 88 S.
- [Hamamatsu 2003] HAMAMATSU, *High resolution BT(Back-thinned)-CCD Cooled Digital Camera ORCAII-BT-1024G*. 2003
- [Harms i in. 1998] HARMS, William B. ; LOW, Daniel A. ; WONG, John W. ; PURDY, James A., A software tool for the quantitative evaluation of 3D dose calculation algorithms. *Medical Physics* 25 (1998), Nr 10, S. 1830–1836
- [Hartmann 2010] HARTMANN, Bernadette, *Quality Assurance in Ion Beam Therapy : Investigations towards New Detectors*, Institut fur Physik, Martin-Luther-Universitat at Halle-Wittenberg, Praca magisterska, 2010. 106 S.
- [Hartmann i in. 2012] HARTMANN, Bernadette ; TELSEMEYER, Julia ; HUBER, Lucas ; ACKERMANN, Benjamin ; JÄKEL, Oliver ; MARTIŠÍKOVÁ, Mária, Investigations of a flat-panel detector for quality assurance measurements in ion beam therapy. *Physics in Medicine and Biology* 57 (2012), Nr 1, S. 51–68
- [Herzen i in. 2007] HERZEN, J. ; TODOROVIC, M. ; CREMERS, F. ; PLATZ, V. ; ALBERS, D. ; BARTELS, Anja ; SCHMIDT, R. S., Dosimetric evaluation of a 2D pixel ionization chamber for implementation in clinical routine. *Physics in Medicine and Biology* 52 (2007), S. 1197–1208
- [Highland 1975] HIGHLAND, Virgil L., Some practical remarks on multiple scattering. *Nuclear Instruments and Methods* 129 (1975), Nr 2, S. 497–499
- [Hill 1994] HILL, C. E., *Ion and Electron Sources*. 1994
- [Hitachi] HITACHI, *Hitachi - Particle Therapy System*.
<http://www.hitachi.com/products/power/PBT/>
- [Hongfa] HONGFA, *Solid State Relay - JGX-1505FB datasheet*.
<http://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/128624/ETC1/JGX-1505FB.html>
- [Horowitz i in. 2001] HOROWITZ, Yigal S. ; AVILA, O. ; RODRIGUEZ-VILLAFUERTE, M., Theory of heavy charged particle response (efficiency and supralinearity) in TL materials. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 184 (2001), Nr 1-2, S. 85–112
- [Horowitz i Olko 2004] HOROWITZ, Yigal S. ; OLKO, Paweł, The effects of ionisation density on the thermoluminescence response (efficiency) of LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P. *Radiation Protection Dosimetry* 109 (2004), Nr 4, S. 331–348
- [Hsi i in. 2009] HSI, Wen C. ; MOYERS, Michael F. ; NICHIPOROV, Dmitri ; ANFEROV, Vladimir ; WOLANSKI, Mark ; ALLGOWER, Chris E. ; FARR, Jonathan B. ; MASCIA, Anthony E. ; SCHREUDER, Andries N., Energy spectrum control for modulated proton beams. *Medical Physics* 36 (2009), Nr 6, S. 2297
- [Hugemann 2010] HUGEMANN, Wolfgang, Correcting lens distortions in digital photographs. *Ingenieurbüro Morawski + Hugemann* (2010), S. 1–12
- [IAEA 2000] IAEA, Report 398. Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy - An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water / International Atomic Energy Agency. 242 S.
- [IAEA 2007] IAEA, Report 1564. Intercomparison of Personal Dose Equivalent Measurements by Active Personal Dosimeters / International Atomic Energy Agency. 83 S.
- [IARC 2008] IARC ; BOYLE, Peter (Hrsg.) ; LEVIN, Bernard (Hrsg.), *World Cancer Report 2008* / International Agency for Research on Cancer, World Health Organization. 260 S.
- [IARC 2014] IARC ; STEWART, B. (Hrsg.) ; WILD, C.P. (Hrsg.), *World Cancer Report 2014* / International Agency for Research on Cancer, World Health Organization. 630 S.
- [IBA Company] IBA COMPANY, *Ion Beam Applications (IBA) - Proton Therapy Solutions*.
<http://www.iba-protontherapy.com/proton-solutions>
- [IBA Dosimetry 2012] IBA DOSIMETRY, *DigiPhant PT User's Guide*. 100 S.
- [ICRU 1993] ICRU, Report 50. Prescribing, recording, and reporting photon beam therapy / International Commission on Radiation Units and Measurements. 81 S.
- [ICRU 2005] ICRU, Report 73. Stopping of ions heavier than helium. *Journal of the ICRU* 5 (2005), Nr 1, S. 253

- [ICRU 2007] ICRU, Report 78. Prescribing, Recording, and Reporting Proton-Beam Therapy. *Journal of the ICRU* 7 (2007), Nr 2, S. 222
- [ICRU 2010] ICRU, Report 83. Prescribing, Recording, and Reporting Photon-Beam Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT). *Journal of the ICRU* 10 (2010), Nr 1, S. 112
- [Izewska i in. 1995] IZEWSKA, Joanna ; ROSTKOWSKA, Joanna ; KANIA, Małgorzata ; GWIAZDOWSKA, Barbara ; HLINIĄK, A., External audit on output calibration for photon beams (Polish participation in pan-European Radiation Oncology Project for Assurance of Treatment Quality). *Polish Journal of Medical Physics and Engineering* 1 (1995), Nr 1, S. 11–23
- [Jahn i in. 2010] JAHN, A. ; SOMMER, M. ; HENNIGER, J., 2D-OSL-dosimetry with beryllium oxide. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 3-6, S. 674–676
- [Jahn i in. 2011] JAHN, A. ; SOMMER, M. ; LIEBMANN, M. ; HENNIGER, J., Progress in 2D-OSL-dosimetry with beryllium oxide. *Radiation Measurements* 46 (2011), Nr 12, S. 1908–1911
- [Jain i in. 2001] JAIN, V. K. ; KATHURIA, S. P. ; GANGULY, A. K., Radiation damage in thermoluminescent LiF TLD-phosphor. *Journal of Physics C: Solid State Physics* 8 (2001), Nr 13, S. 2191
- [Jäkel i in. 2001] JÄKEL, Oliver ; JACOB, C. ; SCHARDT, Dieter ; KARGER, Christian P. ; HARTMANN, G. H., Relation between carbon ion ranges and x-ray CT numbers. *Medical Physics* 28 (2001), Nr 4, S. 701
- [Joint Committee for Guides in Metrology 2009] JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY, Evaluation of measurement data — An introduction to the “Guide to the expression of uncertainty in measurement” and related documents / Joint Committee for Guides in Metrology 28 S.
- [Jones i in. 1992] JONES, Scott C. ; SWEET, J. A. ; FEHL, D. L. ; SUJKA, B. R. ; VEHAR, D. W. ; WESTFALL, R. L., Comparison of laser and conventional heating in thermoluminescence dosimetry dose mapping. *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr 10, S. 4898
- [Kanai 1980] KANAI, Tatsuaki, Spot scanning system for proton radiotherapy. *Medical Physics* 7 (1980), Nr 4, S. 365
- [Karger i in. 2010] KARGER, Christian P. ; JÄKEL, Oliver ; PALMANS, Hugo ; KANAI, Tatsuaki, Dosimetry for ion beam radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 21, S. R193–234
- [Karsch i in. 2012] KARSCH, L. ; BEYREUTHER, E. ; BURRIS-MOG, T. ; KRAFT, S. ; RICHTER, C. ; ZEIL, K. ; PAWELKE, J., Dose rate dependence for different dosimeters and detectors: TLD, OSL, EBT films, and diamond detectors. *Medical Physics* 39 (2012), Nr 5, S. 2447
- [Karzmark i in. 1964] KARZMARK, C. J. ; WHITE, J. ; FOWLER, J. F., Lithium fluoride thermoluminescence dosimetry. *Physics in Medicine and Biology* 16 (1964), Nr 5, S. 273–286
- [Kempe i in. 2007] KEMPE, Johanna ; GUDOWSKA, Irena ; BRAHME, Anders, Depth absorbed dose and LET distributions of therapeutic 1H, 4He, 7Li, and ¹²C beams. *Medical Physics* 34 (2007), Nr 1, S. 183–192
- [Kisielewicz i in. 2010] KISIELEWICZ, K. ; ŚWIEBOCKA, Joanna ; CZOPYK, Łukasz ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; LESIAK, J. ; BYRSKI, E. ; KABAT, Dominika ; WAWRZAK, M. ; ŚLADOWSKA, A. ; DZIECICHOWICZ, A. ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Dosimetric properties of TL foils based on LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) phosphors for clinical applications. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 3-6, S. 716–718
- [Kittel 2005] KITTEL, Charles ; JOHNSON, Stuart (Hrsg.), *Introduction to solid state physics*. wol. 256. 8th. Berkeley : University of California, 2005 703 S.
- [Kleffner i in. 2009] KLEFFNER, C. ; ONDREKA, D. ; WEINRICH, U. ; MCDANIEL, Floyd D. ; DOYLE, Barney L., The Heidelberg Ion Therapy (HIT) Accelerator Coming into Operation. *11th European Particle Accelerator Conference, Genoa, Italy, 23 - 27 Jun 2008* (2009), S. 426–428
- [Kłodowska i in. 2016] KŁODOWSKA, Magdalena ; GAJEWSKI, Jan ; SKOWROŃSKA, Katarzyna ; OLKO, Paweł, Criteria of spot asymmetry in proton radiotherapy pencil beam scanning - a Monte Carlo study. *Radiotherapy and Oncology* 118 (2016), Nr Supplement 1, S. S57–S58
- [Kłosowski i in. 2010] KŁOSOWSKI, Mariusz ; CZOPYK, Łukasz ; KISIELEWICZ, K. ; KABAT, Dominika ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Novel thermoluminescence foils for 2-D clinical dosimetry, based on CaSO₄:Dy. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 3-6, S. 719–721
- [Kłosowski i in. 2008] KŁOSOWSKI, Mariusz ; CZOPYK, Łukasz ; OLKO, Paweł ; REBISZ, Monika ; VOSS, Bernd ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., TL efficiency of LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) 2-D thermoluminescence detectors to raster-scanned carbon ion beams. *Radiation Measurements* 43 (2008), Nr 2–6, S. 994–997
- [Kłosowski i in. 2014] KŁOSOWSKI, Mariusz ; LISZKA, Małgorzata ; KOPEĆ, Renata ; BILSKI, Paweł ; KĘDZIERSKA, Dominika, Dosimetric properties and stability of thermoluminescent foils made from LiF:Mg,Cu,P or CaSO₄:Dy during long-term use. *Radiation Physics and Chemistry Journal* 104 (2014), S. 212–215
- [Knežević i in. 2013] KNEŽEVIĆ, Željka ; STOLARCZYK, Liliana ; BESSIERES, Igor ; BORDY, Jean M. ; MILJANIĆ, Saveta ; OLKO, Paweł, Photon dosimetry methods outside the target volume in radiation therapy: Optically stimulated luminescence (OSL), thermoluminescence (TL) and radiophotoluminescence (RPL) dosimetry. *Radiation Measurements* 57 (2013), S. 9–18
- [KODAK 2001] KODAK, KODAK EDR2 Film - bulletin, N2-104. 2 S.

- [Kooy iin. 2010] KOOY, Hanne M. ; CLASIE, Benjamin M. ; LU, Hsiao M. ; MADDEN, Thomas M. ; BENTEFOUR, El H. ; DEPAUW, Nicolas ; ADAMS, Judy A. ; TROFIMOV, Alexei ; DEMARET, Denis ; DELANEY, Thomas F. ; FLANZ, Jacob B., A Case Study in Proton Pencil-Beam Scanning Delivery. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics* 76 (2010), Nr 2, S. 624–630
- [Kopeć iin. 2013] KOPEĆ, Renata ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; LISZKA, Małgorzata, The dose and X-ray energy response of LiF:Mg,Cu,P and CaSO₄:Dy thermoluminescent foils. *Radiation Measurements* 56 (2013), S. 380–383
- [Kraft 2000] KRAFT, Gerhard, Tumortherapy with ion beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 454 (2000), Nr 1, S. 1–10
- [Kraft iin. 1991] KRAFT, Gerhard ; BECHER, W. ; BLASCHE, K. ; BÖHNE, D. ; FISCHER, B. ; GADEMANN, G. ; GEISSEL, H. ; HABERER, Thomas ; KLABUNDE, J. ; KRAFT-WEYRATHER, W. ; LANGENBECK, B. ; MÜNZENBERG, G. ; RITTER, S. ; RÖSCH, W. ; SCHARDT, Dieter ; STELZER, H. ; SCHWAB, Thomas, The heavy ion therapy project at GSI. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements* 19 (1991), Nr 1-4, S. 911–914
- [Krämer iin. 2000] KRÄMER, M. ; JÄKEL, Oliver ; HABERER, Thomas ; KRAFT, Gerhard ; SCHARDT, Dieter ; WEBER, Uli, Treatment planning for heavy-ion radiotherapy: physical beam model and dose optimization. *Physics in Medicine and Biology* 45 (2000), Nr 11, S. 3299–3317
- [Kukarnikov iin. 1998] KUKARNIKOV, S. I. ; MAKOVEEV, V. K. ; MOLODOZHENTSEV, A. Y., Design of the Dipole and Quadrupole Magnets of the PRAMES. *Sixth European Particle Accelerator Conference (EPAC'98)*. Geneva, Switzerland : IOP Publishing, 1998, S. 1213–1215
- [Kurz iin. 2012] KURZ, C ; MAIRANI, Andrea ; PARODI, Katia, First experimental-based characterization of oxygen ion beam depth dose distributions at the Heidelberg Ion-Beam Therapy Center. *Physics in Medicine and Biology* 57 (2012), Nr 15, S. 5017–5034
- [LADIS] LADIS, *Laboratorium Dozymetrii Indywidualnej i Środowiskowej*.
<http://dawki.ifj.edu.pl/>
- [Larsson 1962] LARSSON, B, *On the Application of a 185 MeV Proton Beam to Experimental Cancer Therapy and Neurosurgery: A Biophysical Study*. Almqvist, 1962 (Abstracts of Uppsala dissertations in science)
- [Lawrence 1934] LAWRENCE, Ernest O., *Method and apparatus for the acceleration of ions*. 1934
- [Levitt iin. 2012] LEVITT, Seymour H. ; PURDY, James A. ; PEREZ, Carlos A. ; POORTMANS, Philip ; LEVITT, Seymour H. (Hrsg.) ; PURDY, James A. (Hrsg.) ; PEREZ, Carlos A. (Hrsg.) ; POORTMANS, Philip (Hrsg.), *Technical Basis of Radiation Therapy - Practical Clinical Applications*. 5th. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012 1148 S.
- [Lin iin. 2013a] LIN, Liyong ; AINSLEY, Christopher G. ; MERTENS, Thierry ; DE WILDE, Olivier ; TALLA, Patrick T. ; MCDONOUGH, James E., A novel technique for measuring the low-dose envelope of pencil-beam scanning spot profiles. *Physics in Medicine and Biology* 58 (2013), S. N171–80
- [Lin iin. 2013b] LIN, Liyong ; AINSLEY, Christopher G. ; SOLBERG, Timothy D. ; MCDONOUGH, James E., Experimental characterization of two-dimensional spot profiles for two proton pencil beam scanning nozzles. *Physics in Medicine and Biology* 59 (2013), S. 493–504
- [Lin iin. 2014] LIN, Liyong ; SOLBERG, Timothy D. ; CARABE, Alexandro ; MCDONOUGH, James E. ; DIFFENDERFER, Eric ; SANZARI, Jenine K. ; KENNEDY, Ann R. ; CENGEL, Keith, Pencil beam scanning dosimetry for large animal irradiation. *Journal of Radiation Research* 55 (2014), Nr 5, S. 1–7
- [Lindhard i Scharff 1961] LINDHARD, J. ; SCHARFF, M., Energy Dissipation by Ions in the kev Region. *Physical Review* 124 (1961), Nr 1, S. 128–130
- [Lindhard iin. 1963] LINDHARD, J. ; SCHIØTT, Hans E. ; SCHARFF, M. ; SCHIØTT, H., Range concepts and heavy ion ranges (Notes on atomic collisions, II). *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab* 33 (1963), Nr 14, S. 42 p.
- [Lopatiuk - Tirpak iin. 2008] LOPATIUK - TIRPAK, O. ; LANGEN, K. ; MEEKS, S. L. ; KUPELIAN, P. ; MARYANSKI, M. ; HSI, Wen C. ; PALTA, Jatinder ; ZEIDAN, Omar, Evaluation of a Novel 3-D Polymer Gel Dosimetry System for Proton Radiotherapy. *Medical Physics* 35 (2008), Nr 6, S. 2787
- [Low i Dempsey 2003] LOW, Daniel A. ; DEMPSEY, James F., Evaluation of the gamma dose distribution comparison method. *Medical Physics* 30 (2003), Nr 9, S. 2455
- [Low iin. 1998] LOW, Daniel A. ; HARMS, William B. ; MUTIC, S. ; PURDY, James A., A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Medical Physics* 25 (1998), Nr 5, S. 656–61
- [Luo 2008] LUO, Ling Z., Extensive fade study of Harshaw LiF TLD materials. *Radiation Measurements* 43 (2008), Nr 2-6, S. 365–370
- [Makandar 2015] MAKANDAR, Aziz, Image Enhancement Techniques using Highpass and Lowpass Filters. *International Journal of Computer Applications* 109 (2015), Nr 14, S. 12–15
- [Marczewska iin. 2006] MARCZEWSKA, Barbara ; BILSKI, Paweł ; CZOPYK, Łukasz ; OLKO, Paweł ; WA-

- LIGÓRSKI, Michael Patrick R. ; ZAPOTOCZNY, S., Two-dimensional thermoluminescence dosimetry using planar detectors and a TL reader with CCD camera readout. *Radiation Protection Dosimetry* 120 (2006), Nr 1-4, S. 129–132
- [Marczewska i in. 2002] MARCZEWSKA, Barbara ; BILSKI, Paweł ; NESLÁDEK, M. ; OLKO, Paweł ; RĘBISZ, M. ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., A study of the thermoluminescent properties of CVD diamond detectors. *Physica Status Solidi (A) Applied Research* 193 (2002), Nr 3, S. 470–475
- [Marczewska i in. 2003] MARCZEWSKA, Barbara ; BILSKI, Paweł ; OLKO, Paweł ; NESLÁDEK, M. ; BERGONZO, P. ; RĘBISZ, M. ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., CVD diamond wafers as large-area thermoluminescence detectors for measuring the spatial distribution of dose. *Physica Status Solidi (A) Applied Research* 199 (2003), Nr 1, S. 119–124
- [Marczewska i in. 2004] MARCZEWSKA, Barbara ; BILSKI, Paweł ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Measurement of 2-D dose distributions by large-area thermoluminescent detectors. *Radiation Measurements* 38 (2004), Nr 4-6, S. 833–837
- [Marrazzo i in. 2013] MARRAZZO, L. ; PALLOTTA, S. ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; CZOPYK, Łukasz ; BUCCIOLINI, M. ; OLKO, Paweł ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Clinical tests of large area thermoluminescent detectors under radiotherapy beams. *Radiation Measurements* 52 (2013), S. 25–30
- [Martišiková i in. 2008] MARTIŠIKOVÁ, Mária ; ACKERMANN, Benjamin ; KLEMM, S. ; JÄKEL, Oliver, Use of Gafchromic[®] EBT films in heavy ion therapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 591 (2008), Nr 1, S. 171–173
- [Martišiková i Jäkel 2010a] MARTIŠIKOVÁ, Mária ; JÄKEL, Oliver, Dosimetric properties of Gafchromic EBT films in monoenergetic medical ion beams. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 13, S. 3741–3751
- [Martišiková i Jäkel 2010b] MARTIŠIKOVÁ, Mária ; JÄKEL, Oliver, Gafchromic[®] EBT films for ion dosimetry. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 10, S. 1268–1270
- [Martišiková i Jäkel 2010c] MARTIŠIKOVÁ, Mária ; JÄKEL, Oliver, Study of Gafchromic EBT film response over a large dose range. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 10, S. N281–290
- [MathWorks Inc.] MATHWORKS INC., *Matlab Software*.
<http://www.mathworks.com/>
- [McKeever 1985] MCKEEVER, Stephen W. S., Thermoluminescence of Solids. *Cambridge Solid State Science Series: Geological Magazine*; 123 (1985), Nr 4, S. 471–472
- [McKeever i in. 1980] MCKEEVER, Stephen W. S. ; CHEN, Reuven ; GROOM, P. J. ; DURRANI, S. A., Dose-rate dependence of thermoluminescence response. *Nuclear Instruments and Methods* 175 (1980), Nr 1, S. 43–44
- [Mevion] MEVION, *Mevion Medical Systems - Transformative Proton Therapy*.
<http://www.mevion.com/the-system>
- [Michalec i in. 2012] MICHALEC, Barbara ; MIERZWIŃSKA, Gabriela ; SOWA, Urszula ; PTASZKIEWICZ, Marta ; NOWAK, Tomasz ; SWAKOŃ, Jan, Alanine dosimetry of 60 MeV proton beam – preliminary results. *Nukleonika* 57 (2012), Nr 4, S. 503–506
- [Michalec i Petelenz 2014] MICHALEC, Barbara ; PETELENZ, B., Alanine/EPR Dosimetry As a Potential Tool for Quality Assurance in Proton Beam Radiotherapy. *Romanian Reports in Physics* 66 (2014), Nr 1, S. 54–60
- [Mierzwińska i in. 2015] MIERZWIŃSKA, Gabriela ; KŁODOWSKA, Magdalena ; MICHALEC, Barbara ; PE-DRACKA, Anna ; RYDYGIER, Marzena ; SWAKOŃ, Jan ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Application of alanine dosimetry in dose assessment for ocular melanoma patients undergoing proton radiotherapy – preliminary results. *Nukleonika* 60 (2015), Nr 3, S. 609–613
- [Mijnheer i in. 2013] MIJNHEER, Ben ; BEDDAR, Sam ; IZEWSKA, Joanna ; REFT, Chester, In vivo dosimetry in external beam radiotherapy. *Medical Physics* 40 (2013), Nr 7, S. 070903
- [Mikrolab] MIKROLAB, *Mikrolab*.
<http://www.tld.com.pl/>
- [Minco 2009] MINCO, *Mica Thermofoil™ Heaters*. 2009
- [Mitsubishi Electric] MITSUBISHI ELECTRIC, *Mitsubishi Electric - Particle Therapy System*.
<http://www.mitsubishielectric.com/believe/particlebeam/>
- [Molière 1947] MOLIÈRE, G., Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld. *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 2 (1947), S. 133–145
- [Molière 1948] MOLIÈRE, G., Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung. *Zeitschrift Naturforschung Teil A* 3 (1948), S. 78–97
- [Morehead i Daniels 1957] MOREHEAD, Frederick F. ; DANIELS, Farrington, Thermoluminescence and Coloration of Lithium Fluoride Produced by Alpha Particles, Electrons, Gamma Rays, and Neutrons. *The Journal of Chemical Physics* 27 (1957), Nr 6, S. 7
- [Moyers 2008] MOYERS, Michael F., EDR-2 film response to charged particles. *Physics in Medicine and*

- Biology* 53 (2008), Nr 10, S. N165–73
- [Nakajima i in. 1978] NAKAJIMA, Toshiyuki ; MURAYAMA, Yoshihiko ; MATSUZAWA, Takashi ; KOYANO, Akira, Development of a new highly sensitive LiF thermoluminescence dosimeter and its applications. *Nuclear Instruments and Methods* 157 (1978), Nr 1, S. 155–162
- [National Instruments 2004] NATIONAL INSTRUMENTS, IMAQ Vision for LabVIEW User Manual 141 S.
- [Niewiadomski 1991] NIEWIADOMSKI, Tadeusz, *Dozymetria termoluminescencyjna w praktyce*. Kraków : Institute of Nuclear Physics PAN, 1991 125 S.
- [Niewiadomski i in. 1980] NIEWIADOMSKI, Tadeusz ; KOPERSKI, J. ; RYBA, E., Natural radiation in Poland and its disturbance in an urban environment. *Health Physics* 31 (1980), Nr 1, S. 25–32
- [Olko 1996] OLKO, Paweł, Microdosimetric Interpretation of Thermoluminescence Efficiency of LiF:Mg,Cu,P (MCP-N) Detectors for weakly and densely ionising radiations. *Radiation Protection Dosimetry* 65 (1996), Nr 1-4, S. 151–158
- [Olko 2002] OLKO, Paweł, *Microdosimetric Modelling of Physical and Biological Detectors*, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Rozprawa habilitacyjna, 2002
- [Olko 2004] OLKO, Paweł, Microdosimetric modelling of the relative efficiency of thermoluminescent materials. *Radiation Measurements* 38 (2004), Nr 4-6, S. 781–786
- [Olko i in. 2006a] OLKO, Paweł ; CURRIVAN, L. ; DIJK, J. W. E. van ; LOPEZ, M. a. ; WERNLI, C., Thermoluminescent detectors applied in individual monitoring of radiation workers in Europe - A review based on the EURADOS questionnaire. *Radiation Protection Dosimetry* 120 (2006), Nr 1, S. 298–302
- [Olko i in. 2008] OLKO, Paweł ; CZOPYK, Łukasz ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Thermoluminescence dosimetry using TL-readers equipped with CCD cameras. *Radiation Measurements* 43 (2008), Nr 2–6, S. 864–869
- [Olko i in. 2006b] OLKO, Paweł ; MARCZEWSKA, Barbara ; CZOPYK, Łukasz ; CZERMAK, M. A. ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., New 2-D dosimetric technique for radiotherapy based on planar thermoluminescent detectors. *Radiation Protection Dosimetry* 118 (2006), Nr 2, S. 213–218
- [Paganetti 2012] PAGANETTI, Harald ; WEBSTER, John G. (Hrsg.) ; TABAKOV, Slavik (Hrsg.) ; NG, Kwan-Hoong (Hrsg.), *Proton Therapy Physics*. wol. 103. Boston, USA : CRC Press Taylor & Francis Group, 2012 690 S.
- [Pai i in. 2007] PAI, Sujatha ; DAS, Indra J. ; DEMPSEY, James F. ; LAM, Kwok L. ; LOSASSO, Thomas J. ; OLCH, Arthur J. ; PALTA, Jatinder ; REINSTEIN, Lawrence E. ; RITT, Dan ; WILCOX, Ellen E., Radiographic film for megavoltage beam dosimetry. *Medical Physics* 34 (2007), Nr 6, S. 2228–2258
- [Palmans i Verhaegen 1997] PALMANS, Hugo ; VERHAEGEN, Frank, Calculated depth dose distributions for proton beams in some low-Z materials. *Physics in Medicine and Biology* 42 (1997), S. 1175–1183
- [Parodi 1975] PARODI, Katia, *On the feasibility of dose quantification with in-beam PET data in radiotherapy with ¹²C and proton beams*, Technischen Universität Dresden, Rozprawa doktorska, 1975. 124 S.
- [Parodi i in. 2012] PARODI, Katia ; MAIRANI, Andrea ; BRONS, Stephan ; HASCH, B. G. ; SOMMERER, Florian ; NAUMANN, J. ; JÄKEL, Oliver ; HABERER, Thomas ; DEBUS, Jürgen, Monte Carlo simulations to support start-up and treatment planning of scanned proton and carbon ion therapy at a synchrotron-based facility. *Physics in Medicine and Biology* 57 (2012), Nr 12, S. 3759–84
- [Parodi i in. 2010] PARODI, Katia ; MAIRANI, Andrea ; BRONS, Stephan ; NAUMANN, J. ; KRÄMER, M. ; SOMMERER, Florian ; HABERER, Thomas, The influence of lateral beam profile modifications in scanned proton and carbon ion therapy: a Monte Carlo study. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 17, S. 5169–87
- [Partridge i in. 2002] PARTRIDGE, M. ; HESSE, Bernd M. ; MÜLLER, L., A performance comparison of direct and indirect-detection flat-panel imagers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 484 (2002), Nr 1-3, S. 351–363
- [PCO 1999] PCO, *SensiCam 12Bit Cooled Imaging black/white*.
<http://www.pco.de>. 1999
- [Pedroni i in. 1995] PEDRONI, E. ; BACHER, R. ; BLATTMANN, Hans ; BÖHRINGER, T. ; CORAY, Adolf ; LOMAX, Antony ; LIN, Stephen ; MUNKEL, G. ; SCHEIB, S. ; SCHNEIDER, Uwe, The 200-MeV proton therapy project at the Paul Scherrer Institute: conceptual design and practical realization. *Medical Physics* 22 (1995), Nr 1, S. 37–53
- [Penning 1937] PENNING, F.M., Ein neues manometer für niedrige gasdrucke, insbesondere zwischen 10E-3 und 10E-5 mm. *Physica* 4 (1937), Nr 2, S. 71–75
- [Petasecca i in. 2015] PETASECCA, M. ; NEWALL, M. K. ; BOOTH, J. T. ; DUNCAN, M. ; ALDOSARI, A. H. ; FUDULI, I. ; ESPINOZA, A. A. ; PORUMB, C. S. ; GUATELLI, S. ; METCALFE, Peter ; COLVILL, E. ; CAMMARANO, D. ; CAROLAN, M. ; OBORN, B. ; LERCH, M. L. F. ; PEREVERTAYLO, V. ; KEALL, P. J. ; ROSENFELD, A. B., MagicPlate-512: A 2D silicon detector array for quality assurance of stereotactic motion adaptive radiotherapy. *Medical Physics* 42 (2015), Nr 6, S. 2992–3004
- [Petrick 1987] PETRICK, S. W., Generalized approach to cooling charge-coupled devices using thermoelectric

- coolers. *Optical Engineering* 26 (1987), Nr 10, S. 965–971
- [Pirruccello i Tobias 1980] PIRRUCCELLO, M. C. ; TOBIAS, C. A., *Biological and Medical Research with Accelerated Heavy Ions at the Bevalac, 1977-1980*. 1980 432 S.
- [Polf i in. 2007] POLF, J. C. ; HARVEY, M. C. ; SMITH, Alfred R., Initial beam size study for passive scatter proton therapy. II. Changes in delivered depth dose profiles. *Medical Physics* 34 (2007), Nr 11, S. 4219–4222
- [Poppe i in. 2006] POPPE, Bjoern ; BLECHSCHMIDT, Arne ; DJOUGUELA, Armand ; KOLLHOFF, Ralf ; RUBACH, Antje ; WILLBORN, Kay C. ; HARDER, Dietrich, Two-dimensional ionization chamber arrays for IMRT plan verification. *Medical Physics* 33 (2006), Nr 4, S. 1005
- [Ptaszkiewicz 2007] PTASZKIEWICZ, Marta, Long-term fading of LiF:Mg, Cu, P and LiF:Mg, Ti thermoluminescence detectors with standard and modified activator composition. *Radiation Measurements* 42 (2007), Nr 4-5, S. 605–608
- [Ptaszkiewicz i in. 2010] PTASZKIEWICZ, Marta ; WEBER, A. ; SWAKOŃ, Jan ; KŁOSOWSKI, Mariusz ; OLKO, Paweł ; BILSKI, Paweł ; MICHALEC, Barbara ; CZOPYK, Łukasz, Dose perturbation behind tantalum clips in ocular proton therapy. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 3–6, S. 694–697
- [PTCOG] PTCOG, *Particle therapy facilities in operation. Information about technical equipment.* <http://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>
- [PTO 2014] PTO, *Obecny Stan Zwalczenia Nowotworów w Polsce / Polskie Towarzystwo Onkologiczne.* 182 S.
- [Randall i Wilkins 1945a] RANDALL, John ; WILKINS, Maurice Hugh F., Phosphorescence and Electron Traps. I. The Study of Trap Distributions. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 184 (1945), Nr 999, S. 365–389
- [Randall i Wilkins 1945b] RANDALL, John ; WILKINS, Maurice Hugh F., Phosphorescence and Electron Traps. II. The Interpretation of Long-Period Phosphorescence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 184 (1945), Nr 999, S. 390–407
- [Rank 2013] RANK, Christopher M., *MRI-based treatment plan simulation and adaptation for ion radiotherapy using a classification-based approach*, University of Heidelber, Praca magisterska, 2013. 98 S.
- [Reinhardt i in. 2012] REINHARDT, S. ; HILLBRAND, M. ; WILKENS, J. J. ; ASSMANN, W., Comparison of Gafchromic EBT2 and EBT3 films for clinical photon. *Medical Physics* 39 (2012), Nr August, S. 5257–5262
- [Rieser i in. 1994] RIESER, U. ; KRBETSCHKEK, M.R. ; STOLZ, W., CCD-camera based high sensitivity TL/OSL-spectrometer. *Radiation Measurements* 23 (1994), Nr 2-3, S. 523–528
- [Rinaldi 2011] RINALDI, Ilaria, *Investigation of novel imaging methods using therapeutic ion beams*, Rupertus Carola University of Heidelberg, Germany, Rozprawa doktorska, 2011. 162 S.
- [Rivera 2012] RIVERA, T., Thermoluminescence in medical dosimetry. *Applied Radiation and Isotopes* 71 (2012), S. 30–34
- [Rohdjęk i in. 2009] ROHDJESS, H. ; EMHOFER, S. ; FISCHER, P. ; LAZAREV, V. ; LEHISSA, M ; STEINER, B. ; TANKE, E. ; URSCHÜTZ, P. ; ANDERSEN, T. ; BAURICHTER, A. ; BUDDE, M. ; BØDKER, F. ; FRANZAK, B. ; JENSEN, M. ; MØLLER, S. P. ; SØRENSEN, T. B. ; WEBER, S. V. ; ZANGENBERG, N., Status of the Siemens Particle Therapy Accelerators. *Proceedings of 1st Particle Accelerator Conference* (2009), S. 6–8
- [Röntgen 1896] RÖNTGEN, Wilhelm C., On a New Kind of Rays (read before the Würzburg Physical and Medical Society) - Translated by Arthur Stanton. *Nature* 53 (1896), S. 274–276
- [Rydygier i in. 2015] RYDYGIER, Marzena ; MIERZWIŃSKA, Gabriela ; CZADERNA, Anna ; SWAKOŃ, Jan ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Studies of scintillator response to 60 MeV protons in a proton beam imaging system. *Nukleonika* 60 (2015), Nr 3, S. 683–687
- [Sądel 2015] SĄDEL, Michał, *Detektory luminescencyjne w pomiarach dawek protonów*, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Rozprawa doktorska, 2015. 130 S.
- [Sądel i in. 2013] SĄDEL, Michał ; BILSKI, Paweł ; SWAKOŃ, Jan, Relative Tl and Osl Efficiency To Protons of Various Dosimetric Materials. *Radiation protection dosimetry* (2013), S. 1–4
- [Sądel i in. 2015a] SĄDEL, Michał ; BILSKI, Paweł ; SWAKOŃ, Jan ; RYDYGIER, Marzena, Sensitivity changes of LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P TL detectors after proton exposures. *Radiation Measurements* 74 (2015), S. 26–30
- [Sądel i in. 2015b] SĄDEL, Michał ; BILSKI, Paweł ; SWAKOŃ, Jan ; RYDYGIER, Marzena ; HORWACIK, Tomasz ; WEBER, A., Comparative investigations of the relative thermoluminescent efficiency of LiF detectors to protons at different proton therapy facilities. *Radiation Measurements* 82 (2015), S. 8–13
- [Sankar i in. 2006] SANKAR, A. ; AYYANGAR, Komanduri M. ; NEHRU, R. M. ; KURUP, P. G. G. ; MURALI, V. ; ENKE, Charles A. ; VELMURUGAN, J., Comparison of Kodak EDR2 and Gafchromic EBT film for intensity-modulated radiation therapy dose distribution verification. *Medical Dosimetry* 31 (2006), Nr 4, S. 273–82
- [Sauli 1977] SAULI, Fabio, Report 77-09: Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers / CERN. 97 S.

- [Schardt 2005] SCHARDT, Dieter, *Recent Advances in Multidisciplinary Applied Physics*. Elsevier, 2005 253–257 S.
- [Schoener i in. 1999] SCHOENER, W. ; VANA, Norbert ; FUGGER, Manfred, The LET dependance of LIF Mg Ti dosimeters and its application for LET measurements in mixed radiation fields. *High Temperature* 85 (1999), S. 263–266
- [Schott 2004] SCHOTT, *KG3 data sheet*. 2004
- [Schwaab i in. 2011] SCHWAAB, J. ; BRONS, Stephan ; FIERES, J. ; PARODI, Katia, Experimental characterization of lateral profiles of scanned proton and carbon ion pencil beams for improved beam models in ion therapy treatment planning. *Physics in Medicine and Biology* 56 (2011), Nr 24, S. 7813–27
- [Sgantzos i in. 2014] SGANTZOS, Markos ; TSOUCALAS, Gregory ; LAIOS, Konstantinos ; ANDROUTSOS, George, The physician who first applied radiotherapy, Victor Despeignes, on 1896. *Hellenic Journal of Nuclear Medicine* 17 (2014), Nr 1, S. 45–46
- [Siemens] SIEMENS, *Siemens - Radiation Oncology*.
<http://www.healthcare.siemens.com/radiation-oncology>
- [Skłodowska-Curie 1903] SKŁODOWSKA-CURIE, Maria, *Recherches sur les substances radioactives*, Gauthier-Villars, Paris, Rozprawa doktorska, 1903
- [Slater 2012] SLATER, James M. ; LINZ, U (Hrsg.), *Ion Beam Therapy: Fundamentals, Technology, Clinical Applications*. wol. 320. Heidelberg, Germany : Springer-Verlag, 2012 3–17 S.
- [Slater i in. 1988] SLATER, James M. ; MILLER, Daniel W. ; ARCHAMBEAU, John O., Development of a hospital-based proton beam treatment center. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics* 14 (1988), Nr 4, S. 761–775
- [Smith i in. 2009] SMITH, Alfred R. ; GILLIN, Michael ; BUES, Martin ; ZHU, Ronald X. ; SUZUKI, Kazumichi ; MOHAN, Radhe ; WOO, Shiao ; LEE, Andrew K. ; KOMAKI, Ritsko ; COX, James ; HIRAMOTO, Kazuo ; AKIYAMA, Hiroshi ; ISHIDA, Takayouki ; SASAKI, Toshie ; MATSUDA, Koji, The M. D. Anderson proton therapy system. *Medical Physics* 36 (2009), Nr 9, S. 4068–4083
- [Spielberger i in. 2001] SPIELBERGER, B ; SCHOLZ, M. ; KRÄMER, M. ; KRAFT, Gerhard, Experimental investigations of the response of films to heavy-ion irradiation. *Physics in Medicine and Biology* 46 (2001), Nr 11, S. 2889–2897
- [Stichelbaut i Jongen 2014] STICHELBAUT, Frédéric ; JONGEN, Yves, Properties of an energy degrader for light ions. *Progress in Nuclear Science and Technology* 4 (2014), S. 272–275
- [Stolarczyk 2012] STOLARCZYK, Liliana, *Dozymetria promieniowania rozproszonego w radioterapii protonowej i konwencjonalnej*, Instytut Fizyki Jądrowej PAN, Rozprawa doktorska, 2012. 134 S.
- [Strijckmans 2001] STRIJCKMANS, K., The isochronous cyclotron: Principles and recent developments. *Computerized Medical Imaging and Graphics* 25 (2001), Nr 2, S. 69–78
- [Suriyapee i in. 2008] SURIYAPEE, S ; PITAXTARNIN, N ; OONSIRI, S ; JUMPANGERN, C ; ISRANGKUL NA AYUTHAYA, I, Optimal sensitometric curves of Kodak EDR2 film for dynamic intensity modulated radiation therapy verification. *Biomedical Imaging and Intervention Journal* 4 (2008), Nr 1, S. e4
- [Swakoń i in. 2010] SWAKOŃ, Jan ; OLKO, Paweł ; ADAMCZYK, D. ; CYWICKA-JAKIEL, Teresa ; DABROWSKA, Joanna ; DULNY, B. ; GRZANKA, Leszek ; HORWACIK, Tomasz ; KAJDROWICZ, Tomasz ; MICHALEC, Barbara ; NOWAK, Tomasz ; PTASZKIEWICZ, Marta ; SOWA, Ula ; STOLARCZYK, Liliana ; WALIGÓRSKI, Michael Patrick R., Facility for proton radiotherapy of eye cancer at IFJ PAN in Krakow. *Radiation Measurements* 45 (2010), Nr 10, S. 1469–1471
- [Szafranec 2008] SZAFRANIEC, Magdalena, *Wyznaczenie rozkładów pola promieniowania gamma z aparatu terapeutycznego Theratron 780E dla potrzeb kalibracji detektorów dla radioterapii protonowej*, Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie, Praca magisterska, 2008. 1–117 S.
- [Takeshita i in. 2011] TAKESHITA, E. ; FURUKAWA, T. ; INANIWA, T. ; SATO, S. ; HIMUKAI, T. ; SHIRAI, T. ; NODA, K., A fluorescent screen+CCD system for quality assurance of therapeutic scanned ion beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 269 (2011), Nr 24, S. 2936–2940
- [Tilly i in. 2007] TILLY, Nina ; GRUSELL, Erik ; KIMSTRAND, Peter ; LORIN, Stefan ; GAJEWSKI, Konrad ; PETERSSON, Mikael ; BÄCKLUND, Andreas ; GLIMELIUS, Bengt, Development and verification of the pulsed scanned proton beam at The Svedberg Laboratory in Uppsala. *Physics in Medicine and Biology* 52 (2007), S. 2741–2754
- [Tochilin i Goldstein 1966] TOCHILIN, E. ; GOLDSTEIN, Noah, Dose Rate and Spectral Measurements from Pulsed X-ray Generators. *Health Physics* 12 (1966), Nr 12, S. 1705–1714
- [Van Dam i Marinello 2006] VAN DAM, Jan ; MARINELLO, Ginette, *Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy*. edition 2n. Brussels, Belgium : ESTRO, 2006 87 S.
- [Varian] VARIAN, *Varian - Proton Therapy Solutions*.
<http://www.varian.com/oncology/solutions/proton-therapy>
- [Varian 2013] VARIAN, *Proton Algorithm Reference Guide (Eclipse)*. 2013

- [Varian Medical System Inc. 2016] VARIAN MEDICAL SYSTEM INC., *Eclipse Treatment Planning System*. <https://www.varian.com/oncology/products/software/treatment-planning/eclipse>. 2016
- [Waligórski i in. 1993] WALIGÓRSKI, Michael Patrick R. ; OLKO, Paweł ; BILSKI, Paweł ; BUDZANOWSKI, Maciej ; NIEWIADOMSKI, Tadeusz, Dosimetric characteristics of LiF:Mg,Cu,P Phosphors - A track structure interpretation. *Radiation Protection Dosimetry* 47 (1993), Nr 1, S. 53–58
- [Weber i Kraft 1999] WEBER, Uli ; KRAFT, Gerhard, Design and construction of a ripple filter for a smoothed depth dose distribution in conformal particle therapy. *Physics in Medicine and Biology* 44 (1999), Nr 11, S. 2765–75
- [Williams 2004] WILLIAMS, Lawrence E., A Brief History of the Harvard University Cyclotrons. *American Journal of Roentgenology* 183 (2004), Nr 6, S. 1558
- [Wilson 1946] WILSON, Robert R., Radiological Use of Fast Protons. *Radiology* 47 (1946), Nr 5, S. 487–491
- [Wong i in. 2010] WONG, J. H. D. ; CAROLAN, M. ; LERCH, M. L. F. ; PETASECCA, M. ; KHANNA, S. ; PEREVERTAYLO, V. L. ; METCALFE, Peter ; ROSENFELD, A. B., A silicon strip detector dose magnifying glass for IMRT dosimetry. *Medical Physics* 37 (2010), Nr 2010, S. 427–439
- [Xie 1998] XIE, Z. Q., State of the art of ECR ion sources. *Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167)* 3 (1998), S. 2662–2666
- [Yamashita i in. 1971] YAMASHITA, T. ; NADA, N. ; ONISHI, H. ; KITAMURA, S., Calcium sulfate activated by thulium or dysprosium for thermoluminescence dosimetry. *Health physics* 21 (1971), Nr 2, S. 292–300
- [Yasuno i in. 1983] YASUNO, Y. ; TSUTSUI, H. ; YAMAMOTO, O. ; YAMAHSITA, T., Feasibility of Two-Dimensional Dosimetry or an X Ray Imaging Method Using CaSO₄ TL Film. *Radiation Protection Dosimetry* 6 (1983), Nr 1-4, S. 341–343
- [Zeidan i in. 2010] ZEIDAN, Omar ; SRIPRISAN, S. I. ; LOPATIUK-TIRPAK, O. ; KUPELIAN, P. ; MEEKS, S. L. ; HSI, Wen C. ; LI, Zuofeng ; PALTA, Jatinder ; MARYANSKI, M. J., Dosimetric evaluation of a novel polymer gel dosimeter for proton therapy. *Medical Physics* 37 (2010), Nr 5, S. 2145–2152
- [Zhang i in. 2010] ZHANG, Rui ; TADDEI, Phillip J. ; FITZEK, Markus M. ; NEWHAUSER, Wayne D., Water equivalent thickness values of materials used in beams of protons, helium, carbon and iron ions. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 9, S. 2481
- [Zhao i Das 2010] ZHAO, Li ; DAS, Indra J., Gafchromic EBT film dosimetry in proton beams. *Physics in Medicine and Biology* 55 (2010), Nr 10, S. N291–301
- [Zhu i in. 2013] ZHU, Ronald X. ; POENISCH, F. ; LIU, M. ; SAWAKUCHI, Gabriel ; TITT, Uwe ; BUES, Martin ; SONG, X. ; ZHANG, Xiaodong ; LI, Yupeng ; CIANGARU, George ; LI, Heng ; TAYLOR, M. B. ; SUZUKI, Kazumichi ; MOHAN, Radhe ; GILLIN, Michael ; SAHOO, Narayan, Commissioning dose computation models for spot scanning proton beams in water for a commercially available treatment planning system. *Medical Physics* 40 (2013), Nr 4, S. 041723
- [Ziegler i in. 2010] ZIEGLER, James F. ; ZIEGLER, M. D. ; BIRSACK, J. P., SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (2010), Nr 11-12, S. 1818–1823

W sumie 260 pozycji bibliograficznych.

Spis tabel

2.1	Porównanie podstawowych właściwości dozymetrycznych na podstawie literatury.	16
3.1	Skład masowy i atomowy folii TL typu MCP.	34
3.2	Parametry kamery PCO SensiCam oraz kamery Hamamatsu.	35
4.1	Standardowe parametry wygrzewania folii TL typu MCP w czytniku 2D TL.	44
5.1	Grubość ekwiwalentu wody folii TL typu MCP.	59
5.2	Parametr D_0 dopasowania krzywej odpowiedzi dawkowej dla różnych energii i typów promieniowania.	61
5.3	Wyniki analizy gamma indeks porównania obrazów zmierzonych detektorem MatriXX oraz folią TL z rozkładem dawki obliczonym w systemie planowania leczenia.	69
6.1	Porównanie wyników analizy rozkładów dawek dla planu przygotowanego w systemie do planowania leczenia oraz otrzymanych w wyniku symulacji Monte Carlo.	82
6.2	Żądane parametry poszczególnych plamek wiązki protonowej i węglowej.	91
B.1	Parameters saved to <code>.inf</code> files.	116

Spis rysunków

1.1	Rozkład głębokościowy dawki w wodzie dla różnych typów promieniowania.	2
1.2	Przykład symulacji rozkładu dawki podczas napromieniania objętości guza zlokalizowanego w mózgu.	3
2.1	Zjawisko termoluminescencji w oparciu o model pasmowej struktury energetycznej dielektryka.	9
2.2	Termoluminescencyjna krzywa świecenia dla detektora pastylkowego typu LiF:Mg,Cu,P.	10
2.3	Odpowiedź detektorów LiF:Mg,Cu,P (MCP) oraz LiF:Mg,Ti (MTS) na dawkę promieniowania gamma od źródła ^{137}Cs	12
2.4	Indeks liniowości głównych pików dozymetrycznych dla LiF:Mg,Cu,P (MCP) oraz dla LiF:Mg,Ti (MTS).	13
2.5	Względna wydajność termoluminescencji detektora pastylkowego typu LiF:Mg,Cu,P (MCP).	13
2.6	Krzywa termoluminescencyjna trzech przykładowych materiałów TL.	17
3.1	Straty energii protonów i jonów węgla w oddziaływaniach z elektronami i z jądrami ośrodka.	19
3.2	Średni zasięg protonów i jonów węgla w wodzie w zależności od energii początkowej jonów.	19
3.3	Krzywe Bragga dla wiązki protonów i jonów węgla.	20
3.4	Średnie rozproszenie w kierunku lateralnym w zależności od głębokości w wodzie dla różnych jonów.	21
3.5	Elementy budowy akceleratorów cząstek stosowanych we współczesnej radioterapii jonowej.	23
3.6	Wizualizacja rozmieszczenia pokoi oraz linii wiązki w ośrodku terapii jonowej HIT w Heidelbergu w Niemczech.	25
3.7	Schemat rozmieszczenia pomieszczeń i linii wiązki w ośrodku terapii protonowej PTC w Pradze.	26
3.8	Struktura czasowa wiązki z cyklotronu AIC-144.	27
3.9	Schemat budowy Centrum Cyklotronowego Bronowice.	28
3.10	Struktura czasowa wiązki z cyklotronu Proteus-235.	28
3.11	Zdjęcia czytników zaprojektowanych i zbudowanych w IFJ PAN.	33
3.12	Przykłady folii TL różnych kształtów i wielkości	35
3.13	Wydajność kwantowa kamery Hamamatsu, kamery PCO, transmisja poszczególnych elementów toru optycznego, spektrum emisji folii TL typu MCP oraz wydajność kwantowa fotopowielacza bialkalicznego.	36
3.14	Schemat budowy czytnika 2D TL oraz zdjęcie czytnika.	36
3.15	Budowa grzałki $20 \times 20 \text{ cm}^2$ zaprojektowanej dla czytnika 2D TL folii TL $200 \times 200 \text{ cm}^2$	37
3.16	Ułożenie elementów sterujących systememami czytnika 2D TL.	38
3.17	Przykład wykresu DVH dla planu napromienienia objętości 1 cm^3	39
3.18	Przykładowy obraz przekroju poprzecznego przez izocentrum napromienionej objętości oraz profile X i Y	39
3.19	Geometryczna interpretacja obliczania parametru indeksu gamma	41

4.1	Przebieg temperatury wygrzewania dla czytnika 2D TL zbudowanego w ramach programu MAESTRO.	43
4.2	Schemat płyty grzejnej nowego typu z zaznaczonymi pozycjami czujników temperatury .	43
4.3	Warstwowa budowa grzałki nowego typu.	44
4.4	Przykładowy przebieg średniej zmierzonej temperatury odczytu folii TL typu MCP . . .	45
4.5	Temperatury uśrednione z trzech czujników dla czterdziestu odczytów	45
4.6	Średnia wartość tła oraz odchylenie standardowe w zależności od temperatury matrycy CCD kamery Hamamatsu C4742	46
4.7	Diagram procedury odczytu folii termoluminescencyjnej w czytniku 2D TL	47
4.8	Diagram procedury korekcji niejednorodności obrazów oraz zniekształceń geometrycznych.	49
4.9	Korekcja geometryczna przykładowego odczytu detektora.	50
4.10	Wycinanie obszaru detektora z całości zmierzonego obrazu.	51
4.11	Obraz sygnału TL bez korekcji oraz po korekcji jednorodności.	52
4.12	Względna jednorodność detektorów przed korekcją i po korekcji.	52
4.13	Wpływ filtracji medianowej i filtru dolnoprzepustowego na jednorodność względną obrazów odczytu folii TL napromienionych jednorodnie dawką promieniowania ^{60}Co	53
4.14	Zastosowania filtra drobnych cząstek.	54
4.15	Przykład zastosowania narzędzia do analizy histogramów z zadanego obszaru.	54
4.16	Przykład zastosowania narzędzia do analizy profili liniowych.	54
4.17	Przykład zastosowania narzędzia do analizy plamek ołówkowej wiązki jonowej.	55
5.1	Zmiana czułości folii TL typu MCP.	57
5.2	Rozkłady głębokościowe dawki otrzymane w pomiarze wartości WET folii TL typu MCP.	58
5.3	Odpowiedź folii TL typu MCP na dawkę od źródła ^{60}Co oraz promieniowania X 6 MV. .	60
5.4	Indeks liniowości odpowiedzi na dawkę od źródła ^{60}Co i promieniowania X 6 MV folii TL typu MCP.	60
5.5	Odpowiedź folii TL typu MCP na dawkę od protonów i jonów węgla.	61
5.6	Indeks liniowości odpowiedzi dawkowej od protonów i jonów węgla oraz promieniowania X 6 MV folii TL typu MCP.	62
5.7	Zależność dawki charakterystycznej folii TL typu MCP od średniego LET.	62
5.8	Zależność względnej wydajności termoluminescencyjnej folii TL typu MCP od energii i LET wiązki protonów.	63
5.9	Zależność względnej wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP od energii i LET wiązki jonów węgla.	64
5.10	Zależność względnej wydajności termoluminescencji folii TL typu MCP od natężenia prądu wiązki.	65
5.11	Ustawienie detektorów w fantomie PMMA do pomiaru krzywych Bragga.	65
5.12	Fantom klinowy wykorzystany do pomiaru krzywych Bragga.	66
5.13	Odczyt detektora napromienionego za fantomem klinowym wiązkami protonów i jonów węgla.	66
5.14	Wynik pomiarów krzywych Bragga wiązki protonowej i jonów węgla wykonanych w dwóch eksperymentach.	67
5.15	Schemat układu pomiarowego do badania przydatności systemu 2D TLD do weryfikacji planów leczenia.	68
5.16	Rozkład dawki na głębokości w wodzie 51 mm obliczony w systemie planowania leczenia, zmierzony folią TL oraz mapą indeksów gamma.	69
6.1	Przykład plamki jonów w kształcie asymetrycznego dwuwymiarowego rozkładu Gaussa z rotacją.	72
6.2	Schemat budowy komory wielodrutowej.	73
6.3	Relacja między symetrią rzeczywistą plamki jonów a symetrią obliczoną na podstawie analizy profili dla różnych kątów rotacji.	75
6.4	Przykład obrazu plamki o symetrii $S \approx 5\%$ wygenerowanej w programie Matlab.	76
6.5	Rozmiary plamki obliczone różnymi metodami analizy rozmiary w zależności od kąta jej rotacji.	76

6.6	Indeks liniowości folii TL typu MCP dla dawki od protonów o energiach 80 MeV, 150 MeV i 225 MeV oraz dla filmów Gafchromic [®] EBT3.	77
6.7	Znormalizowane profile przechodzące przez środek masy plamki zmierzonej folią TL dla różnych wartości dawki w maksimum plamki.	78
6.8	Średni rozmiar plamki napromienionej z różnymi wartościami dawki w maksimum, zmierzonej systemem 2D TLD oraz obliczonej na podstawie odpowiedzi dawkowej filmów Gafchromic [®] EDR3.	79
6.9	Geometria, dla której przygotowano plan w systemie do planowania leczenia.	80
6.10	Rozkład dawki obliczonej w systemie do planowania leczenia na podstawie przygotowanego planu.	81
6.11	Porównanie krzywych SOBP obliczonych w systemie do planowania leczenia oraz przy pomocy symulacji Monte Carlo.	82
6.12	Obraz przekroju poprzecznego przez izocentrum objętości PTV obliczony w systemie do planowania leczenia oraz przygotowany na podstawie symulacji Monte Carlo.	82
6.13	Wykresy DVH objętości PTV oraz objętości $2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ wygenerowane w systemie do planowania leczenia oraz obliczone na podstawie symulacji Monte Carlo.	83
6.14	Przekroje poprzeczne przez centrum objętości PTV dla różnych asymetrii pojedynczej wiązki ołówkowej dla $\theta = 40^\circ$	84
6.15	Wykresy DVH dla objętości PTV dla wszystkich symulacji z podziałem na kąt rotacji plamki.	85
6.16	Zależność płaskości rozkładu dawki, F , w objętości PTV od rzeczywistej symetrii, S , wiązki dla badanych kątów θ jej rotacji.	86
6.17	Zależność dawki bliskiej minimum dostarczonej do objętości PTV od rzeczywistej symetrii plamki dla różnych kątów rotacji.	86
6.18	Szerokość bocznych półcieni w kierunku w zależności od rzeczywistej symetrii plamki dla różnych kątów jej rotacji.	87
6.19	Średnia dawka oraz dawka bliska maksimum dostarczona do objętości OAR.	88
6.20	Wykresy DVH dla objętości OAR dla kątów rotacji plamki 30° , 40° i 45° dla różnych współczynników symetrii.	88
6.21	Schemat ułożenia detektorów 2D TL i filmu Kodak w fantomie PMMA.	90
6.22	Wzór napromieniania do pomiarów geometrycznych właściwości plamek skanującej wiązki ołówkowej.	91
6.23	Wyniki pomiaru odległości między poszczególnymi pozycjami plamek napromienionych protonami i jonami węgla zmierzone foliami TL oraz filmami Kodak [®] EDR2.	92
6.24	Średnie rozmiary plamki ołówkowej wiązki protonów i jonów węgla, zmierzone systemem dozymetrii 2D TLD oraz systemem Kodak [®] EDR2.	93
6.25	Układ plamek, w którym dla każdego kąta gantry napromieniane były dwie plamki: w środku oraz na wybranej pozycji.	94
6.26	Rozmiary plamek dla różnych kątów gantry dla trzech energii zmierzone detektorem 2D TL oraz systemem Lynx 2D.	94
6.27	Symetrie plamek dla różnych kątów gantry mierzone dla energii 226 MeV.	95
6.28	Obraz detektora napromienionego wiązką ołówkową o energii 226 MeV przy różnych kątach ramienia gantry oraz kąt rotacji plamki.	96
6.29	Mapa napromieniania wykorzystywana do pomiarów rozmiarów oraz względnych położeń skanującej wiązki protonowej.	97
6.30	Odległość plamek narożnych od plamki środkowej dla różnych energii wiązki protonowej.	97
6.31	Średni rozmiar plamek w powietrzu w izocentrum stanowiska dla różnych energii protonów.	98
6.32	Symetrie plamek obliczone metodą analizy profili przechodzących przez środek masy oraz metodą dopasowania dwuwymiarowego asymetrycznego rozkładu Gaussa z rotacją.	99
6.33	Ustawienie detektorów 2D TL w fantomie RW3 do pomiaru zależności rozmiaru wiązki od głębokości.	100
6.34	Rozmiar plamki na różnych głębokościach ekwiwalentu wody dla czterech wybranych energii początkowych wiązki protonowej.	101
A.1	Względna różnica rozmiarów plamki obliczona dwiema metodami.	111

B.1	Convert Menu.	117
B.2	Export menu.	117
B.3	Options panel that is shown when the software starts.	117
B.4	Open Image and Information panel.	119
B.5	Additional Information panel with an example readout and detector information.	119
B.6	Main Image panel with an example image loaded and a context menu opened.	120
B.7	Processing panel in automatic and manual modes.	121
B.8	Line profile and Histogram tabs.	122
B.9	Flowchart of standard image processing.	124
B.10	Defining a calibration grid.	126
B.11	An example of Camera Correction function usage.	126
B.12	An example of Cutting ROI function usage.	127
B.13	The size of a detector compared to the area of measurement.	127
B.14	An example of the Spatial Correction function usage.	128
B.15	An example of Gaussian spot analysis.	130
B.16	Workflow diagram of reading 2D TL foils using large-area TL reader.	131
B.17	Acquire Image panel.	132
B.18	Information panel.	132
B.19	Keyboard of the large-area TL reader with emergency button marked.	133