

Dosimetry and Quality Control of Scanning Proton Beams

DISSERTATION University of Groningen

Sjirk Boon(1998)

Chapter4 Dosimetry using a CCD + scintillator system

概略

- ここでは、治療用スキャニング陽子線の線量測定と QC のための装置の開発について述べる。
- 本システムはシンチレータベース EPIDs と類似しているが、その目的は 2 次元線量分布の測定である。
- 本システムはシンチレータスクリーン、鏡、CCD カメラから構成されている。
- 本システムでは、水等価ファントムの下流側に設置した薄いシンチレータから発生するシンチレーション光の測定により、ファントム下流における 2 次元線量分布を測定する。
- 特に放射線検出器としての性能の評価について調査するため、測定には主にブロードビームを利用した。これにより、標準的な線量系との比較が可能になる。

1.理論

1.1.放射線治療でのシンチレータの利用 (ポータルイメージングとの比較)

- シンチレータの放射線治療における利用の例
ポータルイメージング、小線源療法の線量測定
- 本システムのポータルイメージングとの違い
 - スクリーンがファントムの一部になっている
 - ポータルイメージングでは画像のコントラストに重点を置き、検出効率の向上や散乱線の除去のためシンチレータに金属板が取り付けられている
 - 一方、本システムではコントラストは重要でなく、線量測定上の特性(dE/dx 依存性など)や空間分解能に重点がおかれている。
 - シンチレータの放射線損傷はよく問題とされる。しかし相対線量測定の場合、装置の校正を行うのであまり問題にはならない。

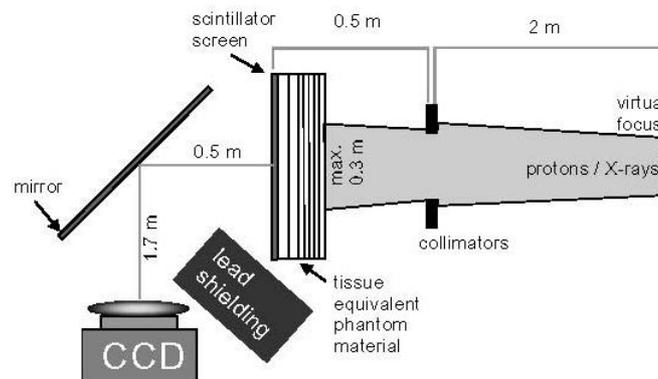


Figure 4.1: Diagram of the setup, not to scale.

1.2. シンチレーション過程におけるクエンチング効果

- ・電離放射線の有機シンチ中でのエネルギー損失量の内、シンチレーション光に変換される割合をシンチレーション効率 ϵ という。
- ・エネルギー損失量とシンチレーション光の関係は、 dE/dx が高く ($>>1\text{MeVcm}^2/\text{g}$) になるとクエンチングのために非線型になる。この場合の応答は Birks のモデルで表される

$$\frac{dL}{dx} = \left[\epsilon \frac{dE}{dx} \left(1 + kB \frac{dE}{dx} \right) \right] \quad (4.1)$$

- ・ kB の値については複数の報告があるが、それぞれ異なるエネルギー領域に対し、異なる値が報告されている。
- ・無機シンチレータのシンチレーション過程は有機シンチレータと異なるが、その応答は Birks モデルの式で表すことができる(但し kB の意味は有機シンチレータと異なる)。

Table 4.1: Physical properties of different scintillator screens (from [27, 36, 77] together with the thickness of the scintillators we have used. Effective potential as used in Bethe-Bloch equation.

		NE102A	Gd ₂ O ₂ S:Tb	CsI:Tl
density (g/cm ³)	ρ	1.032	7.3	4.5
$Z_{\text{eff}}/A_{\text{eff}}$		0.5	0.41	0.42
eff. excitation potential (eV)	I	$6.5 \cdot 10^1$	$4.9 \cdot 10^2$	$5.5 \cdot 10^2$
scintillation eff (%)	ϵ	6.3	18	9.2
light escape fraction (%)	ζ	95	22	22
peak wavelength (nm)	λ	423	544	580
\leftrightarrow energy per photon (eV)	E_{light}	2.29	2.24	2.14
light decay time (μs)	τ	0.0024	2.4	1
effective thickness (mg/cm ²)	t	2.5	33.7	45

1.3. 各種シンチレータの特性比較(NE102A, Gd₂O₂S:Tb, CsI:Tl)

(1) NE102A(有機シンチ)

- ・原子核実験で広く使用され、その特性はよく知られている。
- ・利点は人体組織と組成がほぼ等価であり、水中線量への変換が容易な事

(2) Gd₂O₂S:Tb

- ・粉末状で、基板に付着した状態で使用される。
- ・診断用放射線のイメージインテンシファイヤのスクリーンとして利用される他、ポータルイメージングでも利用される。
- ・利点は波長が光検出システムに良く合っている事と、一様性に優れた商業用スクリーンが利用できる事(Lanex, Eastman Kodak)

(3) CsI:Tl

- ・単一結晶として利用できるほか、粉末を基板に付着した状態(今回の用途に適した形態)でも利用できる。

1.4. シンチレータ発光スペクトルの電離密度(dE/dx)依存性

無機シンチレータ($Gd_2O_2S:Tb$)の発光スペクトル(可視光)に対する電離密度の影響を調査
入口付近(1cm)とピーク位置(20cm)でそれぞれスペクトルを測定。

(1)測定ビーム

- 測定ビーム
180MeV 陽子線(KVI 多目的ビームライン)
- 測定ビームの dE/dx(ファントム材: ポリスチレン)
(1)比較的低 dE/dx ($6MeVcm^2g^{-1}$: ファントム厚 1cm)
(2)比較的高 dE/dx ($23MeVcm^2g^{-1}$: ファントム厚 20cm、ブラッグピークに相当)

(2)測定装置

- 測定器
LEISS 分光計(波長 300nm~600nm)+光電子増倍管
- 波長の校正
ヘリウムランプを使用。

(3)測定結果(Fig.4.2)

- 定数倍することにより互いのスペクトルのピークをほぼ一致させることができる。
- ピークスペクトルの 26%と深さ 1cm のスペクトルのピークがほぼ一致する。これは 180MeV 陽子線 (initial energy spread 0.5%)のピーク線量/表面線量比 3.8 に対応する。
- 以上の事から電離密度 $6\sim 23MeVcm^2g^{-1}$ の範囲では $Gd_2O_2S:Tb$ の発光スペクトルはほぼ一定といえる。
- このことから、電離密度はシンチレータ内における発光過程にあまり影響しないと考えられる。

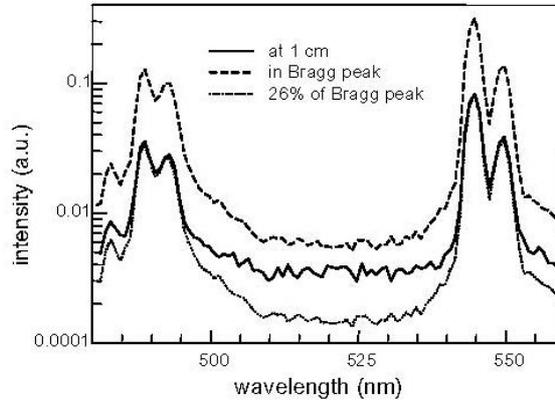


Figure 4.2: Visible light spectrum of $Gd_2O_2S:Tb$ scintillator screen measured with LEISS spectrometer for 180 MeV protons at a depth of 1 cm polystyrene (solid line) and at a depth of 20 cm polystyrene (dashed line) and at a depth of 20 cm divided by a constant factor (dotted line)

2.CCD+screen システムの理論的な性能評価

2.1.収量に寄与する過程(質量阻止能比 $S_{scint,w}$)

(1) 電離放射線のシンチレータ内でのエネルギー損失

(X線の場合)

- 6MVX線の素過程：光電効果、コンプトン散乱、対生成
- 電子平衡のため、シンチ厚はコンプトン電子の飛程より十分薄くする必要がある
- また、ファントム材をシンチレータの上・下流両方に設置する必要がある(空洞原理を適用するため)
- 質量阻止能比は PHOTCOEF コードで計算

(陽子線の場合)

- 素過程：大部分クーロン相互作用。非弾性ハドロン相互作用(約3%)は無視した。
- 水中線量は陽子線の質量阻止能比(SRIMコード)から計算できる(2次電子飛程はシンチ厚より十分小さいため)。
- 後方散乱陽子線は0.1%未満なのでシンチ下流のファントム材は不要である。

(2) 2次電子のエネルギーから可視光への変換($T \cdot \epsilon / E_{light}$)

(シンチレーション効率 ϵ)

- 陽子線とX線を比較すると、陽子線では dE/dx が高い(6-50MeVcm²/g)のでクエンチングの効果が大きく、2次電子のエネルギースペクトルが互い異なる。
- 上記の理由により、 ϵ の値は放射線の種類により異なる可能性があるが、陽子線の ϵ については過去の報告がないため、今回は全てX線による報告の値を用いた。
- 計算に用いた不確定性は各報告の値の差にもとづく。

(シンチレーション光のエネルギー E_{light})

- E_{light} の計算には Table4.1.のピーク波長の値を用いた。

(3) 発生したシンチレーション光が外に放出される割合(escape fraction ξ)

- NE102Aは透明(屈折率1.581)なので、ここでは ξ を95%とした(フレネル反射)
- Gd₂O₂S:TbとCsI:Tlの場合はより複雑。Ref.29の経験的モデルによる計算では $\xi=22 \pm 4\%$ という結果が得られた。

(4) 放出されたシンチレーション光の角度分布(非等方性因子 θ)

- NE102Aは透明なので角度分布は等方的($\theta=1$)
- 不透明なシンチの場合 Lambertian 分布(ランベルトの余弦則、完全拡散面)を仮定($\theta=4$:前方に光が集中)したが、顕著なずれが何例か報告されている(θ の誤差は最大で25%)。

(5) 放出されたシンチレーション光が CCD に到達する割合(光学系の特性 ω)

- カメラレンズのF値をF、倍率をmとすると CCD に到達するシンチレーション光の立体角 ω ($=\Omega/4\pi$)は次式で表される

$$\omega = \left[\frac{\pi}{4} \cdot \frac{m^2}{F^2(1+m)^2} \right] \frac{1}{4\pi} \quad (4.2)$$

- 今回は大口径レンズ(開放F値1.3)、焦点距離 $f=50\text{mm}$ を使い、実験ではF値を5.6とした
- スクリーンからカメラの距離が長く(2.2m)、画角は約 2.5° 程度である。ケラレ(vignetting)の影響は最大で0.4%であり、無視することとした。
→ コサイン4乗則を指しているらしい。 $(1 - \cos^4 2.5^\circ) / 4 = 0.38\%$

(6) CCDピクセル内の光から光電子への変換効率(量子効率 η)

- 量子効率は波長に依存し、従ってシンチレータの種類に依存する。

(7) レンズの透過率 (L:博論)

カメラレンズ内で光の一部が吸収される程度を表す。ここでは類似のシステムを用いた文献の値 (L=0.9)を用いた。

(無機シンチレータのアフターグロー)

無機シンチの発光は照射終了後も継続するが、30 秒間照射の場合、発光時間の長い成分 ($\tau > 1\text{s}$)が照射終了後に発光する量は全体の 1%未満である。

(誤差の主な要因)

計算の誤差は主にシンチレーション光の発生過程 E_{light} 、シンチレーション効率 ϵ と、外に放出される割合 ξ に起因する。

(CCD カメラの理論的な収量)

$$\text{yield} = S_{\text{scint},w} \cdot \frac{t \cdot \epsilon}{E_{\text{light}}} \xi \theta L \eta \cdot \omega \cdot A_{\text{pix}} \cdot \frac{N_{\text{bin}}}{N_{\text{elec}}} \text{ADU Gy}^{-1} \text{pixel}^{-1} \quad (4.3)$$

A_{pix} : CCD 素子 1 ピクセルの面積

N_{bin} : ビニングにより出力前に加算されるピクセル数(平均値ではなく和を出力する場合)。

N_{elec} : 1ADU あたり収集される電子の数

Table 4.2: Comparison of the scintillator-dependent parameters. The values for t , ϵ and E_{light} can be found in table 4.1. The source of the other numbers is described in the text. Expressed uncertainties are 1σ

			NE102A	Gd ₂ O ₂ S:Tb	CsI:Tl
1a	ratio scintillator/H ₂ O dose for X-rays	$(g_{\text{scint},w})_X$	0.97±0.03	0.92±0.03	0.89±0.03
1b	ratio scintillator/H ₂ O dose for protons	$(g_{\text{scint},w})_p$	0.98±0.03	0.59±0.02	0.59±0.02
2	light photons /cm ² /Gy in scint	$t \cdot \epsilon / E_{\text{light}}$	3.4±0.3·10 ¹²	1.7±0.1·10 ¹³	1.2±0.1·10 ¹³
3	escape fraction	ζ	0.95±0.04	0.22±0.01	0.22±0.01
4	angular anisotropy light	θ	1.0±0.05	4.0±0.3	4.0±0.3
6	transmittance of the lens	L	0.9	0.9	0.9
7	quantum eff. CCD	η	0.050±0.001	0.36±0.01	0.40±0.01

Table 4.3: Step 5: efficiencies of the optical system (calculated with equation (4.2)) used in the different setups and the area on the scintillator screen that corresponds to 1 single pixel on the CCD chip

	eff. of the opt. system ω	pixel area A_{pix} (cm ² (1 pixel) ⁻¹)
AZG March 1996	1.31·10 ⁻⁶	2.27·10 ⁻³
Louvain April 1996	5.16·10 ⁻⁶	2.30·10 ⁻³
Louvain June 1997	1.19·10 ⁻⁶	2.50·10 ⁻³
Uppsala May 1996	8.64·10 ⁻⁷	1.75·10 ⁻³
Uppsala Nov. 1997	7.88·10 ⁻⁷	1.92·10 ⁻³
PSI Nov. 1996	3.41·10 ⁻⁷	1.77·10 ⁻³
PSI May 1997	2.12·10 ⁻⁶	1.39·10 ⁻³

Table 4.4: Comparison of the estimated yields for the different experimental setups for various scintillator types. The yields are calculated using equation (4.3) and expressed in $\text{ADU Gy}^{-1} (\text{pixel})^{-1}$, of which ADU is the unit of the 15 bits number as readout by the CCD electronics. 1 ADU is equivalent to ≈ 2.5 electrons collected charge in a single pixel. $N_{\text{bin}} = 4$. The quoted uncertainties are 1σ .

	NE102A	Gd ₂ O ₂ S:Tb	CsI:Tl
AZG March 1996	-	$2.2 \pm 0.2 \cdot 10^4$	-
Louvain April 1996	-	$5.5 \pm 0.6 \cdot 10^4$	-
Louvain June 1997	-	$1.4 \pm 0.1 \cdot 10^4$	-
Uppsala May 1996	-	$6.9 \pm 0.7 \cdot 10^3$	$5.0 \pm 0.4 \cdot 10^3$
Uppsala Nov. 1997	-	$7.0 \pm 0.7 \cdot 10^3$	-
PSI Nov. 1996	$1.5 \pm 0.1 \cdot 10^3$	$2.8 \pm 0.3 \cdot 10^4$	-
PSI May 1997	-	$1.4 \pm 0.1 \cdot 10^4$	-

2.2. 空間分解能に寄与する過程 (PSF)

吸収線量から CCD 信号への変換過程で生じる歪曲の内、複数のピクセルに影響する過程であり、点広がりの関数(PSF)で表すことができる。

(PSF に寄与する過程)

- ・シンチレータで発生した光子が境界面で屈折して、発生地点からずれた位置からシンチレータ外に放出される場合
- ・鏡での反射、レンズの絞りによる散乱など

(PSF の表現)

- ・PSF は幅の異なる二つのガウシアンで表す事が出来る[34]
- ・細いガウシアンは波高が最大で、「空間分解能」の定義として用いられる。
- ・太いガウシアンは数 cm の幅を持ち、スクリーン及び PMMA 内での光の散乱や、鏡からスクリーンに後方散乱する光に起因する。
- ・太いガウシアンの波高は通常 2~3%以内であるが、2次元の面上での積分値はかなり大きい値になる可能性がある。

(入力と出力の関係:博論)

- ・光 PSF を h とすると学系の応答 g は入力 f と PSF h のたたみ込みで表される。

$$g(x, y) = h(x, y) \otimes f(x, y) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x-x', y-y') f(x', y') dx' dy' \quad (4.4)$$

- ・たたみ込み定理を用いると空間領域のたたみ込みは周波数領域の積で表される。

$$g(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}(\mathfrak{F}(h(x, y)) \cdot \mathfrak{F}(f(x, y))) \quad (4.5)$$

- ・一つのガウシアン($\sigma=20$)のみで計算した、様々な幅を持つ矩形照射野の応答を Fig.4.3 に示す。図から照射野の減少と共に出力の最大値が減少していることが分かる。これが応答の照射野サイズ依存性の原因となる。

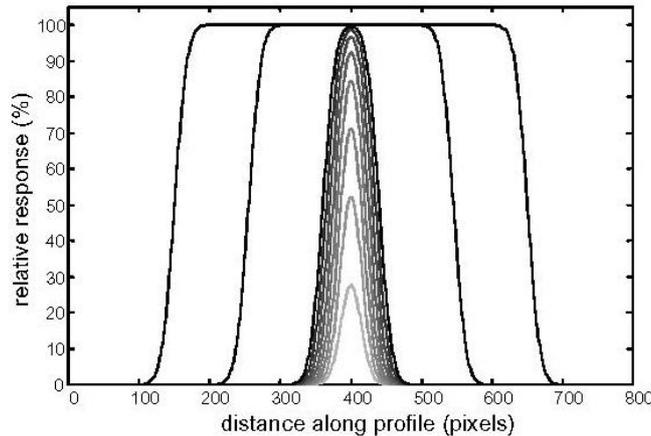


Figure 4.3: Illustration of the effect of point spreading on the response. The point spread function is assumed to be a Gaussian with a width σ of 20 pixels (FWHM = 47). The width of the (rectangular) input field varied from 10 pixels to 80 pixels in steps of 10, followed by a field with a width of 210 and 500 pixels.

(PSF の位置依存性とその解消)

- カメラベース EPIDs において、PSF はスクリーン上で一定ではない事が知られており、特にスクリーンと鏡の距離に依存する。
- これは鏡で反射した光がスクリーンに戻り、さらに反射される影響によるもので、スクリーンと鏡の距離を離すことにより減少させることができる。
- EPID ではスクリーンの端が鏡にマウントしているが、今回の実験セットアップではスクリーンと鏡を 0.5m も離れたのでスクリーンへの逆反射の影響が無視できる。したがって PSF はスクリーン面内で一様と見なすことが出来、さらに PSF の広いガウシアン成分は非常に小さくできる。

(PSF の測定)

- PSF h は点線源や線線源(非常に細いコリメータ)により実験的に測定する事が可能である。しかし、ダイナミックレンジの限界により、この方法で広いガウシアン成分を十分な精度で求めることは困難である。
- PSF h は収量の照射野サイズ依存性を利用して決定することもできる。PSF h が2つのガウシアンであると仮定した場合の照射野サイズ依存性の式を(4.5)式から求め、測定結果をカーブフィットする事によりパラメータを実験的に求めることができる。
(デコンボリューションによる原画像復元:博論)
- カーブフィットにより h のパラメータを決定できた場合、デコンボリューション法により応答 g から原画像 f を求める事ができる。

$$f(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}(\mathfrak{F}(g(x, y)) / \mathfrak{F}(h(x, y))) \quad (4.6)$$

- しかし、PSF が正確に求められた場合であっても、デコンボリューションはノイズの影響を非常に受けやすい事に注意する必要がある。デコンボリューションは常にノイズを増幅する。これは、応答 g には高調波成分であるノイズが含まれており、この成分は PSF h のフーリエ変換で割りきることができずに残ってしまうからである。
- 高調波成分をフィルタリングする事により、デコンボリューション時のノイズの影響を抑えることができるが、原画像の情報(各ピクセルの個別の成分)を損なわないように注意する必要がある。特に、複雑な照射野の場合、一定のカットオフ周波数を適用すると局所的に信号成分の減少を招く。従って、アダプティブフィルタリング法(Wiener filtering など)を用いるべきである。しかし、Wiener フィルタリングにおいても S/N 比がデコンボリューションに対して大きな影響を持つ。したがって、デコンボリューションが必要な場合、デコンボリューション/フィルタリング法と同様にノイズの低減に最大限の注意を払う必要がある。

2.3. SN 比に寄与する過程

各々のピクセルの持つノイズ成分は測定毎の出力信号のばらつきを生む。

(S/N 比に寄与する過程)

- ・エネルギー付与過程の統計的なばらつき(実際の線量自体のばらつき)
- ・測定によって生じる誤差

(S/N 比の算出)

S/N 比の計算値を求める事により、S/N 比改善の手がかりが得られる事に加え、測定の精度(正確に測定可能な最小線量)を知ることができる。また、スキャンニングシステムで単一スポット測定の可否を判断できる。

(1)エネルギー付与 ΔE のばらつき $\sigma_{\Delta E}$

電離粒子(シンチレータ 1cm^2 当たり N_p 個)によるエネルギー付与 ΔE は

$$\Delta E = \delta E \cdot N_p \quad (4.7)$$

となる(δE は 1 粒子のエネルギー付与)。X 線と陽子線の場合、共に ΔE のばらつきはポアソン分布で与えられる(δE がポアソン分布に従うため)。

$$\sigma_{\Delta E} = \frac{\sigma_{\delta E}}{\sqrt{N_p}} \quad (4.8)$$

通常の線量では、 N_p の数が大きい(10^5 程度)ので ΔE のばらつき($\sigma_{\Delta E}$)は無視できる。

(2)発生光子数 $N_p \cdot N_q$ のばらつき σ_{pq}

個々の電離粒子はシンチレータとの相互作用により光子を発生させる。発生する光子数 N_q は次式で与えられ、ポアソン分布に従う(δE がポアソン分布に従うため)。

$$N_q = \frac{\delta E \cdot \varepsilon}{E_{\text{light}}} \quad (4.9)$$

(ここで E_{light} は 1 光子当たりのエネルギー、 ε はシンチレーション効率である。)

電離粒子 N_p 個により発生する全光子数の期待値は $N_p \cdot N_q$ であり、ばらつきは

$$\sigma_{pq}^2 = N_p N_q^2 + N_p N_q \quad (4.10)$$

となる(ポアソン分布に従う確率変数の積の標本分布のばらつき： N_p と N_q は独立変数ではないので互いに対称な式にはならない)

(3)検出される光子数 N_c とそのばらつき σ_c^2

発生した光子が CCD カメラに検出される確率 p_c は次式で表される。

$$P_c = \xi \cdot \theta \cdot \omega \cdot \eta \quad (4.11)$$

検出過程は二項分布(検出されるか否か)に従い、検出される光子数 N_c は、

$$N_c = p_c N_p N_q \quad (4.12)$$

となり、ばらつきは

$$\sigma_c^2 = N_p N_q p_c (1 - p_c) + p_c^2 N_p N_q^2 + p_c^2 N_p N_q \quad (4.13)$$

と表される(general error propagating rules を用いた)。

(4)S/N 比の計算式

(4.13)式は 2 つの極限では以下のように簡略化できる。

- ・検出確率 p_c が高い場合
ポアソン分布に起因する項(主に第 2 項、 N_q が小さい場合は第 3 項も)が支配的
- ・検出確率 p_c が低い場合
二項分布に起因する項(第 1 項)が支配的になる。

Table4.5 に示した計算結果によると、今回の場合二項分布が支配的である。したがって、

$$SNR = \frac{N_c}{\sigma_c} = \sqrt{p_c N_p N_q} \quad (4.14)$$

Table 4.5: Numerical calculation of the SNR per pixel for $Gd_2O_2S:Tb$ with $t=0.034 \text{ g/cm}^2$ and a dose of 1 Gy of 177 MeV protons. The steps correspond to the steps in the tables 4.2 and 4.3. The uncertainty (1σ) is due to the uncertainties in p_c , N_p and N_q

	step	$Gd_2O_2S:Tb$
N_p	1	$1.46 \cdot 10^6$
N_q	2	$6.83 \cdot 10^6$
p_c	3-6	$3.4 \cdot 10^{-9}$
$N_p N_q p_c (1 - p_c)$ (detection term)		$3.4 \cdot 10^4$
$p_c^2 N_p N_q^2$ (source term)		$1.1 \cdot 10^0$
SNR		$1.8 \pm 0.1 \cdot 10^2$

(読み出しノイズ)

- 電荷が CCD に収集された後、信号が増幅され、デジタル値に変換される。この際「読み出しノイズ」が生ずる。このノイズはシャッターを閉じた状態での測定により得られる画像の統計的なばらつきから求めることができ、その大きさは信号と独立で、おおよそ 11 電子(1s.d.)収集電荷である。

3.実験装置と実験方法

3.1.実験セットアップ

- 装置(Fig.1)は施設間の移動が容易になるよう設計されている。
- 測定深さはシンチレータ上流面にポリスチレン板を挿入する事で調節する(STD 一定)。
- 水ファントム測定(SSD 一定)との比較の際には $1/r^2$ の補正を行った。

(ポータルイメージングとの違い)

- 鏡とシンチレータ面の距離が長い(鏡からシンチへの逆反射を避けるため)
- スクリーンを金属板でバックアップする必要がない。

(CCDカメラの仕様)

- カメラ品名 : Hi-SIS 24 (オランダ Lambert Instruments BV 製)
- CCD チップ品名 : Kodak KAF-0400 (786×512 ピクセル)
- CCD ピクセル数 : 786×512 ピクセル
- CCD 素子寸法 : $9 \times 9 \mu\text{m}^2$
- CCD ダイナミックレンジ : 15bit=32768ADU (2.5 electrons / ADU)
- 暗電流 : $\approx 2 \text{ electrons / min at room temperature}$ (1 ~ 3 分間の測定が可能)
- データ収録 : ISA 16bit インターフェースカード経由で IBM-PC に保存

(撮影条件)

- 測定時の倍率 : $m \approx 0.02 \rightarrow$ CCD ピクセル当たりの撮影範囲 $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$
- ビニング : 2×2 を使用(以下 CCD4 ピクセルを画像 1 ピクセルとして扱う)

(測定ビームラインの仕様)

- Uppsala 175MeV 陽子線 :
照射野形成 : 二重散乱体+レンジモジュレータホイール
仮想焦点 - スクリーン間距離 : 2.5m
- Louvain-la-Neuve 80MeV 陽子線 :
照射野形成 : (散乱フォイル+annulus occluder)+レンジモジュレータホイール
仮想焦点 - スクリーン間距離 : 1.5m

(3)Groningen 大学病院リニアック 6MV X線

電子平衡と X線後方散乱のため、シンチ下流面に PMMA ファントム 1cm を設置した。

3.2.バックグラウンド信号に寄与する過程

(1)暗電流

低暗電流カメラでは無視できる。

(2)周辺機器の発光

- ・遮光に細心の注意を払ったが、完全には遮光されなかった。
- ・測定時と同じ測定時間でビーム無しの測定により BG を求めた。
- ・typical には CCD ダイナミックレンジの 3%程度であり、ビーム有り測定の結果から差し引くことにより除去した。

(3)間接電離放射線の CCD 入射

- ・コリメータで発生した X 線、 γ 線、中性子などが CCD 素子に直接入射する場合があります。高い出力信号(スパイク)として観測される(スパイクの補正方法は後述)。

(4)PMMA の発光

- ・ファントム材として用いられる PMMA はシンチレーション光を発生し、我々の測定では X 線、陽子線の場合いずれも全出力の 10%に達した。
- ・ポリスチレンはシンチレーション光を発生しないが、不透明であるため X 線のシンチレータ下流面側のファントム材には PMMA を用いた。我々は PMMA の寄与を個別に測定し、実際の測定結果から差し引いた。

3.3.バックグラウンド補正

- ・BG の内コンスタントな成分については測定結果から差し引く事で補正できる。
- ・確率的なスパイク成分については CCD の遮蔽(鉛)により低減できるが完全ではないため、後述の補正アルゴリズムを用いて補正をおこなう。

(スパイク成分の補正アルゴリズム)

- (1)同じ測定を 2 回行う。
- (2)2つの画像の差の分布「スパイクマップ」を作る。
- (3)「スパイクマップ」のピクセル成分が閾値より多い場合はスパイクと見なし、小さい方のピクセル成分を採用する。
- (4) 閾値以下の場合はスパイク無しと見なし、2つの画像の平均値を採用する。

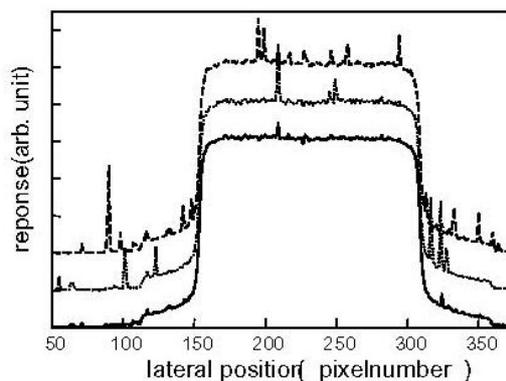


Figure 4.4: Profile of a X-ray field with (continuous line) and without background correction (dashed lines, see text for explanation). The profiles are plotted with different offsets and 1 pixel corresponds with 0.9 mm

3.4. 画像データの取り扱い

- ・画像データから収量を求めるにあたって2つの方法を用いた。

(1) ROI 平均

線量変化の緩やかな領域(全測定で固定)における 36 ピクセル(≒4mm²)の ROI 平均。

(2) スクリーン全体の強度

測定された収量は PSF に依存しなくなり、また照射野の非一様性の影響も少なくなる。

(3) ある照射野サイズにおける線量応答

- ・スクリーン面における水中線量の関数としての CCD 出力の傾きとして定義。
- ・線量応答曲線は照射野サイズ(3×3 cm²~15×15 cm²)や dE/dx(4 - 50MeV cm²/g)を変化させながら測定した。

3.5. kB の決定

- ・単色陽子線の深部光量分布測定により、光出力の dE/dx 依存性を調べた。
- ・深さはポリスチレン板の挿入により変化させた。
- ・スクリーン面における線量はスクリーン下流に設置した平行平板電離箱により測定した。
- ・リファレンス電離箱により測定された入口の線量は PTRAN/解析的モデルによる入口の線量の計算値を用いてフラックス当たりの線量(単位: MeVcm²g⁻¹)に規格化した。
- ・PTRAN/解析的モデルは核反応の取り扱いが簡略化されている一方、最新の阻止能データを利用できるので採用した。
- ・kB 値の計算には dE/dx の平均値を用いた。
- ・リファレンス電離箱の出力を規格化することにより、シンチレータの kB 値が決定できるようになる。

(kB 値の算出)

(1) 単位フルーエンス当たりの線量(単位: MeVcm²g⁻¹)

$$\text{ブラッグピーク} : D_{peak} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{peak} \quad \text{エントランス} : D_{ent} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ent}$$

(2) ピーク - エントランス比の計算

$$\text{シンチレータ} \quad PE_{scint} = \frac{(dL/dx)_{peak}}{(dL/dx)_{ent}} = \frac{(1 + kB \cdot D_{ent}) D_{peak}}{(1 + kB \cdot D_{peak}) D_{ent}} \quad (4.15)$$

$$\text{リファレンス線量計} \quad PE_{ref} = D_{peak} / D_{ent}$$

(3) kB 値の計算

$$kB = \frac{PE_{ref} - PE_{scint}}{PE_{scint} \cdot D_{peak} - PE_{ref} \cdot D_{ent}} \quad (4.16)$$

4.実験結果

4.1.線量に対する応答

A.線量に対する線形性、理論値との比較

(撮影条件)

測定時間 : 30 秒

収量の評価 : 照射野中心の ROI 平均

(1)6MV X 線の場合

照射野サイズ : $15 \times 15 \text{ cm}^2$

深さ : $3 \text{ cm}(d_{\text{max}})$

校正 : Farmer 型電離箱

(2)175MeV 陽子線の場合

照射野サイズ : $10 \text{ cm } \phi$

深さ : 1 cm

校正 : NACP-02 型電離箱

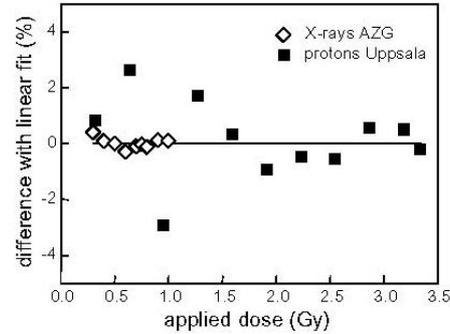


Figure 4.5: Difference between a linear fit and the 6 MV X-ray and 175 MeV proton response (Uppsala beam) as a function of dose.

測定結果

(1)収量の線量に対する直線フィットからのずれ(Fig.4.5)

ビーム : 6MV X 線と 175MeV 陽子線

シンチ : $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$

X 線、陽子線いずれも直線からのずれは 3%以内だった(CsI:Tl でも同様の結果を得た)

(2)収量 ($\text{ADU Gy}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$) の測定結果と理論値の比較(Table4.6、Table4.7)

ビーム : X 線(6MV)

ブロードビーム陽子線(Louvain 80MeV, Uppsala 175MeV)

スキヤニング陽子線 (PSI 177MeV)

シンチ : $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ →Table4.6

: CsI:Tl と NE102A →Table4.7

- ・理論値はクエンチングの効果を考慮していない。クエンチングの影響については 4.5.1 で述べる。
- ・測定系により理論値が異なる理由は、測定系毎に光学系の特性(ω)が変化することによる。(スクリーン - カメラ間距離や絞りの設定が測定系毎に異なる。→Table4.4)

Table 4.6: Summary of the measured response of $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ compared with theoretical yield (see table 4.4). Units are $\text{ADU Gy}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$. In the 3rd column the difference between the theoretical yield and measured response is shown. In the last column the reproducibility for the same beam parameters is shown.

		measured	theoretical	differ. (%)	reprod. (%)
AZG March 1996	6 MV X-rays	$2.33 \cdot 10^4$	$2.2 \pm 0.2 \cdot 10^4$	-6	-
Louvain April 1996	80 MeV protons	$5.44 \cdot 10^4$	$5.5 \pm 0.6 \cdot 10^4$	0.5] 2.5
Louvain June 1997		$1.33 \cdot 10^4$	$1.4 \pm 0.1 \cdot 10^4$	3.0	
Uppsala May 1996	175 MeV protons	$6.20 \cdot 10^3$	$6.9 \pm 0.7 \cdot 10^3$	12] 3
Uppsala Nov. 1997		$6.40 \cdot 10^3$	$7.0 \pm 0.7 \cdot 10^3$	9	
PSI Nov. 1996	177 MeV protons	$2.44 \cdot 10^4$	$2.8 \pm 0.3 \cdot 10^4$	14] 1
PSI May 1997	spot scanning	$1.17 \cdot 10^4$	$1.4 \pm 0.1 \cdot 10^4$	15	

Table 4.7: Summary of the measured response of CsI:Tl and NE102A compared with theoretical yield (see table 4.4). Units are $\text{ADU Gy}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$

	measured	theoretical	difference (%) theor./ meas.
Uppsala May 1996 CsI:Tl	$3.60 \cdot 10^3$	$4.97 \cdot 10^3$	38
PSI Nov. 1996 NE102A	$1.13 \cdot 10^3$	$1.47 \cdot 10^3$	30

B.SN 比の算出

SN 比算出方法

- SN 比の算出方法には以下の 2 つの方法がある。
 - (1) 複数回測定で単一ピクセルの応答のばらつきを測定
 - (2) 1 回測定で、複数ピクセルの応答のばらつきを測定(ピクセル毎の感度のばらつきが測定するノイズのばらつきより小さいと仮定)→今回は、(2)1 回測定法を採用した(出力が一定な微弱光源を得ることが困難なため)。

測定方法

- 測定は PSI スポットスキヤニングガントリーで行った。
- 測定した照射野は $6 \times 6 \times 6 \text{cm}^3$ の一様照射野(Fig.5.7)
- 測定は深さ 1cm で実施した。スクリーン面の線量は 1.4Gy であった。(Fig.5.8)

測定結果(Fig.4.6)

- 一様照射野の測定で得られたピクセル毎の光量をヒストグラム表示するとガウシアン型の分布になる。このガウシアン幅とピーク位置をカーブフィットで求めると、
平均値 $\mu = 1.59 \times 10^4 \pm 0.01 \text{ ADU}$
幅 $\sigma = 114 \pm 2 \text{ ADU}$ (FWHM=268)
であった。
- この結果から、1.4Gy の照射野でノイズの割合は $0.71\% = 0.01 \text{ Gy}$ 、 $\text{SNR} = 1.4 \times 10^2$ であることが分かった。
- この結果は、SNR の計算値の $\text{SNR} = 1.8 \times 10^2$ とほぼ同程度であった。

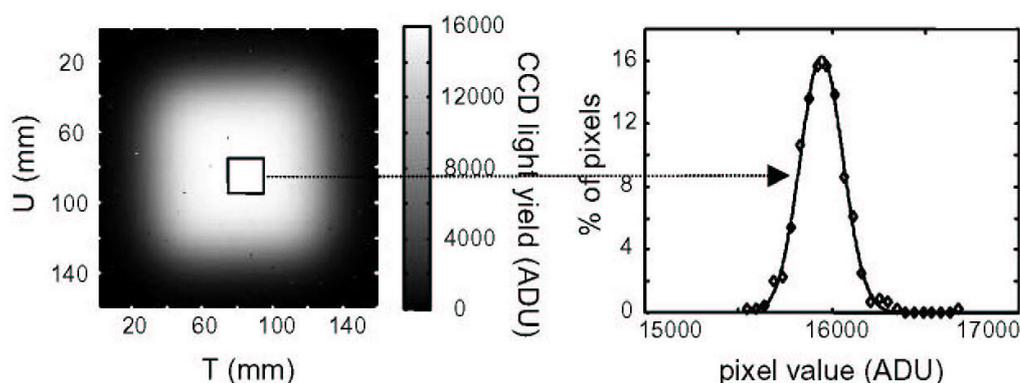


Figure 4.6: The pixel value distribution (diamonds) from a homogeneous dose distribution (as in figure 5.8A) together with a Gaussian fit (solid line).

C.耐放射線性

- $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ は X 線に対する優れた耐放射線性を持つことが知られている。
- 約 900Gy(陽子線 50%, X 線 50%)と新品の比較では感受性に差は認められなかった。

D.非一様照射野の測定

測定方法

- ・非一様照射野における測定収量と線量の線形性を X 線くさび形照射野(深さ 3cm)を用いて調べた。
- ・測定結果は水ファントム(深さ 1.5cm)中の電離箱(IC-10 Wellhofer 電離箱, 半径 3mm)による測定結果と比較した。
- ・測定結果は 100%のレベルで規格化した。

測定結果(Fig.4.7)

- ・低線量(<20%)領域を除いて両者の測定結果はよく一致した。
- ・低線量領域における差は、散乱された低エネルギーの光や電子に対する、シンチと電離箱の応答の違いによる可能性が考えられる。

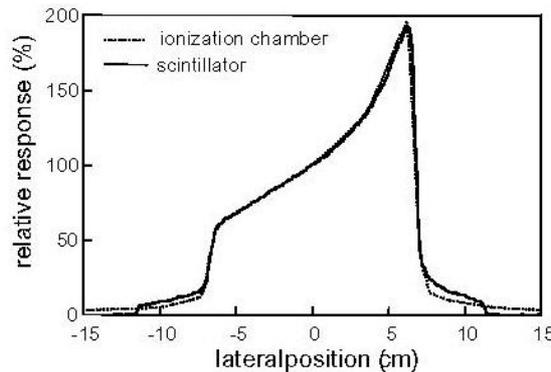


Figure 4.7: Profile of a X-ray wedge field measured with IC-10 Wellhöfer ionization chamber (courtesy of A.A. van 't Veld, Groningen) and a $Gd_2O_2S:Tb$ scintillator measurement both normalized to the 100% level.

4.2.空間的な応答

A.空間分解能(PSF の細いガウシアン幅)の測定

(測定した照射野)

測定ビーム : 80MeV 陽子線
測定深さ : 深さ 9mm
照射野サイズ : $\phi=10\text{cm}$

(測定方法)

- ・上記の照射野を X 線フィルムと CCD システムで測定し、横方向のプロファイルを求める。
- ・写真フィルムのプロファイルは実際の物理線量に相当すると仮定する。両者のペナンプラ P_{80-20} の差から、CCD の細い PSF に相当するガウシアン幅を求める。
- ・大照射野の空間分解能は 1 次近似ではガウシアン PSF の σ で表すことができる。
- ・プロファイルのペナンプラ P_{80-20} は定数 $C \cdot \sigma$ と等しい。

$$(C \equiv 2\sqrt{2}\text{erf}^{-1}(0.6) \approx 1.68 \quad (\text{erf}^{-1}(x) \text{は誤差関数 } \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \text{ の逆関数})$$

- ・したがって、CCD システムの空間分解能 σ は両者のペナンプラの二乗差の平方根を定数 C で割ることによって求めることができる。

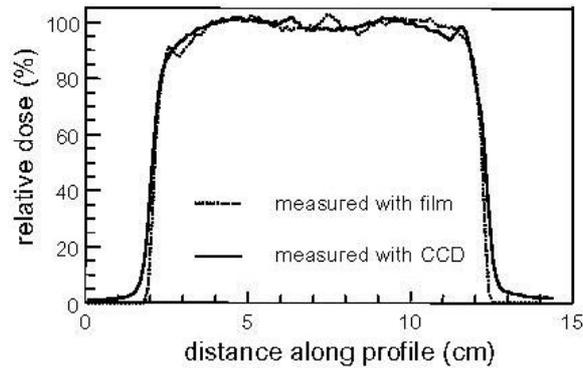


Figure 4.8: Lateral profile for a 80 MeV $\varnothing=10$ cm proton beam measured at 1 cm depth with film (dashed line) and CCD system (solid line).

(測定結果)Fig.4.8

- フィルムのペナンプラ P₈₀₋₂₀ 3.5mm
- CCD システムのペナンプラ P₈₀₋₂₀ 4.6mm
- CCD システムの PSF の $\sigma=1.8\text{mm}(=\text{sqrt}(4.6^2 - 3.5^2)/C)$
- 今回の測定において画像 1 ピクセル(CCD4 ピクセル)に相当するスクリーン面積は 0.92mm²であった。(Table4.3 参照)
- これは、ピクセルサイズが空間分解能に大きく寄与する事を意味する。
- したがって、より高い分解能が必要な場合、ビニング 1×1(ピクセルサイズ 0.23mm²)を用いることにより、改善することができる。(例：放射線生物学における微小な照射野)
- スポットスキヤニング(比較的大きなペナンプラ)の場合、空間分解能は 1.8mm で十分であるといえる。

B.広いガウシアンの評価

- 照射野サイズの関数としての線量応答を X 線及び陽子線に対して調べた。

(1)X 線の場合

測定方法

- 照射野サイズは鉛コリメータの位置から決定した。
- スクリーンにおける実際の線量は Farmer 型電離箱によって測定した。これによって光出力の照射野サイズ依存性の補正が可能になる。CCD の出力はこの値との相対値で表される(シンチ/電離箱)。

測定結果(Fig.4.9)

- 画像全体の積分の応答はシステマティックな照射野サイズ依存性を持たなかった。
- 一方 ROI 応答は、小さな照射野で減少した。これは PSF の効果として説明できる。
- 2.2 で説明した方法により PSF のパラメータを決定し、以下の結果を得た。

細いガウシアン： $\sigma=2.8\text{mm}$

太いガウシアン： $\sigma=42.4\text{mm}$

細いガウシアンと広いガウシアンの強度比：1400 : 1

カーブフィットの結果は Fig.4.9 に示した。

(2)80MeV 陽子線(深さ 9mm)の場合

測定方法

- 測定には円形の照射野を用いた。照射野サイズは最終コリメータを交換することにより変化させた。
- スクリーンにおける実際の線量は、照射野中心に設置した 0.01cc 電離箱(Mini A-150 Thimble chamber)により測定した。

測定結果(Fig.4.10)

- 照射野中心において線量が照射野サイズに強く依存することが確認された。φ 2cm の照射野では 12% の減少が測定された。
- スクリーンの測定結果を電離箱の出力で割って規格化した結果を Fig.4.10 に示す。
- 陽子線の場合、3cm²以上の照射野では明らかに照射野サイズ依存性が無い。
- 陽子線の測定においてX線と違う所はスクリーン下流の PMMA ファントムが省略されていることである(5.2 で考察)。

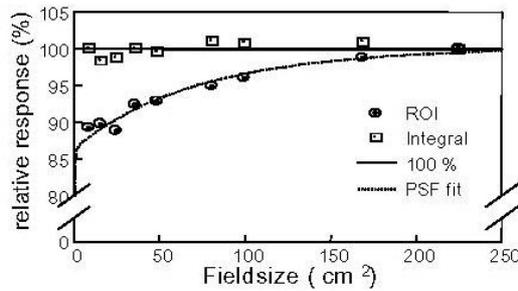


Figure 4.9: X-ray measurement of screen response as a function of field size. Yield measurements in a region-of-interest in the center of the image (circles) and yield measurements integrated over the screen (squares) are plotted together with calculated field size dependence (dotted line).

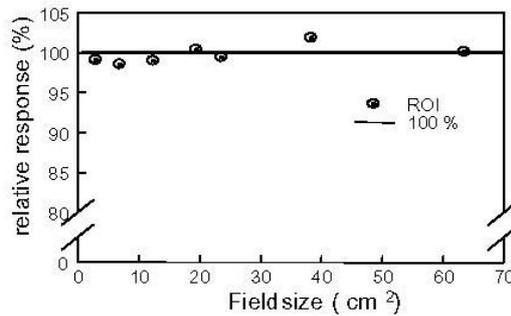


Figure 4.10: Proton measurement of the CCD response in a region-of-interest as a function of field size.

4.3.dE/dx 依存性

A.単色ビームの dE/dx 依存性

測定方法

- 単色陽子線に対する光出力を深さの関数として測定する事により、出力の dE/dx 依存性を測定した。
- 深さは挿入するポリスチレン板の厚さによって変化させた。
- スクリーン位置における線量はスクリーン下流に設置した平行平板電離箱で測定した。

Table 4.8: Results of the determination of k_B using the procedure of 4.3.5 Units are $\text{mg cm}^{-2} \text{MeV}^{-1}$

	k_B ($\text{mg cm}^{-2} \text{MeV}^{-1}$)
Louvain $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$	6.2 ± 0.2
Uppsala $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$	5.4 ± 0.2
Uppsala CsI:Tl	36 ± 4
PSI $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$	4.1 ± 0.2
PSI NE102A	9 ± 2

測定結果(Fig.4.11)

- kB 値は 3.5 の方法で計算し、Table4.8 に示した。PSI 実験の結果も合わせて示した。
- Fig.4.11 において、光量分布がリファレンス線量分布(実線)に対して少しずれているのが確認できる(スケール上、特に 80MeV)。リファレンス線量計はシンチレータの下流にあるため、このずれ量はシンチレータの厚さ(0.98mm ポリスチレン $\equiv 0.105\text{g}/\text{cm}^2$)に相当する。
- Fig.4.11 で線量分布を Birks モデルにフィットした分布 (点線)ではシンチの出力との比較が出来るよう、スクリーン厚さ分のレンジシフトも行った。

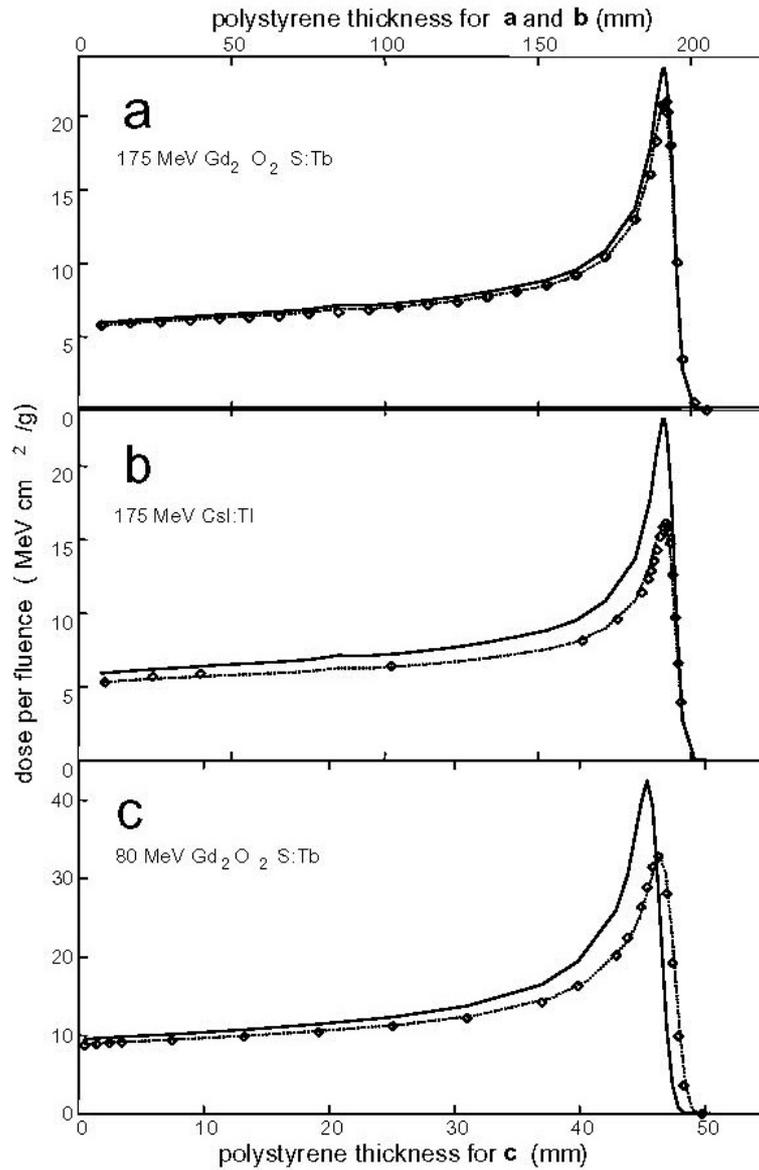


Figure 4.11: 175 MeV proton depth-dose distribution in polystyrene measured with NACP-02 ionization chamber operated at HV=300 V (continuous line), CCD measurement with $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ scintillator (diamonds) and the quenching formula (4.1) applied to the NACP-02 data with kB as fitting parameter (dotted line). (b) *idem* for CsI:Tl scintillator. (c) with 80 MeV protons and $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$.

B.SOBP ビームの dE/dx 依存性

- 実際の治療で用いられる線量分布におけるクエンチングの効果を調べるため、SOBP ビームの測定(シンチ、NACP チェンバ)も行った。
- Fig.4.12 に SOBP の線量、光量分布測定結果を示す。単色ビーム同様、スクリーン厚による線量分布のシフトが確認できる。
- 線量と光量のずれは distal edge で最大となり、
Uppsala 175MeV : $\leq 10\%$
Louvain 80MeV : $\leq 8\%$
であった。

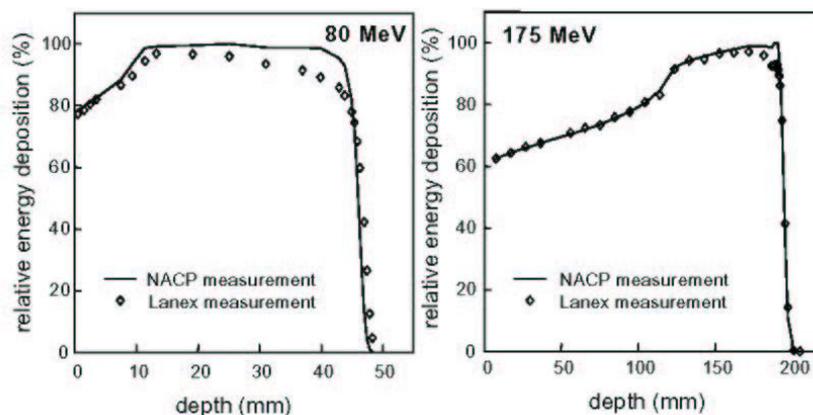


Figure 4.12: Measurement of a Spread Out Bragg Peak in a polystyrene medium with 80 and 175 MeV protons using a NACP-02 ionization chamber and Lanex - CCD system.

C.迅速な飛程確認

- 深部光量分布を1枚の画像で測定する方法を試みた。
- 水カラムをビーム軸に対して傾けて設置し、シンチレータを傾いた面上に設置する。こうすることにより、鏡は不要になる。
- 測定結果をプロファイルと共に Fig.4.13 に示した。光量分布曲線は Fig.4.11 の測定結果と次の2点において異なる。
 - (1)Fig.4.13 では深さに応じてシンチレータと仮想焦点の距離が変化するため $1/r^2$ による強度の減衰を受ける。
 - (2)Fig.13 に示したように、横方向プロファイルの強度が完全に平坦ではなく、照射野中心と端で 5% 程度の差があり、これが深部線量分布曲線を減少させる。

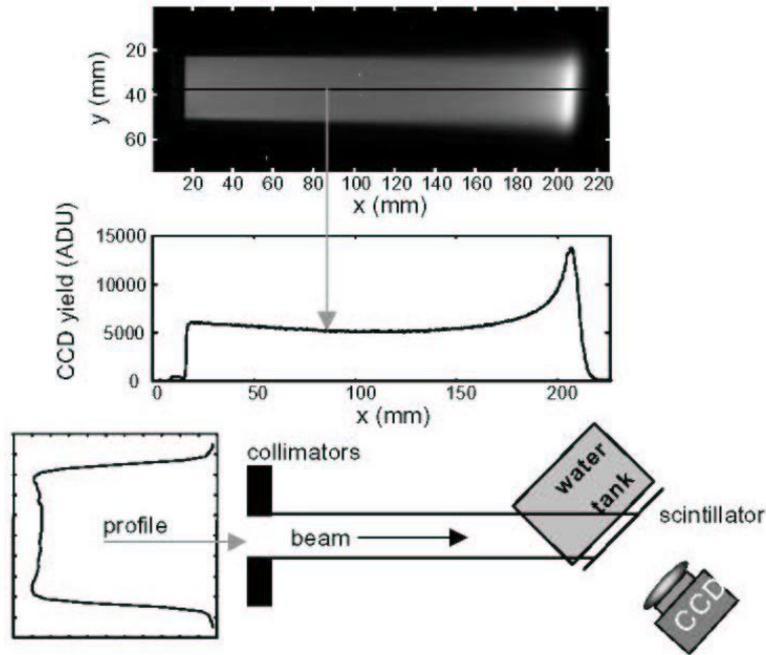


Figure 4.13: Image obtained with a tilted phantom shows the depth-dose distribution with the purpose of range verification.

5. 考察

5.1. 収量とノイズ

A. 線量に対する線形性、理論値との比較

(理論値の不確定性) Fig.4.4, Fig.4.6

- ・理論値の不確定性は、主にシンチレーション効率 ϵ やシンチレータ外に放出される確率 ξ の不確定性のため約 10%程度に達する。
- ・測定された収量は理論値と非常によく合っている。
- ・各測定毎に実験値 vs.理論値の比を求めると 3%以内で再現することから、本システムの性能が安定していることが分かる。

(クエンチングの影響) Fig.4.6, Fig.4.9

- ・Fig.4.6 の結果から、実験値 vs.理論値の比が測定したビームのエネルギーにより異なる原因の一つとしてクエンチングの影響が考えられる。
- ・そこで、kB の測定結果(Table4.8)と Birks モデル(4.1)式を用いてクエンチングの補正を行った。
- ・クエンチング補正の結果は Fig.4.9 の通りである。

Louvain 80MeV 逆に差が増加

Uppsala 175MeV 多少差が減少

PSI 177MeV 多少差が減少したが依然 10%以上差がある。

Table 4.9: Effect of applying the quench correction (4.1) on the theoretical yield (from table 4.4) compared to the measured results (from table 4.6). Units are $ADU Gy^{-1} pixel^{-1}$

	measured	quench entrance correction (%)	theoretical quench corrected	diff. measured
Louvain April 1996	$5.44 \cdot 10^4$	6.2	$5.1 \cdot 10^4$	-5.7
Louvain June 1997	$1.33 \cdot 10^4$	6.2	$1.3 \cdot 10^4$	-3.3
Uppsala May 1996	$6.20 \cdot 10^3$	3.1	$6.7 \cdot 10^3$	8.5
Uppsala Nov. 1997	$6.40 \cdot 10^3$	3.1	$6.8 \cdot 10^3$	5.4
PSI Nov. 1996	$2.44 \cdot 10^4$	2.6	$2.7 \cdot 10^4$	11
PSI May 1997	$1.17 \cdot 10^4$	2.6	$1.3 \cdot 10^4$	12

B. SN 比の評価

- SN 比の測定結果 1.4×10^2 は計算値 1.8×10^2 とオーダーが一致する事が確かめられた。この事から S/N 比の性能評価にモデル式(4.14)が利用できると思われる。
- $SNR(=\sqrt{p_c N_p N_q})$ は、以下の数値の増加により改善できる。
 - (1) N_p : シンチレータ 1cm^2 当たりの電離粒子数
 - (2) N_q : 一つの電離粒子により発生する光子数
 - (3) p_c : 発生した光子が CCD カメラに検出される確率

(シンチレータ厚の増加と N_p , N_q の変化)

(1) 陽子線の場合

シンチ厚を増加する事により δE が増加し、それに伴って N_q が増加する一方、与えられた線量に対して N_p は一定である。

(2) X 線の場合

シンチ厚を増加すると N_p が増加する一方、 N_q は、ほぼ一定(二次電子の飛程が長い)
→ X 線ポータルイメージングにおいて金属スクリーンが SNR を向上させる理由。

(3) シンチ厚増加の欠点

- 深さ方向の分解能が低下し、測定されるブラッグピークがなまる。
- 光がシンチレータ外に放出される確率 ξ が低下する。
- 空間分解能が低下する(シンチレータ内での光の散乱による)

(光検出効率 p_c の向上)

- シンチ厚の増加にはさまざまな欠点があることから、SNR 向上の上で最適な方法は $p_c(\xi, \omega, \eta)$ の増加と考えられる。
- 量子効率 η と光の放出される確率 ξ はほとんど一定で、SNR の向上には寄与しない。
- イメージインテンシファイヤは η の低さを補う効果を持つが、本システムの場合 SN 比の大幅な向上にはつながらない。
- p_c 向上に最も効果的なのは光学系の効率 ω の増加である。
例：大口径(低 F 値)レンズの使用
スクリーンとカメラの距離を近づける(倍率 m が増加。但し、スパイク低減のため、遮蔽板を追加する必要がある。)
- しかし、CCD のダイナミックレンジには制限があり、大口径レンズでは $1 \sim 2\text{Gy}$ 程度で CCD が飽和してしまう。一般的には、CCD の感度を減らしながら、 ω を向上する事によって SN 比の向上を図る。

C. 測定の精度

- 測定で求められた SN 比から、十分な確率で測定可能な線量のずれの最小値を求める。
- 測定で求められた $SNR=1.4 \times 10^2$ (ノイズ $1\text{s.d.}=0.7\%$)
→ 1.4% ($=2\text{s.d.}$) 以上のずれは 95% 以上の確率で検出できる。
- 線量分布の入力値に対して、多数のピクセルが同時に応答する。このことから、各ピクセルの出力には互いに相関があると考えられる。
- ピクセル間の相関は感受性の向上に利用できる。一様な線量分布の場合、ノイズは $\sqrt{\text{ピクセル数}}$ に比例して減少する。
- スポットスキヤニングへの応用では、典型的な 1 スポット約 100 ピクセルのスポットの場合、感受性は 10 倍程になる(5.4 で詳しく考察)。

5.2.空間的な応答

(X線のPSF)

- ・空間分解能→PSFの細いガウシアンで評価する。
- ・X線の場合、シンチ下流のPMMAファントムにより顕著な点広がり効果が生じる。
- ・点広がり効果により光量の照射野サイズ依存性が生じる。ROI測定の場合、補正しなければ大きな誤差が生じる。
- ・応答を画像全体にわたって積分する事により、照射野サイズ依存性が無くなることから、PSFにより光が画像全体に広がっていることが確認できる。
- ・小照射野における局所的な光出力の減少は、PSFの広いガウシアンの寄与によるものである。広いガウシアンの強度は細いガウシアンに比べて非常に小さいものの、裾が長いので、2次元的に積分するとPSF全体の16%を占める。
- ・広いガウシアンは非常に微弱なため、CCDのダイナミックレンジ(15bit)ではシャープな線量分布の測定から直接求めることはできない。
- ・Fig.4.9に見られる照射野サイズ依存性を示すカーブは広いガウシアンの幅に大きく影響を受ける。

(デコンボリューション)

- ・X線への応用において、PSFによる画像のデコンボリューションを行うためには、さらに信頼性の高い手順の開発が必要となる。
- ・アダプティブWienerフィルタリングやウェーブレット変換などの手法が開発中である。
- ・デコンボリューションが適用できない場合の線量分布確認の代替案としては、PSFを用いてコンボリューションした線量分布と測定結果の比較を行う方法が考えられる。

(陽子線のPSF)

- ・細いガウシアンの幅は主に 3cm^2 以下のROI応答に影響し、 σ は位置分解能の信頼できる推定値となる。我々は陽子線とフィルムの測定から $\sigma:1.8\text{mm}$ を求めた。
- ・陽子線の場合、小型電離箱による測定とシンチによる測定は良く一致した。この結果は、シンチレータが不透明であるためスクリーン内での光の広がりPSFに大きく寄与することはないという予想を裏付けるものである。
- ・最も小さい $\phi=1\text{cm}$ の照射野のみ、ずれが生じた。これは照射野サイズが電離箱に対して小さいため信頼できる測定が出来なくなったためと思われる。

5.3. dE/dx 依存性

(深部線量分布に対して光出力が減少する原因)

- (1)検出器の積分効果
- (2)阻止能比の深さに対する変化(エネルギー依存性)
- (3)電離密度の増加に伴う発光効率の変化によるクエンチング(消光)

- ・Birksモデル(4.1)はクエンチング効果を説明するためのモデルであるが、我々の測定では3つの効果を全て含んだ実効的なkBをビームパラメータに用いることで、実験データを非常に良く一致させることが出来た。

(Uppsala 175MeV 陽子線 : Table4.8)

- ・Uppsala 175MeV 陽子線のkB値を用いると、ブラッグピークで光出力が8%減少する。この値は、3.5.4節で述べた、阻止能と積分効果によるピークの減少7.2%に近い値であり、クエンチングの影響が非常に小さい事を示している。
- ・ $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}$ の実効kBは文献上のNE102Aの実験値より小さい。 $\text{CsI}:\text{Tl}$ の実効kBは他の値(Table4.8)よりとても大きいを得られたサンプルは非常に小さくて不均一なので、分析が非常に難しい。

(Louvain 80MeV 陽子線)

- ・ブラッグピークにおける光出力の減少は19%であり、175MeV陽子線よりも大きい。
- ・光出力の減少が大きい事は、初期エネルギーが小さい方がブラッグピークでのエネルギーストラグリングが小さくなり、ブラッグピークの幅が狭くなって電離密度dE/dxが高くなるために、クエンチン

グの効果の寄与がより大きいと考えられる。

(照射野確認への応用)

- ・クエンチングによる消光をモンテカルロコードでシミュレートする事は原理的には可能であるが、現時点ではクエンチングの物理的な理論との不一致が見られる。
- ・線量分布確認のための測定に使用する場合、深さ依存性のクエンチングを補正するためには線質に関する情報(エネルギーとエネルギーの広がり)が必要となる。
- ・ビームエネルギー(及び広がり)の確認は、単色ビームの場合、飛程とピーク - エントランス比の測定により、容易に実現できる。
- ・しかし、SOBPの測定では深さに伴って高dE/dxの寄与が増加することから、クエンチングは主にSOBPの最下流側で起こる。
- ・測定された深部光量分布が表面線量で規格化し、かつビームエネルギーやクエンチングについて考慮しなかった場合、175MeV陽子線では最大8%の誤差が、主に線量分布の最下流側で生じる。
- ・原理的にはSOBPの光量分布は、SOBPを校正する個々の陽子線に4.1の補正を行った上で、全部を足し合わせるにより補正することができる。この方法では、等線量曲線の変わりに等光量曲線を治療計画システムで計算することにより、治療計画とシンチによる測定結果を直接比較できるようになる。

6.結論

- ・ファントム材の下流面に設置したGd₂O₂S:Tb(Lanex)シンチレータによる照射野確認システムが陽子線の品質管理に有益なツールである事を示した。
- ・SN比が高いため、低線量も正確に測定でき、線量分布における1.4%のずれが検出可能である。
- ・完全3次元測定をビームエネルギー毎に分けて実施した場合(10エネルギー、深さ方向10点1測定30秒)、全測定時間は1時間以内となる。
- ・ファントム内吸収線量の2次元測定は短時間で実施可能だが、シンチレータ内でのクエンチングや光学系の点広がり効果の補正のため、オフラインでの補正が必要である。
- ・クエンチングの影響は各点のビームのエネルギーが既知であれば補正することができる。
- ・治療に用いられるSOBPでは、SOBP最下流側で光出力のずれは約8%である。このずれ量が既知で許容される場合、測定時間はビーム伝達に要する時間に等しい。
- ・陽子線の測定ではPSFによる照射野サイズ依存性は十分小さく無視できるので、仮にオフラインの補正をしなくても本システムにより迅速で信頼性のある線量分布の確認ができる。
- ・Fig.4.13に示す方法により、飛程とビームエネルギーを迅速に確認できる。
- ・長期的な放射線損傷については、ポータルイメージングシステムにおける経験で、放射線損傷による光出力の減少は無視できることが知られており、深刻な問題はないと思われる。しかし、大線量の陽子線による影響については調査すべきである。
- ・CCDカメラによる長時間測定が可能なことから本システムは特にスキヤニングやIMPTなどの能動的な照射装置の線量確認に有益と思われる。