

放射線医学総合研究所



801998017

HIMAC-019
NIRS-M-123

Analysis of the Penumbra for Uniform Irradiation Fields Delivered by a Wobbler Method

H. Tomura, T. Kanai, A. Higashi, Y. Futami, N. Matsufuji,

M. Endo, F. Saga and K. Kawachi

(Submitted to Japanese Journal of Medical Physics)

Wobbler 法と二重リング二重散乱体法

外村浩美、金井達明

(放射線医学物理に投稿中)

線量計算プログラム BTIS

外村浩美、金井達明

(放射線医学物理に投稿中)

1997 年 11 月

放射線医学総合研究所

〒263 千葉県稲毛区穴川 4-9-1



目 次

Analysis of the Penumbra for Uniform Irradiation Fields

Delivered by a Wobbler Method..... 1 – 1

Wobbler 法と二重リング二重散乱体法.....2 – 1

線量計算プログラム BTIS.....3 – 1

Analysis of the Penumbra for Uniform Irradiation Fields

Delivered by a Wobbler Method

Hiromi Tomura, Tatsuaki Kanai, Akio Higashi[†], Yasuyuki Futami, Naruhiro Matsufuji,
Masahiro Endo, Fuminori Soga, and Kiyomitsu Kawachi

*Division of Accelerator Physics and Engineering, National Institute of Radiological Sciences,
Chiba, Japan*

*[†]Charged Particle Treatment, Public Health and Environment Department, Hyogo Prefectural
Government, Kobe, Japan*

November 21, 1997

Mailing address;

Tomura Hiromi,
Division of Accelerator Physics and Engineering,
Research Center of Charged Particle Therapy,
National Institute of Radiological Sciences,
4-9-1, Anagawa, Inage-ku, Chiba-shi, 263 CHIBA, JAPAN
Phone; +81-43-251-1846
E-mail; tomura@nirs.go.jp

Research Code: 200

Key Word: Penumbra, Field width, Fermi Eyges theory, Broadening beam, Heavy ion
radiotherapy

Abstract

In order to optimize the design of a beam-delivery system in heavy charged-particle therapy, we have developed an analytical method to calculate the sizes of the penumbra and field widths of a collimated beam. Such an analytical method is effective for optimization, and is sometimes easier to calculate than using the Monte Carlo method. We also measured the penumbra and the field width in order to compare them with the calculated result. In the theoretical calculation, an exact distribution function was used, which took into account multiple-scattering and field broadening due to beam wobbling. The multiple scattering in the beam-delivery system was calculated using the Fermi-Eyges distribution function. In order to include the influence of field broadening due to beam wobbling, the Fermi-Eyges distribution function was integrated along the trajectory of the wobbled beam. The average and variance of the beam angle of the exact distribution function at the collimator were derived in order to calculate the penumbra and field width for the collimated beam. A simple formula for the penumbra size and field width was also deduced by assuming a uniform field, except for a peripheral region at the irradiation site. The calculated results by both an exact method and a simplified one were compared with the experimental results using therapeutic carbon beams with an energy per nucleon of 290, 350 and 400 MeV. These results agreed well for almost all cases of the HIMAC beam.

1. Introduction

Heavy charged particles passing through matter have physical characteristics that have a definite range, they penetrate nearly straight and they deliver most of their energy near to the stopping region in irradiated matter, which is the so-called Bragg peak. When these physical characteristics are used, much better results are expected compared to that in conventional radiation therapy. Based on pioneering work concerning the charged-particle radiotherapy at Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL),¹ Massachusetts General Hospital (MGH)² and other facilities following them. The Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba (HIMAC) was established for heavy charged-particle radiotherapy.³ Furthermore, several radiotherapy facilities using protons or heavy ions are also planned to be constructed (MGH⁴, GSI⁵, PSI⁶ and Hyogo⁷).

In charged-particle radiation therapy it is hopefully expected that the irradiation dose to normal tissue can be controlled to be as low as possible while a sufficiently large dose is given to the target volume because of the Bragg peak. The physical characteristics of this dose localization can be especially effective when the target volume is in close vicinity of critical organs. A precise estimation of not only the distal penumbra, but also the lateral one, is necessary to calculate the dose distribution for such a situation of irradiation. In order to minimize the penumbra size, it is required to find the optimum configuration of the beam-delivery system.

In the case of electron irradiation, theoretical analyses for estimating the penumbra from the results of the dose distribution of a pencil beam in a human body were developed in 1970s and 1980s by several groups.⁸⁻¹¹ These analyses were performed by using the Fermi-Eyges approximation for multiple scattering.¹²⁻¹⁴ The size of the penumbra due to multiple scattering in the beam-delivery system was calculated by Brahme.¹⁵ This estimation, however, neglected the effects of the beam-modulation devices, a bell-shape scatterer, for making a flat radiation field using that scatterer. In the case of a heavy-ion radiation field, the penumbra size due to the beam-delivery system is dominant compared to the component

due to multiple scattering in the phantom. Therefore, it is very important to develop unified semi-empirical equations to estimate the size of the penumbra for various configuration of the beam-delivery system.

We have developed a general formalism to estimate the penumbra size that takes into account the beam-modulation devices for making uniform irradiation fields. Such an analytical estimation of the penumbra size is useful for optimization of the configuration of the beam-delivery system. In this paper we present a calculation method of the beam dynamics in the beam-delivery system of HIMAC using wobbler magnets as one of beam-modulation systems. This calculation method has been confirmed by the experimental results of the penumbra size using therapeutic carbon beams with energies per nucleon of 290, 350 and 400 MeV.

2. Formalism

A. Penumbra for the General Case

The beam dynamics in the beam-delivery system can be described by a general distribution function, $F(x, y, \phi_x, \phi_y)$, in 4-dimensional phase space, where x and y are the lateral position of particles in the plane perpendicular to the beam axis, z , and ϕ_x and ϕ_y are the projected angle of the particle direction. The fluence distribution for the collimated beam at the irradiation site, $F_c(x, y)$, can be obtained by integrating the general distribution function, $F(x, y, \phi_x, \phi_y)$, over the region of the collimator view angle, $\Omega(x, y)$, from the position (x, y) ,

$$F_c(x, y) = \int \int_{\Omega(x, y)} d\phi_x d\phi_y F(x, y, \phi_x, \phi_y) . \quad (1)$$

Neglecting the collimation of the y -axis, the size of the penumbra, P_{80-20} , is defined as the width between a position of the 80% dose level, $X_{0.8}$, and that of the 20% dose level, $X_{0.2}$. Also, the field width, W_{50} , is calculated from the position of the 50% dose level $X_{0.5}$,

$$\begin{cases} P_{80-20} = |X_{0.2} - X_{0.8}| \\ W_{50} = 2X_{0.5} , \end{cases} \quad (2)$$

where the radiation field was assumed to be made by the collimator which was placed symmetric to the y -axis.

The general distribution function can be written as the product of the fluence distribution, $F(x, y)$, and the normalized angular distribution at that position, $G(x, y; \phi_x, \phi_y)$,

$$F(x, y, \phi_x, \phi_y) = F(x, y) G(x, y; \phi_x, \phi_y) , \quad (3)$$

where the integral of the geometric angular distribution is further approximated to be a Gaussian, as follows:

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(x, y; \phi_x, \phi_y) d\phi_y \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\phi_x}} \exp\left(-\frac{(\phi_x - \overline{\phi_x})^2}{2\sigma_{\phi_x}^2}\right) . \quad (4)$$

Here, $\overline{\phi_x} = \overline{\phi_x(x, y)}$ and $\sigma_{\phi_x} = \sigma_{\phi_x}(x, y)$ are the average and standard deviation of the angular distribution of the beam direction. In this approximation, the collimated distribution, $F_c(x, y)$, can be calculated as follows:

$$\begin{aligned} F_c(x, y) &= F(x, y) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\phi_x}} \int_{\tan^{-1}(x-W_c/2)/L_c}^{\tan^{-1}(x+W_c/2)/L_c} \exp\left(-\frac{(\phi_x - \overline{\phi_x})^2}{2\sigma_{\phi_x}^2}\right) d\phi_x \\ &\approx F(x, y) \left\{ Q\left(\frac{(x - W_c/2)/L_c - \overline{\phi_x}}{\sigma_{\phi_x}}\right) - Q\left(\frac{(x + W_c/2)/L_c - \overline{\phi_x}}{\sigma_{\phi_x}}\right) \right\} , \end{aligned} \quad (5)$$

where L_c is the distance from the collimator surface to the irradiation site, as shown in Fig. 1, W_c is the aperture of the collimator and the function $Q(t)$ is an integrated function of Gaussian given by the equation $Q(t) = 1/\sqrt{2\pi} \int_t^{\infty} \exp(-t'^2/2) dt'$. The upper and lower limits of the integral, $\tan^{-1}((x+W_c/2)/L_c)$ and $\tan^{-1}((x-W_c/2)/L_c)$, were approximated to $(x+W_c/2)/L_c$ and $(x-W_c/2)/L_c$ in Eq. (5), respectively, by the small-angle approximation ($\sigma_{\phi_x} \ll 1$). In the region where the field uniformity is achieved, $F(x, y)$ is nearly constant. At the position where the value of the function $F_c(x, y)/F(x, y)$ is k in Eq. (5), X_k , can be obtained by

$$X_k = \overline{\phi_x(X_k)} L_c + \frac{W_c}{2} + L_c \sigma_{\phi_x}(X_k) Q^{-1}(k) , \quad (6)$$

where $Q^{-1}(k)$ is the inverse function of $Q(t)$. The sizes of the penumbra and the field width can be obtained by using a recurrent calculation of Eq. (6). In the case that the change of

the parameters, $(\bar{\phi}$ and σ_ϕ), is small, the size of the penumbra and field width using Eq. (2) can be further approximated by

$$\begin{cases} P_{80-20} \approx 1.68\sigma_\phi L_c \\ W_{50} \approx W_c + 2L_c\bar{\phi} , \end{cases} \quad (7)$$

where $Q^{-1}(0.2) = 0.84$ and $Q^{-1}(0.5) = 0$ are used. For estimating of P_{80-20} and W_{50} , we must estimate the quantities of the parameters $(\bar{\phi}$ and σ_ϕ) of the beam delivery system.

B. Multiple scattering of a Pencil Beam

At first, we analyzed the multiple scattering of a pencil beam to derive the average and variance angles, $\bar{\phi}$ and σ_ϕ , in the beam-delivery system. The beam dynamics of a pencil beam under the multiple-scattering process has been described with the Fermi-Eyges theory.^{9,12-15} Fermi derived a diffusion equation to describe the lateral distribution due to the multiple scattering for the distribution function $F_s(x, \phi) = F_s(x, \phi; z)$ of a pencil beam,

$$\frac{\partial F_s}{\partial z} + \phi \frac{\partial F_s}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{d\langle\phi^2\rangle_s}{dz} \frac{\partial^2 F_s}{\partial \phi^2} , \quad (8)$$

where the index, s , shows the quantity originating from only multiple scattering. Eyges¹³ gave a solution for this equation as following;

$$F_s(x, \phi) = \frac{1}{2\pi\sqrt{D}} \exp \left\{ -\frac{1}{2D} \left(\langle x^2 \rangle_s \phi^2 - 2\langle \phi x \rangle_s \phi x + \langle \phi^2 \rangle_s x^2 \right) \right\} , \quad (9)$$

where the means, $\langle\phi^2\rangle_s$, $\langle\phi x\rangle_s$, $\langle x^2\rangle_s$ and D were also solved as follows:

$$\begin{cases} \langle\phi^2\rangle_s = \int_0^z \frac{d\langle\phi^2\rangle_s}{dz'} dz' , \\ \langle\phi x\rangle_s = \int_0^z (z - z') \frac{d\langle\phi^2\rangle_s}{dz'} dz' , \\ \langle x^2 \rangle_s = \int_0^z (z - z')^2 \frac{d\langle\phi^2\rangle_s}{dz'} dz' , \\ D = \langle\phi^2\rangle_s \langle x^2 \rangle_s - \langle \phi x \rangle_s^2 . \end{cases} \quad (10)$$

The means indicated by $\langle \rangle$ can be understood as the mean values obtained by integrating both the position (x) and the the angle (ϕ), like $\langle A \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A F(x, \phi) dx d\phi$. Such

quantities are usually calculated using the scattering power, T , which were well studied for electrons and positrons.¹⁷ For the convenience of the calculation, $\langle \phi^2 \rangle_s$ was calculated as the effective $1/e$ value by using Molière theory^{18,19} in the formula of Ref. 20. Also the values $\langle \phi x \rangle_s$ and $\langle x^2 \rangle_s$ were calculated by

$$\begin{cases} \langle \phi x \rangle_{s(z'=z_2)} = \langle \phi x \rangle_{s(z'=z_1)} + \left[(z - z') \langle \phi^2 \rangle_s \right]_{z'=z_1}^{z_2} + \int_{z_1}^{z_2} \langle \phi^2 \rangle_s dz' \\ \langle x^2 \rangle_{s(z'=z_2)} = \langle x^2 \rangle_{s(z'=z_1)} + \left[(z - z')^2 \langle \phi^2 \rangle_s \right]_{z'=z_1}^{z_2} + \int_{z_1}^{z_2} 2(z - z') \langle \phi^2 \rangle_s dz' \end{cases} \quad (11)$$

in the region from z_1 to z_2 .

In order to derive the angular distribution at the local position (x, y) Eq. (9) can be transformed as

$$F_s(x, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D / \langle x^2 \rangle_s}} \exp \left\{ -\frac{\langle x^2 \rangle_s}{2D} \left(\phi - \frac{\langle \phi x \rangle_s}{\langle x^2 \rangle_s} x \right)^2 \right\} \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle x^2 \rangle_s}} \exp \left(-\frac{x^2}{2\langle x^2 \rangle_s} \right). \quad (12)$$

The mean angle and its variance at position x are given as follows:¹⁴

$$\begin{cases} \bar{\phi}_s = \bar{\phi}_s(x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \phi F_s(x, \phi) d\phi}{\int_{-\infty}^{\infty} F_s(x, \phi) d\phi} = \frac{\langle \phi x \rangle_s}{\langle x^2 \rangle_s} x \equiv \frac{x}{L_s} \\ \sigma_{\phi_s}^2 = \sigma_{\phi_s}^2(x) \equiv \overline{(\phi - \bar{\phi}_s(x))^2}_s = \frac{D}{\langle x^2 \rangle_s}. \end{cases} \quad (13)$$

The mean $\langle \rangle$ for all variables $(x, y, \phi_x$ and $\phi_y)$ is different from the mean $-$ for only the angular variable $(\phi_x$ and $\phi_y)$:

$$\begin{cases} \bar{\phi}_s \neq 0, \quad \langle \phi \rangle_s = 0, \\ \overline{(\phi - \bar{\phi})^2}_s < \langle \phi^2 \rangle_s. \end{cases} \quad (14)$$

The penumbra size and the field width can be obtained by Eqs. (5) and (6) using a distribution function for the uniform field. The distribution function of the scattered beam, Eq. (12), is not uniform but have the Gaussian distribution. Regarding an estimation of the effects introduced by the uniform field, we developed an analysis of the modification of the distribution function due to beam wobbling.

C. Broad Beam with a Wobbler Method

The general distribution function for the field made by the beam-wobbling method can be estimated by the integral of the Fermi Eyges distribution function, $F_s(x, y, \phi_x, \phi_y)$, along

the beam wobbling trajectory:

$$F(x, y, \phi_x, \phi_y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta F_s(x - R_w \cos \theta, \phi_x - \frac{R_w}{L_w} \cos \theta) F_s(y - R_w \sin \theta, \phi_y - \frac{R_w}{L_w} \sin \theta) , \quad (15)$$

where R_w is the radius of the wobbler trajectory at the irradiation site and L_w is the distance from center of the wobblers to the irradiation site. In this approximation the difference in the position of two wobbler magnets is neglected. A schematic figure of the projection of the general distribution function is shown in Fig. 2.

The fluence distribution at (x, y) can be obtained using Eqs. (9) and (15):

$$F(x, y) = F(r) = \int \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, \phi_x, \phi_y) d\phi_x d\phi_y = \frac{1}{2\pi \langle x^2 \rangle_s} \exp \left(-\frac{r^2 + R_w^2}{2 \langle x^2 \rangle_s} \right) I_0 \left(\frac{r R_w}{\langle x^2 \rangle_s} \right) , \quad (16)$$

where the radius r is given by $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ and $I_n(z)$ is an n-th order modified Bessel function. The average and standard distribution, $\overline{\phi_x}$ and σ_{ϕ_x} , in Eq. (6) can be calculated as follows:

$$\begin{aligned} \overline{\phi_x} &= \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} \phi_x F(x, y, \phi_x, \phi_y) d\phi_x d\phi_y}{\int \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, \phi_x, \phi_y) d\phi_x d\phi_y} \\ &= \frac{x}{L_s} - R_w \frac{x}{r} \left(\frac{1}{L_s} - \frac{1}{L_w} \right) \frac{I_1(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} \end{aligned} \quad (17)$$

and

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi_x}^2 &= \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} (\phi_x - \overline{\phi_x})^2 F(x, y, \phi_x, \phi_y) d\phi_x d\phi_y}{\int \int_{-\infty}^{\infty} F(x, y, \phi_x, \phi_y) d\phi_x d\phi_y} \\ &= \frac{D}{\langle x^2 \rangle_s} + R_w^2 \frac{x^2}{r^2} \left(\frac{1}{L_s} - \frac{1}{L_w} \right)^2 \left\{ \frac{I_1'(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} - \frac{I_1^2(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0^2(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} \right\} \\ &\quad + R_w^2 \frac{y^2}{r^2} \left(\frac{1}{L_s} - \frac{1}{L_w} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{I_1'(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0(r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} \right\} , \end{aligned} \quad (18)$$

respectively.

The standard deviation, $\sigma_{\phi_x} \equiv \sigma_{\phi}$ at $y = 0$, which is used for comparison with experimental penumbra, are given by a simple formula,

$$\sigma_\phi^2 = \frac{D}{\langle x^2 \rangle_s} + R_w^2 \left(\frac{1}{L_s} - \frac{1}{L_w} \right)^2 \left\{ \frac{I_1' (r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0 (r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} - \frac{I_1^2 (r R_w / \langle x^2 \rangle_s)}{I_0^2 (r R_w / \langle x^2 \rangle_s)} \right\}. \quad (19)$$

The penumbra size and the field width can be calculated by the recurrent equation of (6) and also Eqs. (17), (19) and (2).

In the region where the radiation field is uniform, namely $F(r) \approx F(0)$ in Eq. (16), the moments of Eqs. (17) and (19) are further approximated by the following simple equations:

$$\begin{cases} \bar{\phi}_x \approx \frac{x}{L_w} \\ \sigma_\phi^2 \approx \frac{D}{\langle x^2 \rangle_s} + \langle x^2 \rangle_s \left(\frac{1}{L_s} - \frac{1}{L_w} \right)^2 \end{cases} \quad (20)$$

These results are different from that of a pencil beam, Eq. (13), according to the change in the distribution function from the pencil-beam distribution, $F_s(x, \phi_x) F_s(y, \phi_y)$, to the broad beam distribution, $F(x, y, \phi_x, \phi_y)$, by using the beam wobbling. In this approximation, the penumbra size and field width are given by

$$\begin{cases} P_{80-20} \approx 1.68 \frac{L_w}{L_w - L_c} L_c \sigma_\phi, \\ W_{50} \approx \frac{L_w}{L_w - L_c} W_c. \end{cases} \quad (21)$$

Those equations are different from Eq. (7) because the field divergence has been taken into consideration.

In a calculation for a carbon beam, we assumed that multiple scattering in the ridge filter was roughly equal to the multiple scattering in a slab absorber with the average thickness of the ridge filter. The effective thickness of the ridge filter of the spread-out Bragg peak (SOBP) of 6 cm water equivalent length was 1 cm for aluminum. The calculation that took precisely into account multiple scattering, where the ridge filter was treated as a superposition of the slab absorber in the appropriate weight was not different from the result of the simplified calculation. The differences of the penumbra and field width between the two calculations were less than 5%.

3. Results and Discussion

A. Measurements of P_{80-20} and W_{50}

The penumbra and field width were measured using the beam-delivery system at HIMAC. A therapeutic carbon beam with energies per nucleon of 290, 350 and 400 MeV were used for the measurements. The lateral dose distribution of the collimated radiation field was measured by the optical density of the exposed X-ray film of KODAK X-TL. The X-ray films were used in the condition that the density was less than 1. In this region the density is proportional to the fluence of the carbon beam. The density of the X-ray film was compared with the dose measured with a silicon diode. The resultant dose distribution by two methods agreed with each other very well.

A schematic layout of the beam delivery system is shown in Fig. 1. The parameters used for the calculations of the penumbra and field width were the following. The distances from the center of two wobbler magnets to the irradiation site were at 10.7 and 9.0 m for the horizontal and vertical course, respectively. The scatterer, ridge filter and range shifter were placed 9.0, 4.2 and 3.8 m upstream of the irradiation site for the horizontal course and 7.3, 3.4 and 3.0 m for the vertical course, respectively. The vacuum pipe is indicated by the dotted line in the figure. The scatterer thickness and excitation current of the wobbler magnets were set up so that a uniform irradiation field of 10 cm in diameter could be realized. For this purpose, 0.7-mm thick tantalum, 1.5-mm thick tantalum and a set of 0.2-mm thick tantalum and 1.6-mm thick lead were used as the scatterer for the irradiation of 290, 350 and 400 MeV per nucleon carbon beam, respectively. The radius of the trajectory of the incident beam was 8 cm at the irradiation site.

B. Field Width

Figs. 3 (a), (b) and (c) show the dependence of the field width, W_{50} , on the distance from a collimator to the irradiation site, L_c , in the cases of 290, 350 and 400 MeV per nucleon

carbon beam, respectively. The fluence distribution was measured for collimator sizes of 50×50 , 80×80 , 80×84.5 and 100×100 mm² in each figure. The symbols show the data of the experimental field width. The solid lines in the figure show the exact calculation according to Eqs. (6) and (17). The dotted lines show an approximate calculation assuming the field uniformity using Eq. (21).

In Figs. 4 (a) and (b), the measured field widths were plotted as a function of the range-shifter thickness for the cases of 350 and 400 MeV per nucleon carbon beam, respectively. In these experiments, the widths of the collimator aperture were 80 and 84.5 mm, and the distances from the irradiation site to the collimator, L_c , were 690 and 1090 mm in each figure. The solid and dotted lines show the results of a calculation of the formula and assuming field uniformity, respectively, as in Fig. 3. The results show that W_{50} depends on the distance from the collimator (L_c) but, a slightly on the range shifter thickness as shown in Eq. (21).

These phenomena can be understood as shown in Fig. 2 (b). The solid ellipse in the figure shows the contour of the Fermi Eyges distribution at the irradiation site. The solid line shows the average angle for the Fermi Eyges distribution at the lateral position, x . For the irradiation field spread out by the wobbler magnets, the distribution was integrated through the dotted line, that is the x, ϕ_x -plane projection of the x, y, ϕ_x, ϕ_y -plane of the trajectory of the wobbled beam at the irradiation site. Therefore, the average angle for the integrated distribution is nearly equal to the angle of the trajectory of the wobbled beam. Insertion of the range shifter expands the solid ellipse in Fig. 2 (b). However, the change in the average angle is small.

The result due to the uniform-field approximation of Eqs. (20) and (21) shows a slight difference from the results of Eqs. (6) and (19) in the region that the range shifter is thicker. This is due to a distortion of the uniform field caused by multiple scattering in the range shifter. In practical irradiation, however, the thickness of the scatterer is decreased according to the increase in the thickness of the range shifter in order to satisfy the field uniformity. From Fig. 3 and 4, it can be found that our simple approximation of Eqs. (20) and (21) for

the field size agrees well with the experiment.

C. Penumbra

Figs. 5 and (6) show the dependence of the penumbra size on the distance from the collimator to the irradiation site and on the thickness of the range shifter, respectively. The solid and dotted lines in these figures are the calculated penumbra according to the exact solution by Eqs. (6), (17) and (19) and to the flat field approximation by Eq. (21), respectively. In the region that the range shifter was thick, the measured and calculated results were different by about 10 %; however, the simplified estimation based on the flat-field approximation agrees with the experimental value.

In actual heavy-ion therapy, it is required to design the beam line so that the penumbra size is as small as possible. In order to reduce the penumbra size, the collimator should be placed close to the irradiation site, and, also, the value of σ_ϕ in Eq. (20) should be as small as possible. The first term in Eq. (20), $D/\langle x^2 \rangle$, is the contribution from the multiple-scattering process. The factor $\langle x^2 \rangle_s$ is given, where the factor D is the square of the beam emittance due to the beam-delivery system. This term is nearly inversely proportional to the length of the beam course. The materials that mainly affect the multiple-scattering process are the scatterer, the ridge filter and the range shifter. In emittance square, D , the cross term of two materials which give the scattering angle, $\langle \phi^2 \rangle_1$ and $\langle \phi^2 \rangle_2$, is proportional to the distance between positions of such materials, L_1 and L_2 ,

$$D \approx \langle \phi^2 \rangle_1 \langle \phi^2 \rangle_2 (L_2 - L_1)^2 . \quad (22)$$

However, the distance from the scatterer to the ridge filter can not be so shortened, because the radial size of the beam at the ridge filter larger than by the width of the bar ridges is necessary. Under the condition of a constant radial width $\langle x^2 \rangle_s$ and a constant distance from the scatterer to the ridge filter, the calculated size of the penumbra has a shallow minimum for the length of the beam course.

The second term of Eq. (20) is the increase in the standard deviation due to the difference in the directions of the beam wobbling and the beam divergence, as shown in Fig. 2 (b).

D. Comparison with Other Models

Historically, the standard deviation of the angle of an incident particle in the broad beam has been treated in the following two ways:^{15,21}

1. Pencil Beam Model (Fermi-Eyges Theory): In this model the characteristics of the broad beam in phase space were approximated to those of a pencil beam transported in the beam-delivery system. The main term for the penumbra size may be obtained by this model, though it neglects the expansion of the beam in phase space due to making a uniform field at the irradiation site.
2. Parallel Broad Beam Model: The broad beam was obtained by superimposing the pencil beams that are distributed uniformly at the irradiation site. In such a case, the distribution function was given as

$$F_{\text{parallel}}(x, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} F_s(x - x', \phi) dx' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\phi^2\rangle_s}} \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\langle\phi^2\rangle_s}\right). \quad (23)$$

The distribution function was Gaussian, and its variance was given by $\overline{(\phi - \bar{\phi})^2} = \langle\phi^2\rangle_s$, which was equal to the variance for the multiple scattering of the pencil beam. In the ICRU report, such a model has been usually treated as a basic model for a broad beam.²² In real situations of a beam-delivery system, the broad beam at the irradiation site could not be regarded as being an assembly of the scattered pencil beams, which were injected uniformly at the entrance position of the beam-delivery system. The solid ellipse in Fig. 2 (b) is integration along the x-axis in this parallel broad-beam model. It could be easily understood that this approximation gives a larger penumbra size than does our exact calculation.

4. Conclusion

We have developed a general formalism to estimate the penumbra size and field width of the collimated beam by the beam-delivery system of charged-particle radiotherapy. In this formalism, we took into account multiple scattering in the beam-delivery system as well as the effect of beam wobbling. A simplified formula was also deduced by assuming a uniform field, except for the peripheral region at the irradiation site. The results under such an assumption were the following: (i) The broad beam by the wobbler methods was found to diverge from the position of the wobbler magnets. (ii) The variance of the beam-angle distribution was given by two components, the multiple-scattering process in the beam delivery system and the difference between the beam divergence due to multiple scattering and that due to beam wobbling. The calculated results of the penumbra and field width agreed very well with those measured using carbon beams with energies per nucleon of 290, 350 and 400 MeV in the HIMAC facility.

Acknowledgements

The authors thank Dr. Koji. Noda of the HIMAC synchrotron group for advice about the multiple-scattering process and the phase-space analysis. The authors would like to give thanks for the support of members of Accelerator Engineering Corporation, Mrs. Mitio Sudo, Yasuo Takeishi, Izumi Kobayashi, Tomoyuki Hayashida, Masanori Ikeda, Satoshi Chiba, Toshikazu Minami, Makoto Fujita, Naoki Sinozaki, Kazutoshi Kohno and Kazuhiro Ueda.

REFERENCES

1. W. Saunders, J.R. Castro, G.T.Y. Chen, et.al. "Helium-ion radiation therapy at the Lawrence Berkeley Laboratory: Recent results of a Northern California Oncology group clinical trial," *Radiat. Res.* **104**, S227-S234, 1985.
2. H.D. Suit, M. Goitein, J.E. Munzenrider, "Evaluation of the clinical applicability of proton beams in definitive fractionated radiation therapy," *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **8**, 2199-2205, 1982.
3. Proceedings of NIRS International Seminar on the Application of Heavy Ion Accelerator to Radiation Therapy of Cancer in connection with XXI PTCOG Meeting, 1994.
4. J.M. Sisterson, K.N. Johnson, A.M. Koehler and B. Gottschalk, "Present and future proton treatment facilities at the Harvard cyclotron laboratory," *Nucl. Instrum. Methods B10*, 1083-1085, 1985.
5. G. Kraft, N. Angert, W. Becher, et.al. dummy K. Blasche, D. Böhne, B. Fischer, B. Franczak, H. Geissel, T. Haberer, W. Kraft-Weyrather, B. Langenbeck, G. Münzenberg, S. Ritter, I. Schall, D. Schardt, H. Stelzer, M. Stelzer, M. Fentje, G. Gademann and M. Wannenmacher, "Status of the heavy ion therapy at GSI," *Proceeding of the Fourth Workshop on Heavy Charged Particles in Biology and Medicine and XV PTCOG Meeting, September 23-25 1991* ed. by G. Kraft, Extended Abstract, Report GSI-91-29, ISSN 0171-4546, paper K11, 1991.
6. E. Pedroni, R. Backer, H. Blattmann, et.al. "The 200-MeV proton therapy project at the Paul Scherrer Institute: Conceptual design and practical realization," *Med. Phys.* **22**, 37-53, 1995.
7. A. Itano, S. Hidaka, Y. Hishikawa, et.al. "Heavy ion medical accelerator project by Hyogo prefectural government," *Proceedings of NIRS International Seminar on the Application of Heavy Ion Accelerator to Radiation Therapy of Cancer in connection*

with XXI PTCOG Meeting, p88, 1994.

8. K. Kawachi, "Calculation of electron dose distribution for radiotherapy treatment planning," *Phys. Med. Biol.* **20**, 571-577, 1975.
9. A. Brahme, I. Lax, and P. Andreo, "Electron beam dose planning using discrete Gaussian beams," *Acta Radiologica Oncol.* **20**, 147-158, 1981. and references therein.
10. B.L. Werner, F.M. Khan and F.C. Deibel, "A model for calculating electron beam scattering in treatment planning," *Med. Phys.* **9**, 180-187, 1982.
11. K.R. Hogstrom, M.D. Mills and P.R. Almond, "Electron beam dose calculations," *Phys. Med. Biol.* **26**, 445-459, 1981.
12. B. Rossi and K. Greisen, "Cosmic-ray theory," *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240-309, 1941.
13. L. Eyges, "Multiple scattering with energy loss," *Phys. Rev.* **74**, 1534-1535, 1948.
14. C.D. Zerby and F.L. Keller, "Electron transport theory, calculations, and experiments," *Nucl. Sci. Eng.* **27**, 190-218, 1967.
15. A. Brahme, "Geometric parameters of clinical electron beams," *Acta Radiologica Oncol. Suppl.* **364**, 7-10, 1983.
16. K.R. Russell, E. Grusell and A. Montelius, "Dose calculations in proton beam: Range straggling corrections and energy scaling," *Phys. Med. Biol.* **40**, 1031-1043, 1995.
17. ICRU Report #37, "Stopping powers for electrons and positron," Washington, D.C., 1984.
18. H.A. Bethe, "Molière's theory of multiple scattering," *Phys. Rev.* **89**, 1256-1266, 1953.
19. W. T. Scott, "The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles," *Rev. Mod. Phys.* **35**, 231-313, 1963.
20. A. A. M. Mustafa and D. F. Jackson, "Small angle multiple scattering and spatial

resolution in charge particle tomography," *Phys. Med. Biol.* **26**, 461-472, 1981.

21. E. Fermi, *Nuclear Physics*, The University of Chicago press, 1953.

22. ICRU report #35, "Radiation dosimetry: Electron beams with energies between 1 and 50 MeV," Washington, D.C., 1984.

FIGURES

Fig. 1. Schematic figure for the beam-delivery system at HIMAC. The average distance from the wobbler magnets to the irradiation site (L_w) are 10.7 and 9.0 m for the horizontal and vertical course, respectively.

Fig. 2. Schematic figure of the projection of the distribution function to the (a) $(x - y)$ plane and (b) $(x - \phi)$ plane. (a) The distribution function of the Fermi Eyges distribution (solid circle) was integrated along the trajectory of beam wobbling (dashed circle) to make a flat field. (b) The solid ellipse shows the contour of the Fermi Eyges distribution. The solid line shows the average angle of the distribution function at position, x , whose slope is $\langle \phi x \rangle / \langle x^2 \rangle$. The dashed line is the projection of the beam trajectory by the wobbler magnet. The slope of this line is given by the reciprocal of the distance from the wobbler magnet to the irradiation site ($1/L_w$). The integrated distribution the trajectory is schematically shown by the dashed ellipse.

Fig. 3. Dependence of the field width (W_{50}) on the distance from a collimator to an irradiation site. The experiments were performed using the 290, 350 and 400 MeV per nucleon therapeutic carbon beam. The symbols show the experimental data. The solid and dashed lines show the results of a calculation based on Eq. (6) and (17) and Eq. (21), respectively. (a) The beam energy was 290 MeV per nucleon. The apertures of the collimators were 50×50 , 80×80 and 100×100 mm², and the thickness of collimators were 5 cm. (b) The beam energy was 350 MeV per nucleon. The aperture of the collimator was 80×84.5 mm², and the thickness of the collimator was 14 cm. (c) The beam energy was 400 MeV per nucleon. A same collimator of the 350 MeV per nucleon in experiments was used.

Fig. 4. Dependence of the field width (W_{50}) on the range-shifter thickness. The solid and dotted lines show the calculated field width (W_{50}), considering the distance from the irradiation site to the wobbler position, according to the raw variance and that of a flat-field approximation. The symbols show the measured field width corresponding to each calculation for the therapeutic carbon beam. (a) The beam energy was 350 MeV per nucleon. The aperture of the collimator was $80 \times 84.5 \text{ mm}^2$ and the thickness of the collimator was 14 cm. (b) The beam energy was 400 MeV per nucleon. The same collimator as that used for the 350 MeV per nucleon experiments was used.

Fig. 5. The dependence of the penumbra size on the distance from the collimator to the irradiation site, L_c . The symbols show the measured penumbras for carbon beam at energies per nucleon of (a) 290, (b) 350 and (c) 400 MeV. The width of spread-out Bragg peak was 6 cm. The scatterer was 0.7 mm Tantalum. The horizontal axis is the distance from the collimator to the irradiation site, L_c . The solid and dashed line shows the calculation according to Eqs. (6) and (19), and Eq. (21), respectively.

Fig. 6. Dependence of the penumbra size on L_c , where the range shifter is included. The circles show the measured penumbra in the carbon beam at an energy per nucleon of (a) 290 MeV, (b) 350 MeV and (c) 400 MeV. A ridge filter for 6 cm of a spread-out Bragg peak was used. The scatterer was 1.5 mm thick Tantalum. The horizontal axis was the water-equivalent thickness of the range shifter. The solid line shows the calculated value for each condition, as shown in the figure.

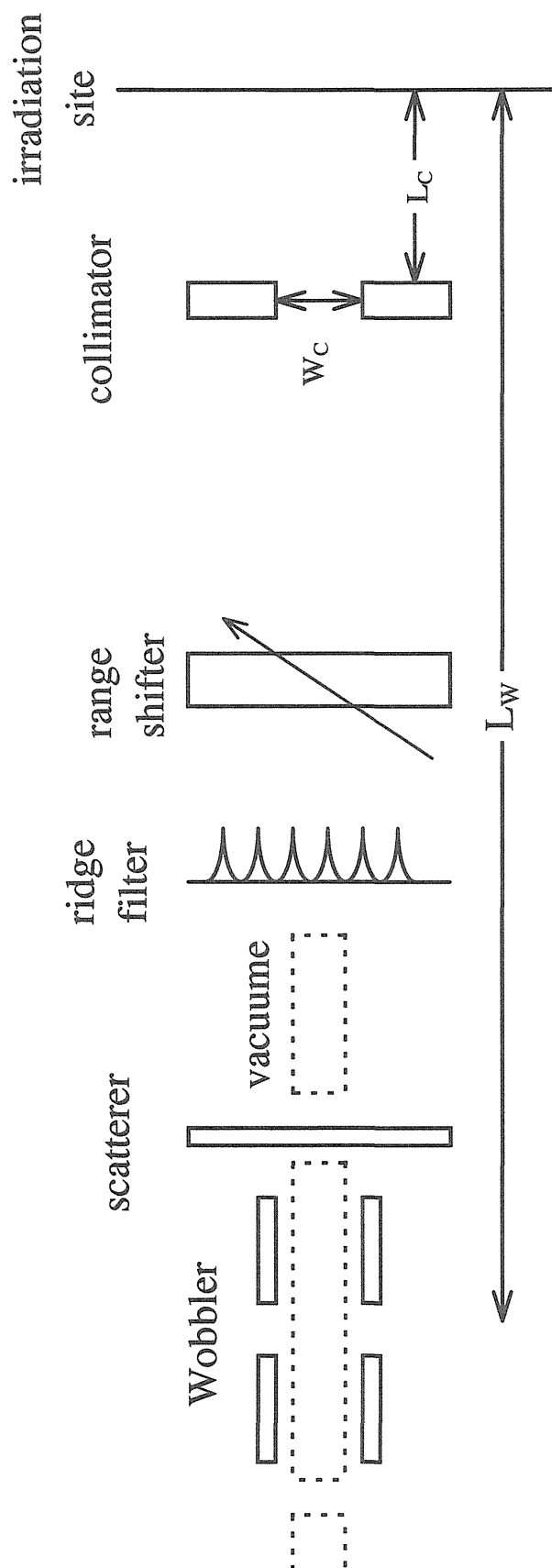


Fig. 1

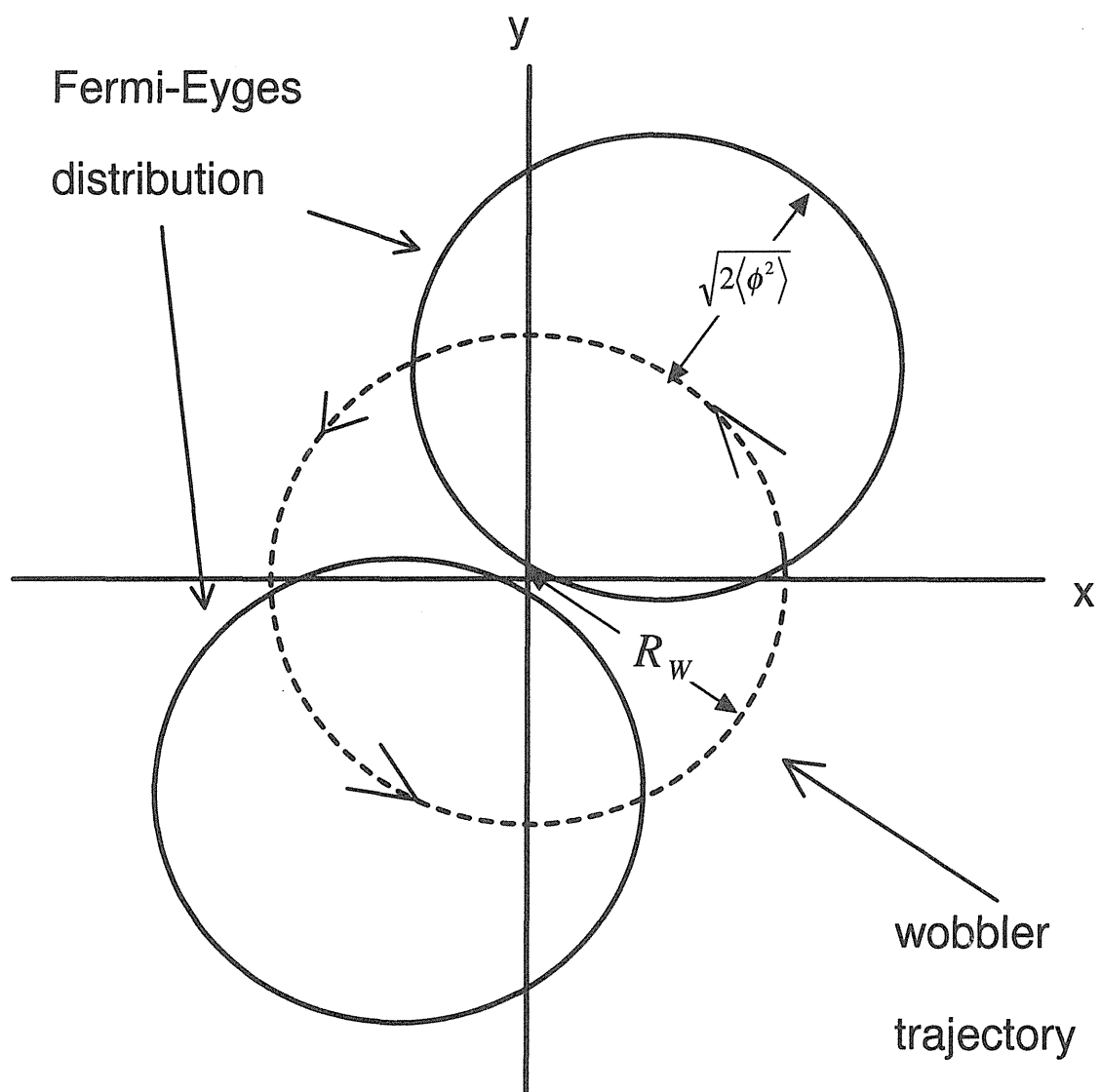


Fig. 2. (a)

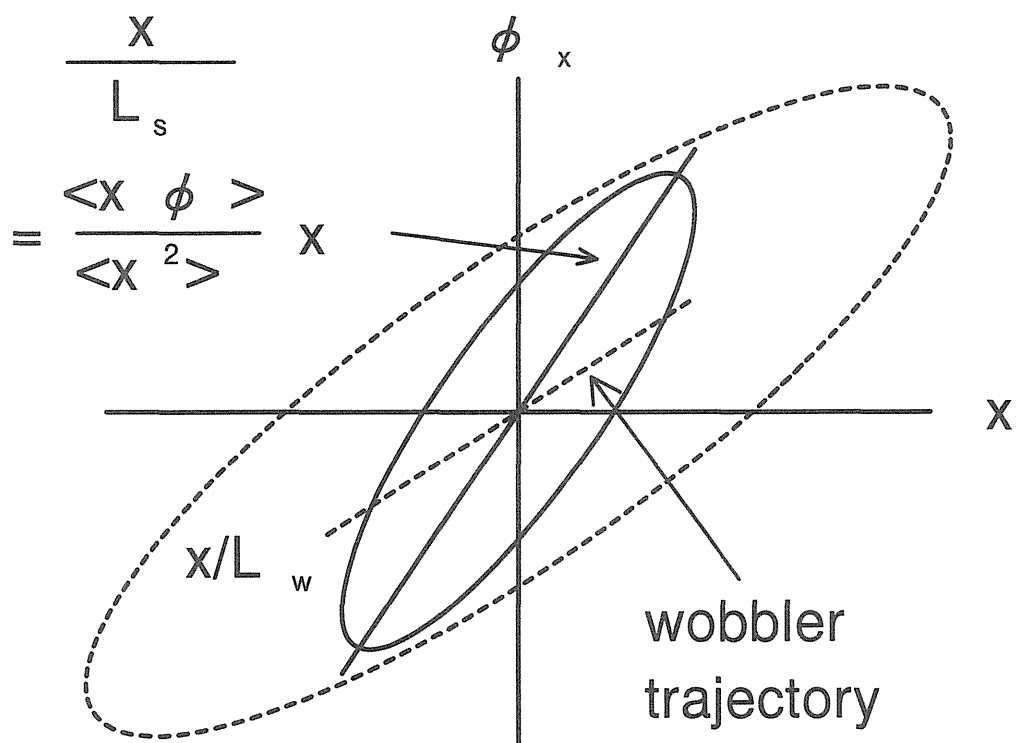


Fig. 2. (b)

Fig.3. (a)

C-290MeV/u

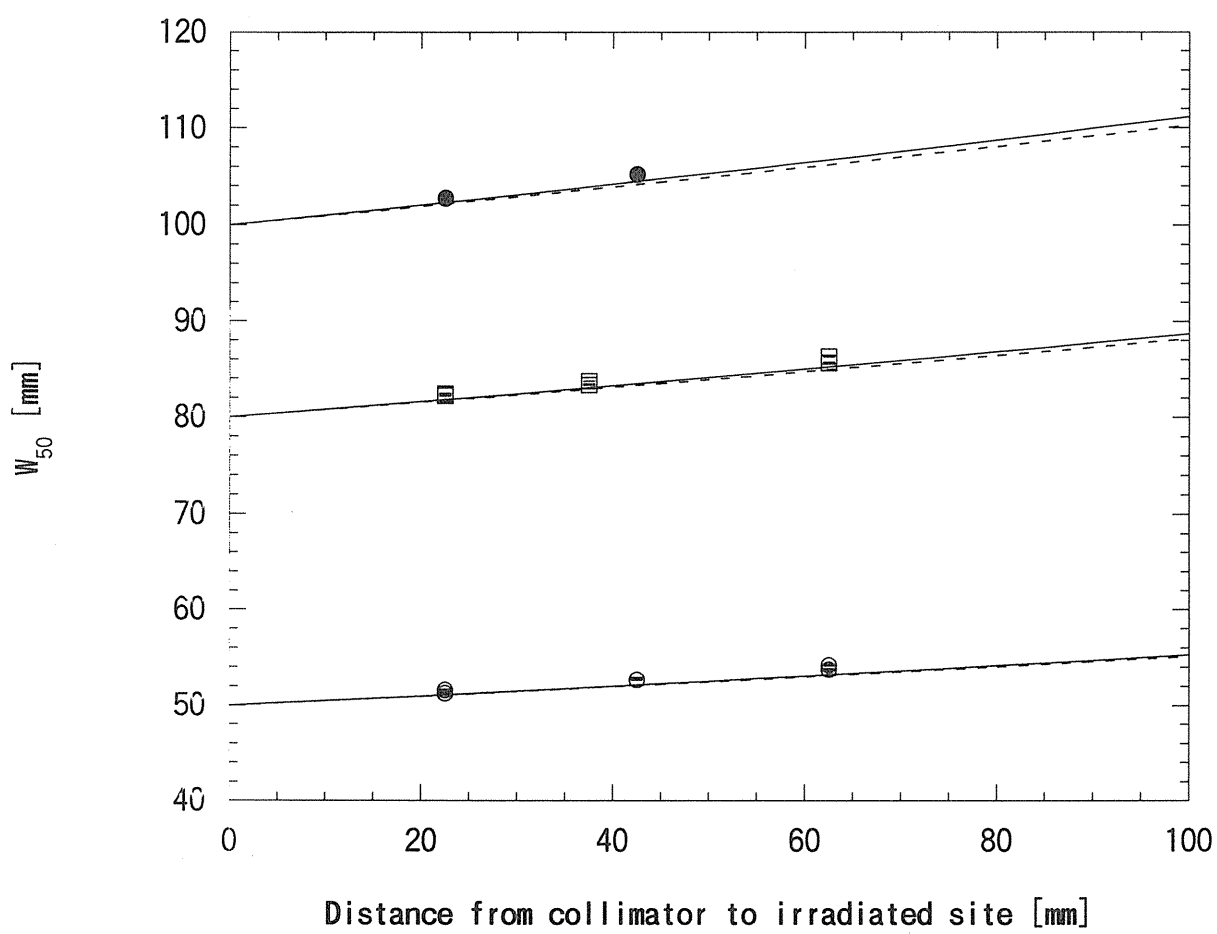


Fig.3. (b)

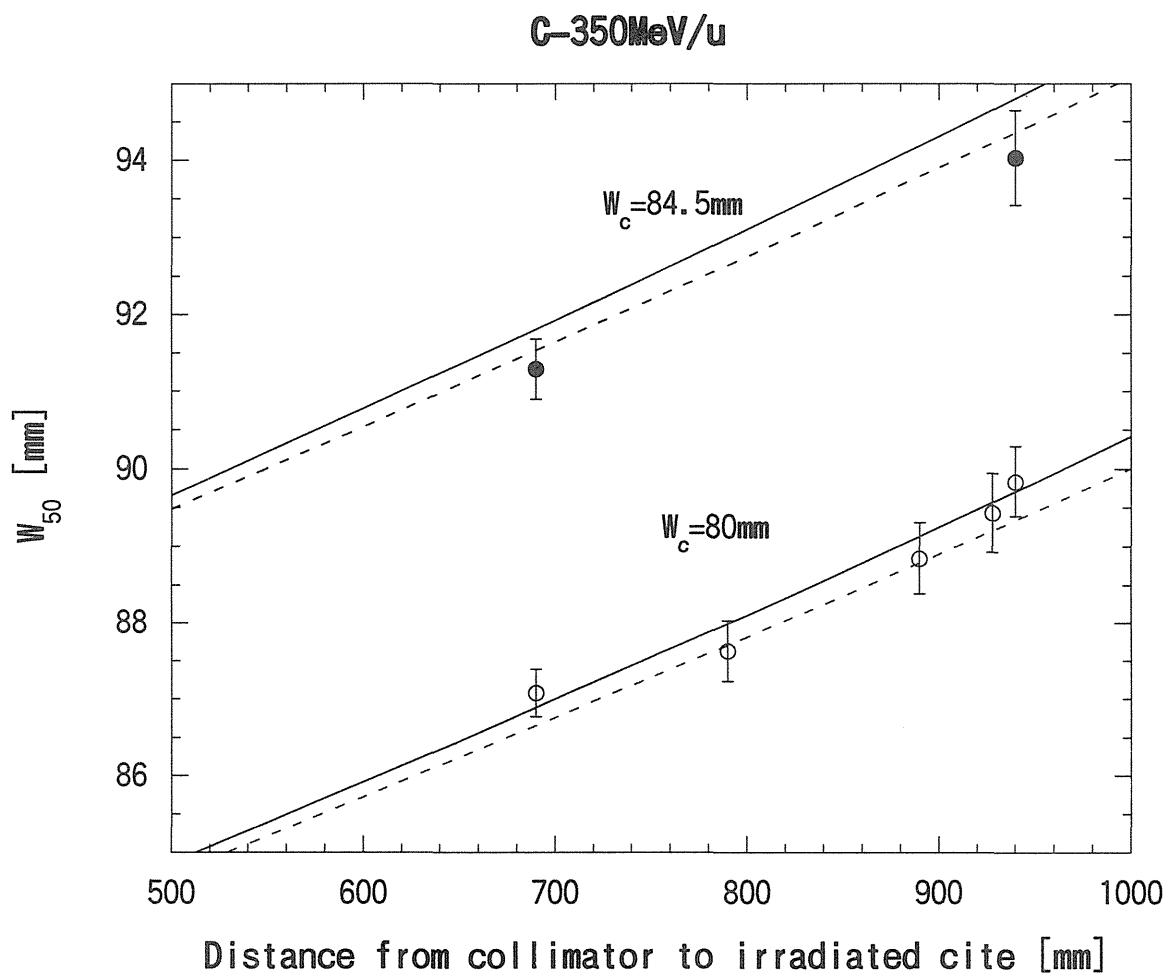


Fig.3. (c)

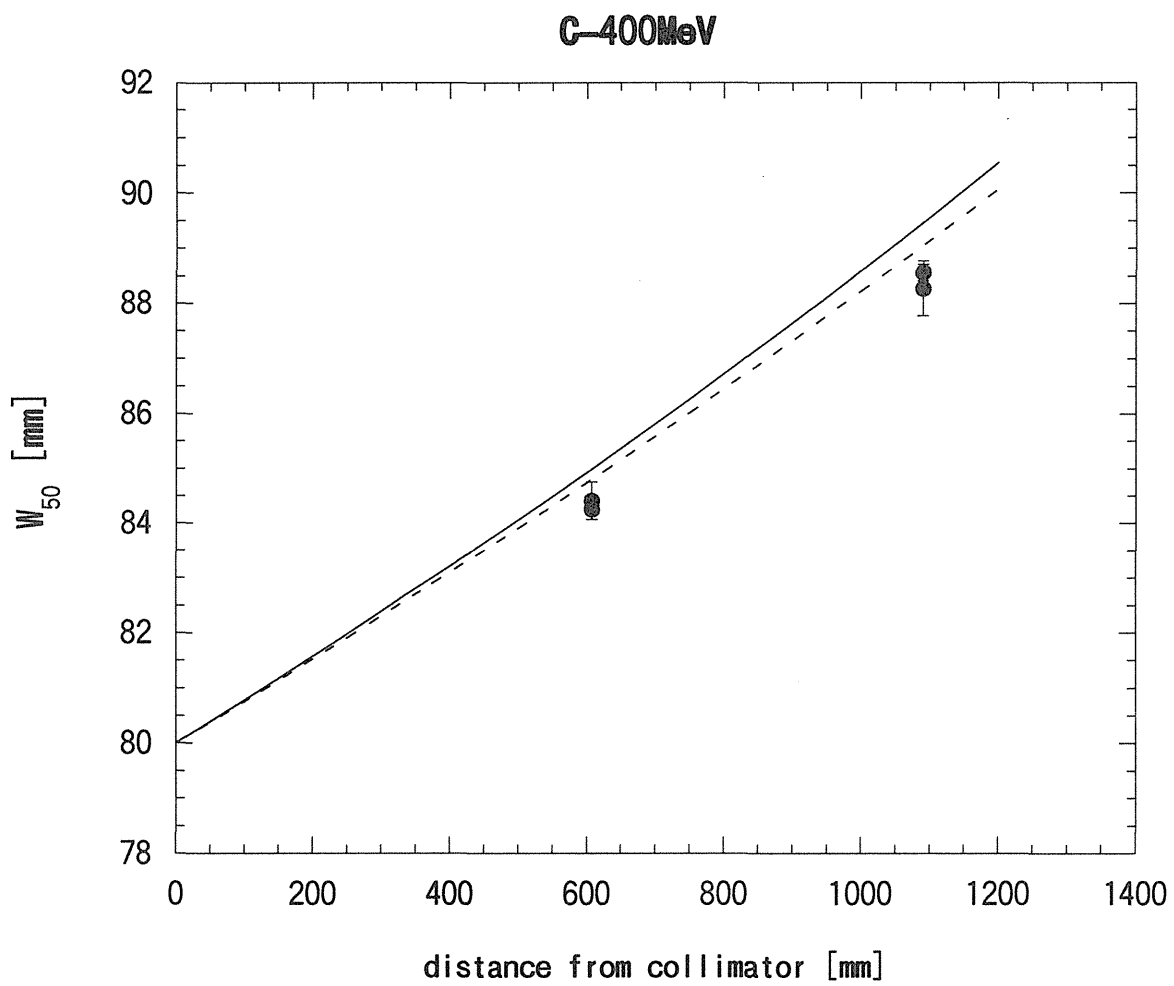


Fig.4. (a)

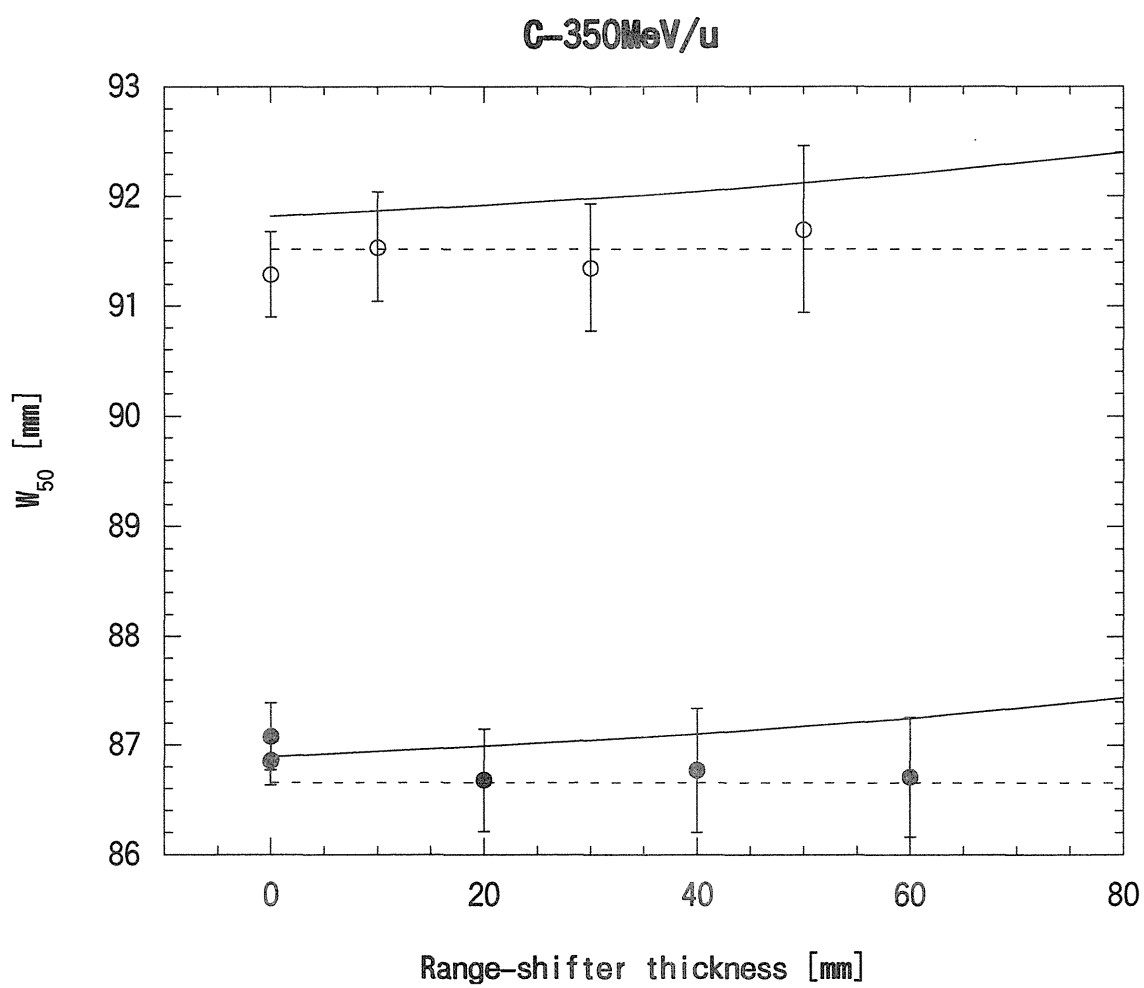


Fig.4. (b)

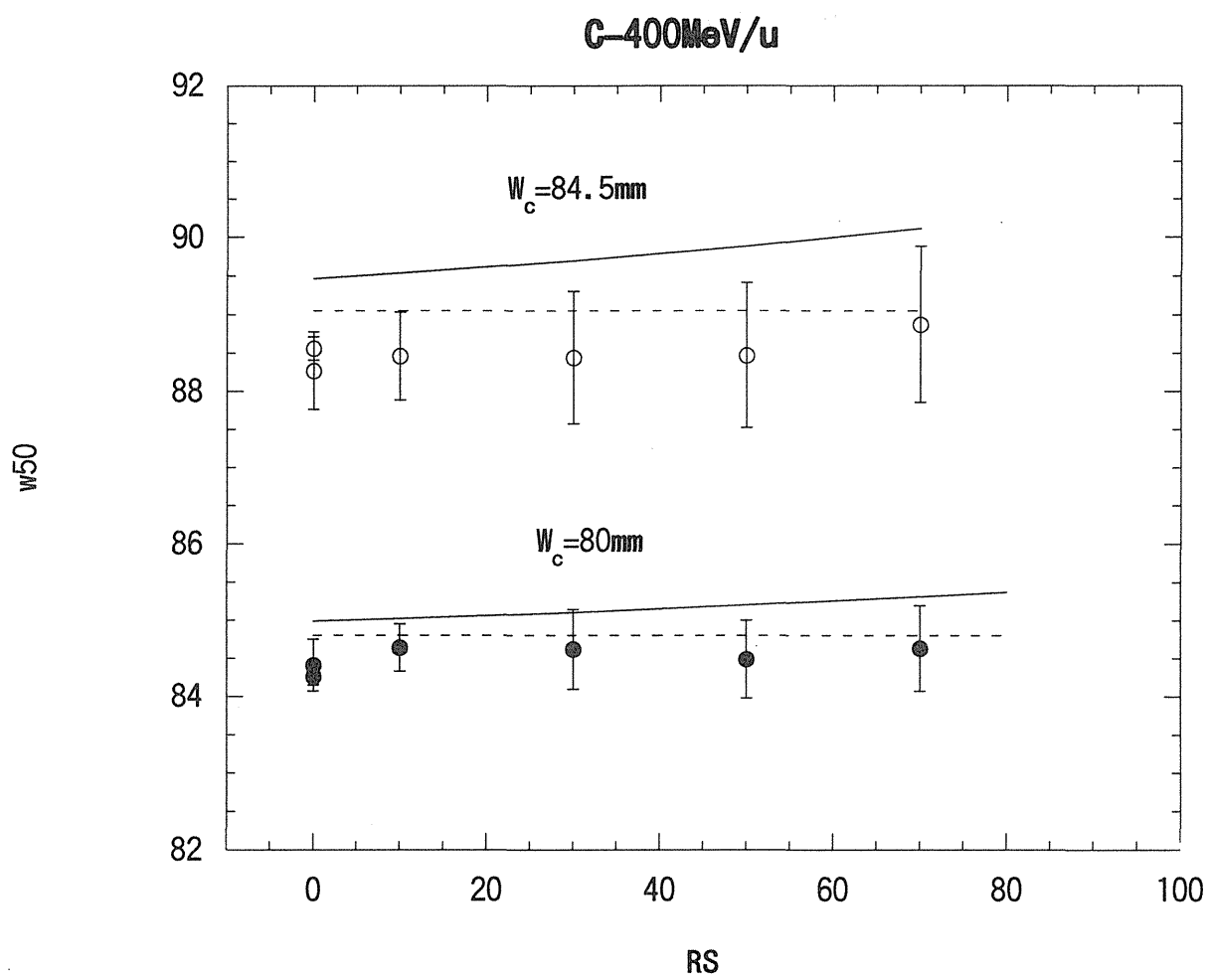


Fig. 5. (a)

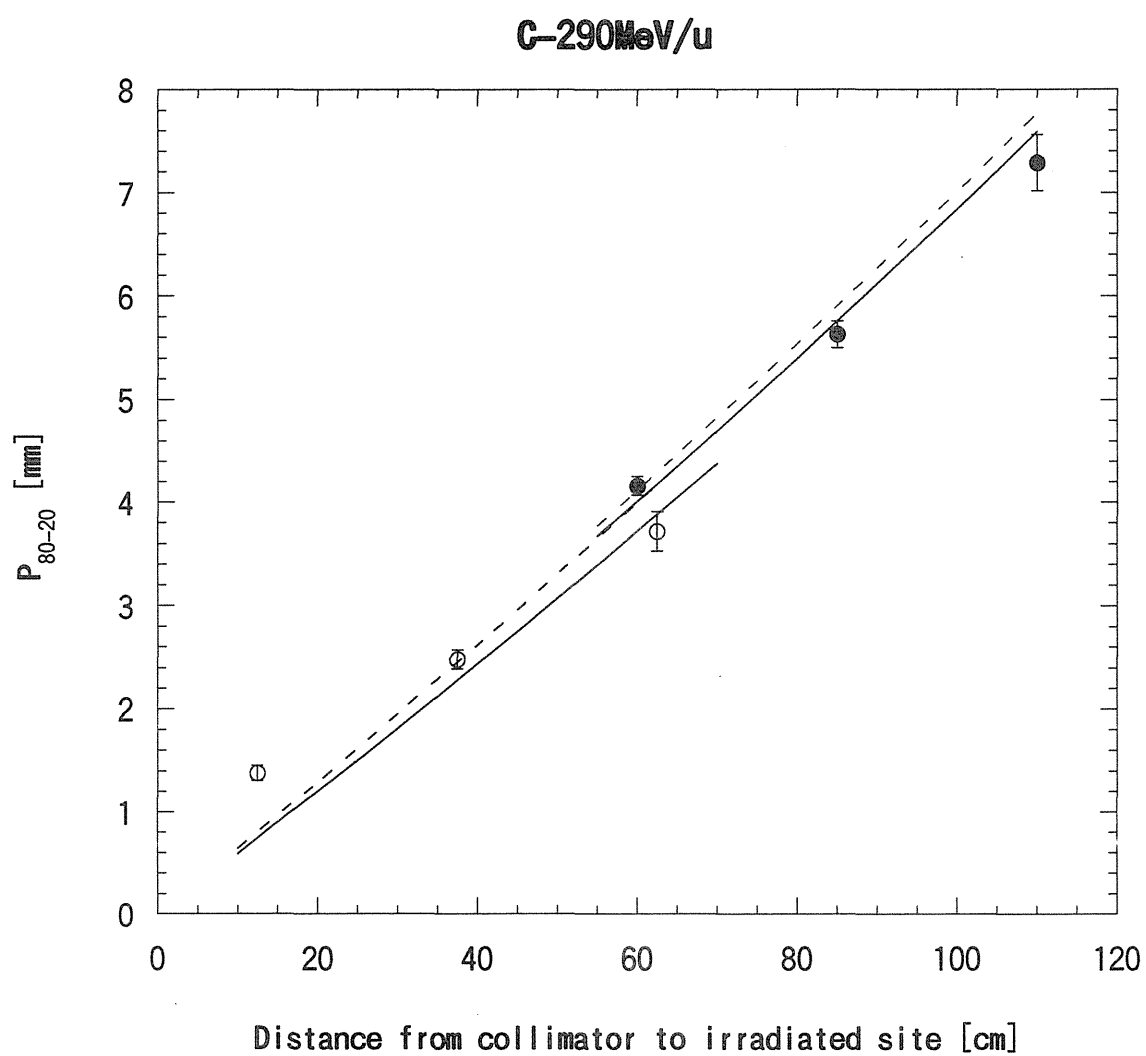


Fig. 5. (b)

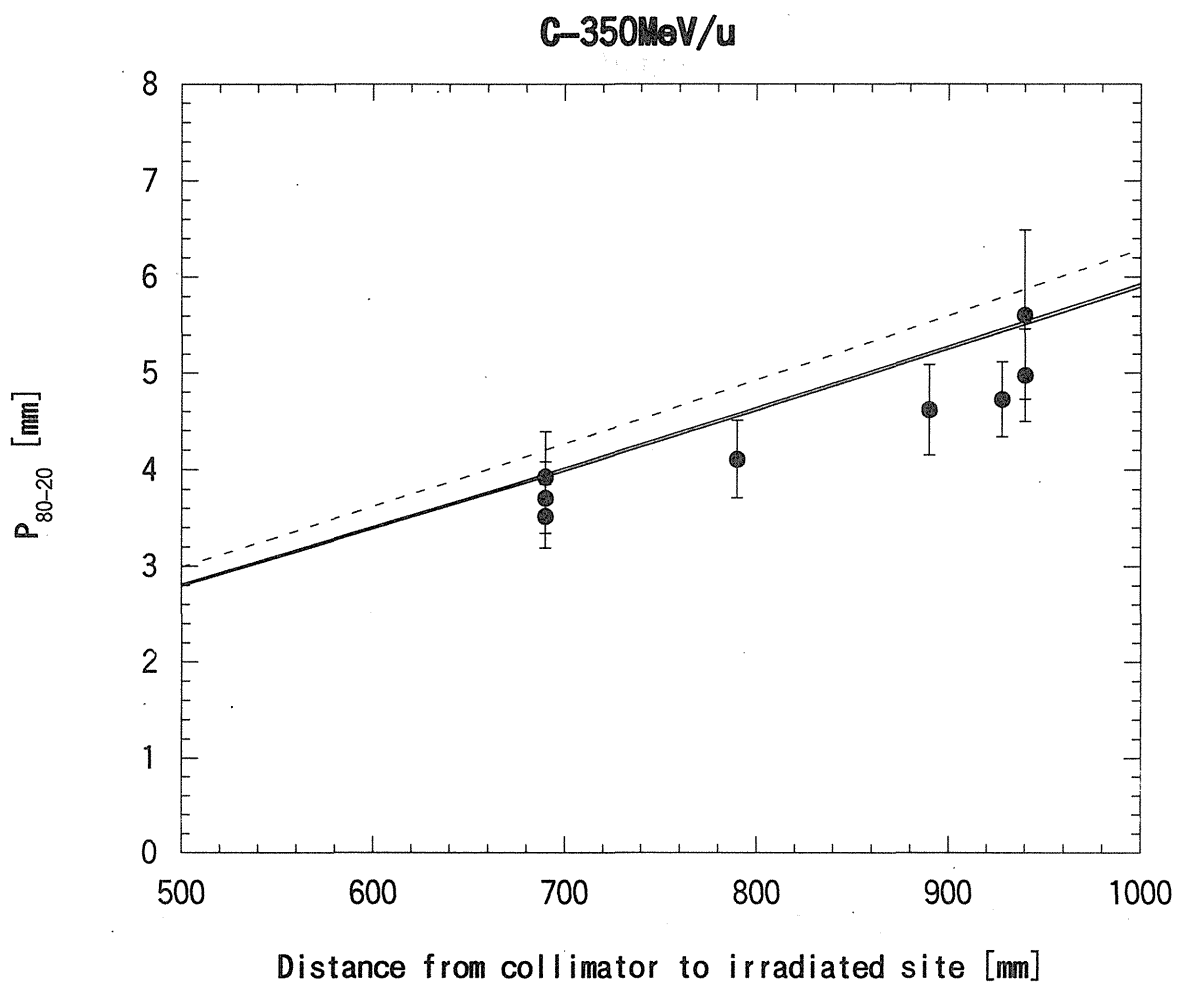


Fig.5. (c)

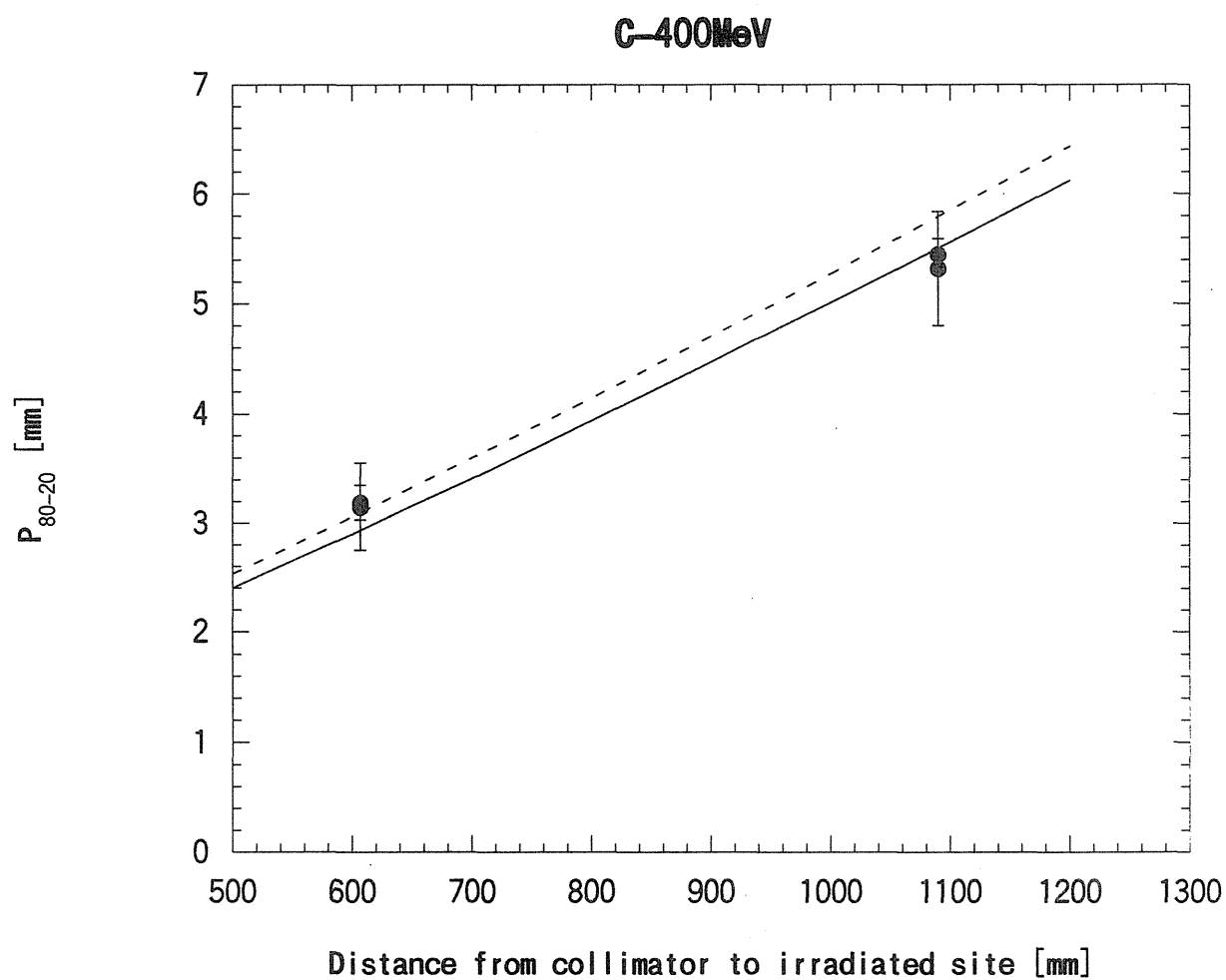


Fig.6. (a)

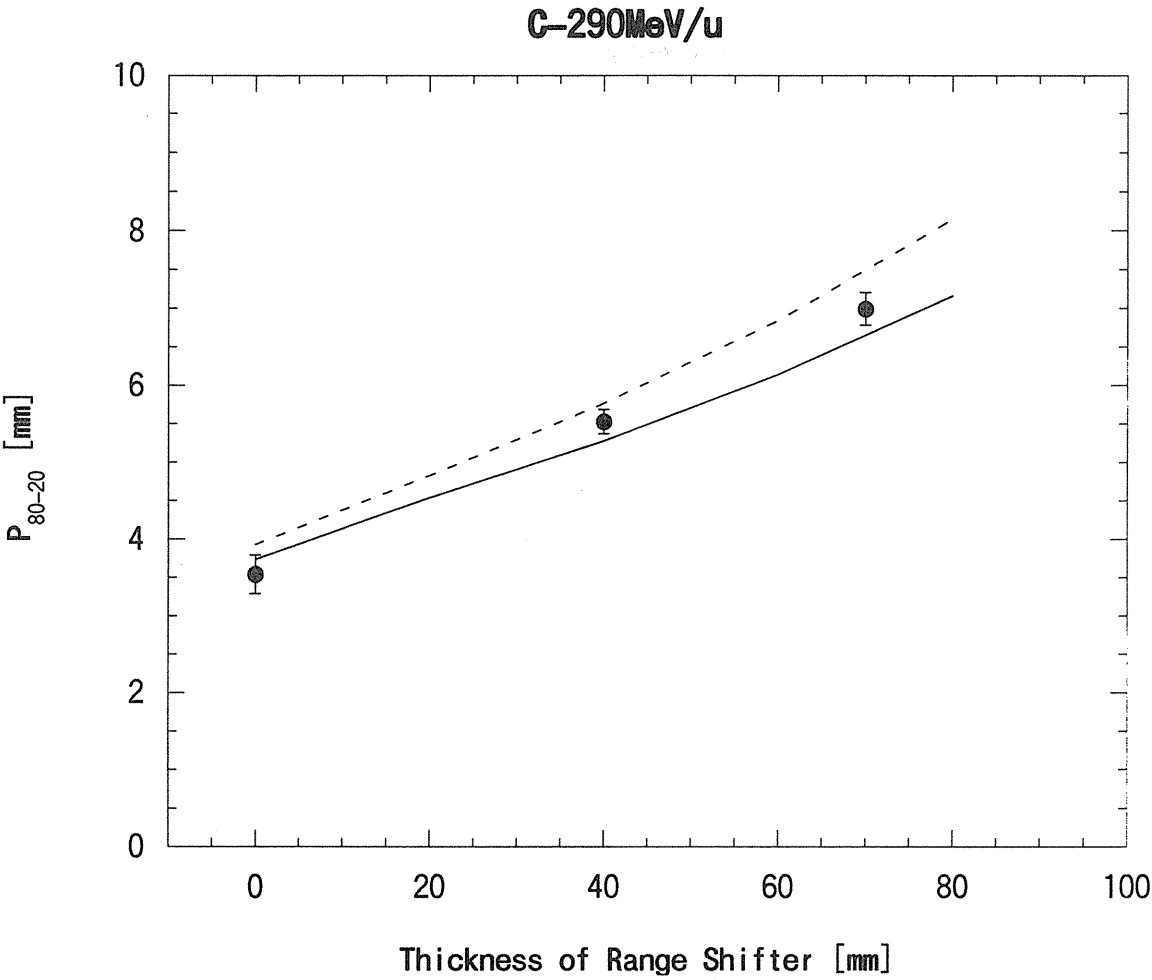


Fig.6. (b)

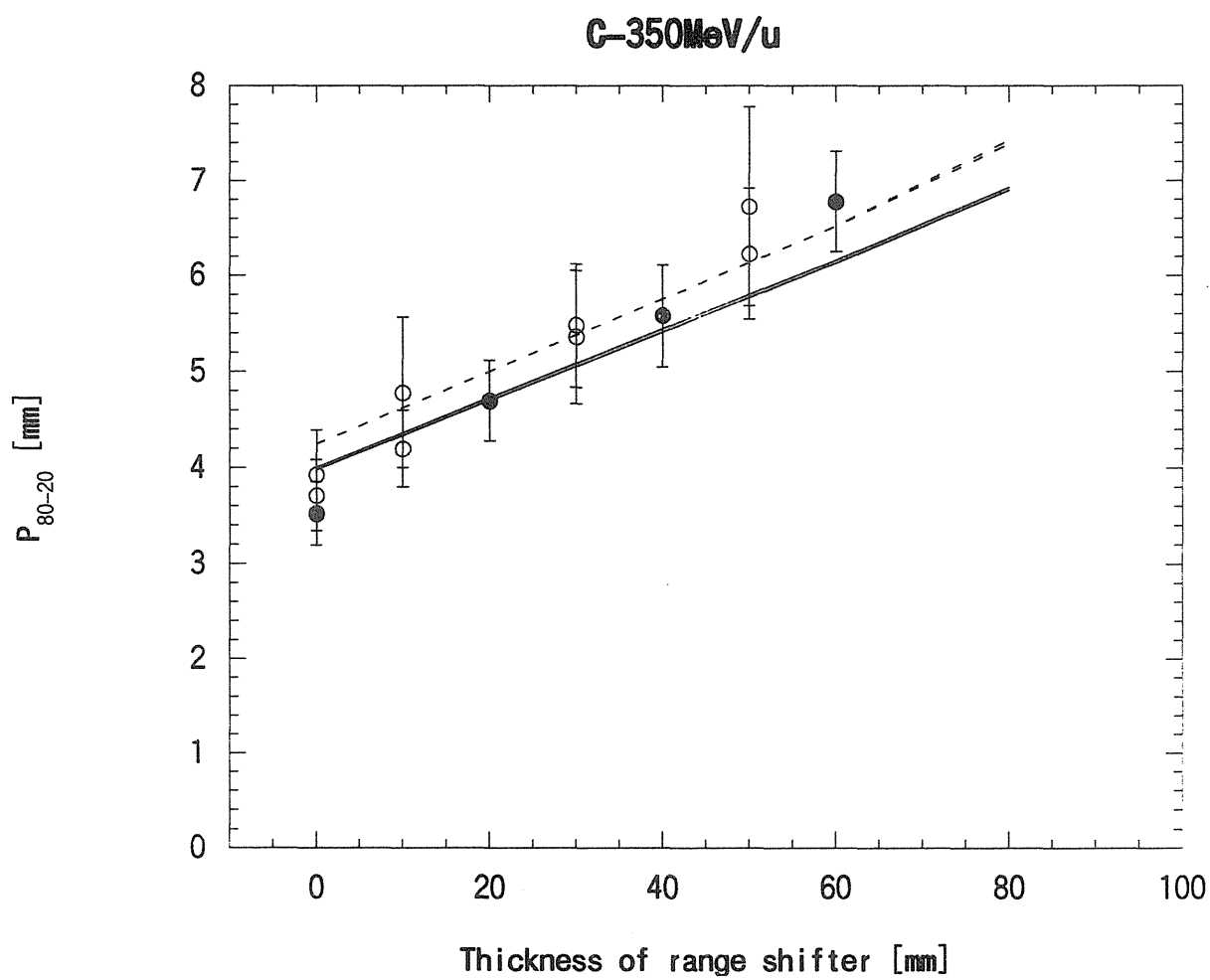
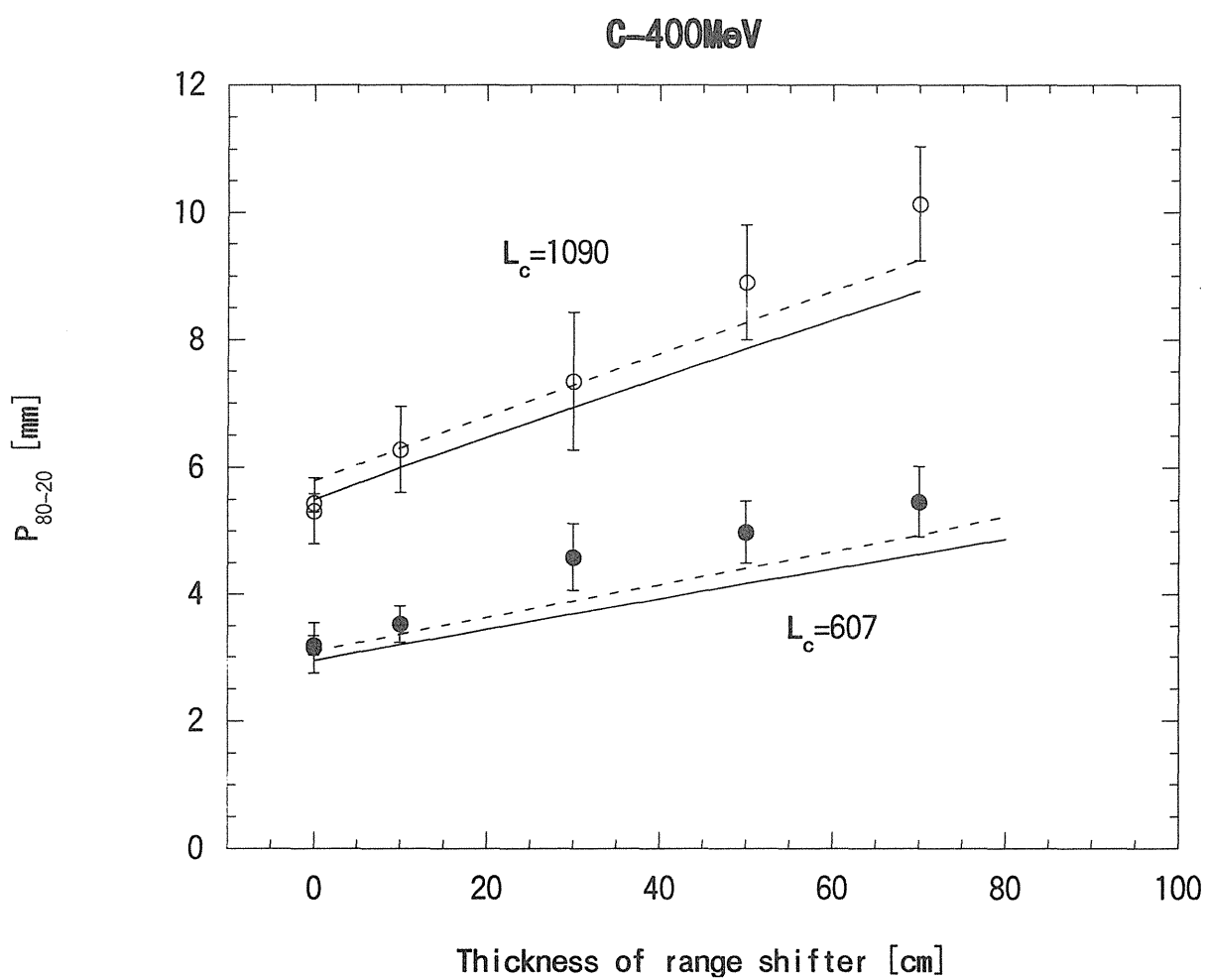


Fig.6. (c)



Wobbler 法と二重リング二重散乱体法

放射線医学総合研究所 医用重粒子物理・工学研究部

外村浩美、金井達明

千葉市稲毛区穴川 4-9-1 放射線医学総合研究所 医用物理・工学研究部

Comparison of Wobbler Method and Dual-Ring Double Scatterer Method

Hiromi TOMURA and Tatsuaki KANAI

Division of Accelerator Physics and Engineering, National Institute of Biological

9-1, Anagawa 4-chome, Inage-ku, Chiba-shi 263 JAPAN

Research Code: 200

Key words: penumbra, Fermi-Eyges theory, double scatterer, wobbler method

Abstract: The irradiation system of a heavy charged-particle radiotherapy including a proton beam should make uniform irradiation fields for target area. In order to reduce radiation dose to normal tissues, it is required to cut sharply the uniform field by a collimator. A penumbra size of the field should be as small as possible. In order to optimize the irradiation system from this point of the view, beam dynamics passing through beam modifying devices of the irradiation system should be analyzed. Analytical function, which describes statistical characteristics of the beam transversing through the irradiation system, is obtained and applied to calculate the penumbra size of the collimated beam. The analytical functions are for the beam wobbling system and also for the double scatterer system which are considered to be standard irradiation methods for making uniform large irradiation fields. Analytical equations for the wobbler and dual-ring double scatterer methods are given and coded. From these calculations, we found that penumbra size of the irradiation system using dual-ring double scatterer was at zero depth in a water phantom twice larger than that using the wobbler method. And difference of penumbra was kept in the deeper region of the phantom.

1. はじめに

陽子線・重粒子線は、物質中に入射するとそのエネルギーにしたがって物質中の予定したところに止まり、それ以上の深いところに線量を全く与えないこと、又側方への散乱が比較的

少なく照射したくないところをコリメータなどで遮蔽することができること、などの治療に優れた物理的性質をもつ。これらの特徴を放射線治療に利用すれば、患部への物理線量を大幅に増大した治療が可能になる。米国マサチューセッツ総合病院 (MGH) , カリフォルニア大学ローレンス・バークレー研究所 (LBL) やスウェーデンのウプサラ大学で本格的な陽子線または重荷電粒子線のがん治療への応用が始められ、その優位性が示されてきた¹⁻³⁾。これらの成功を受けて、日本においても、筑波大での日本初の深部がんの治療を目指した陽子線治療施設、放医研での世界で初めての医用重粒子線加速器 HIMAC を用いた炭素線治療が始まり、大きな成果を生んでいる。さらに日本においては、これらの成功から、兵庫県、静岡県、福井県、国立がんセンター東病院、筑波大の第2号機など主に陽子線の治療施設（兵庫は、陽子線と炭素線の併用）が計画中、建設中、または試運転中である。これらの新しい陽子線施設では全て、患者を寝かしたままいろいろな方向から照射できるガントリーを備えているのが特徴である。さらに他の様々な施設でも陽子線治療施設の建設が検討されている。

これらの現状において、大勢の研究者で、いろいろな試行錯誤をくり返ししながら、治療ポートを作り上げていく時代が終わり、それぞれの施設では少数の2～3人の物理学者が、加速器から照射系・治療計画、施設運営までこなさなくてはならない時代になってきつつある。一方では、照射系・治療計画での研究レベルは未熟で、まだまだ深めていかなければならない研究分野でもある。

これらの新しい施設の建設では、照射系の最適な治療ポートを設計することもまず最初の重要なテーマである。陽子線治療では、加速された細いビーム（1cm程度）をがん治療の際のターゲットの大きさ10～20cm直径に拡大する必要がある。放射線治療では、ターゲットを一樣に照射することが基本であるので、10～20cm直径に拡大し、しかも一樣な強度分布を実現しなければならない。このための照射法として二重散乱体法やワブラー法が、考案され実用化されてきた^{4,5)}。また、コリメータで照射野を作る場合、側方散乱等によるボケすなわちペナンプラを小さくするように照射系を最適化していく必要がある。

以上のことから、最適な照射装置の設計には、治療ポートとして重要な物理量（例えば照射野一様性、ペナンプラの大きさ、ビーム利用効率など）を計算して評価し最適化していくことが重要となる。そのためにビームを修飾していく様々の機器やその配置から通過するビームの運動学を記述し、個々の機器配置の照射野への影響を検討していく必要がある。

本論文では、様々な照射系機器に対応して、ペナンプラや一様性を体内散乱まで含めた解析的なビームの状態の計算方法を提供し最適な治療ポートを設計するための道具を開発したので報告する。

2. 理論計算

我々は、別の論文において、ワブラー法の場合の照射系での解析的なビームダイナミックス記述について議論した¹⁰⁾。本論文では、さらに発展させ、体内散乱を含めたペナンプラの計算、

二重散乱体における解析的記述を述べる。まず最初に簡単にワブラー法の場合の計算法を述べ、次に二重散乱体法への拡張を述べる。

2-1. ワブラー法の分布関数

照射系内でのビーム軸を z 、ビーム軸に垂直な平面内の位置を $\vec{r} = (x, y)$ で表す。ビーム中心軸を $\vec{r} = \vec{0}$ の原点とする。小角散乱の近似において粒子の進行方向は、 xy -平面にプロジェクトした角 $\vec{\theta} = (\theta_x, \theta_y)$ で表す。ビーム軸に垂直な平面内で一様な照射装置を通過する一般的な分布関数を $F(\vec{r}, \vec{\theta})$ と定義する。

一般に治療では、コリメータで形成された照射野を使用する。このコリメータで遮へいされた照射野に対する分布関数 $F_c(\vec{r})$ は、コリメータを望む立体角 $\Omega(\vec{r})$ で、一般的な分布関数 $F(\vec{r}, \vec{\theta})$ を積分したものとして次のように書ける。

$$F_c(\vec{r}) = \int_{\Omega(\vec{r})} F(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{\theta} \quad (1)$$

分布関数 $F(\vec{r}, \vec{\theta})$ は、fluence 分布関数 $F(\vec{r})$ と、正規化された角度分布関数 $G(\vec{r}; \vec{\theta})$ との積で表される。

$$F(\vec{r}, \vec{\theta}) = F(\vec{r}) G(\vec{r}; \vec{\theta}) \quad (2)$$

y 軸方向の遮へいの x 軸へ影響が無視でき、また xz 平面に対して対称な場合には、 $G(\vec{r}; \vec{\theta})$ の x 軸への写影をガウス分布で近似する。

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(\vec{r}; \vec{\theta}) d\theta_y \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{(\theta_x - \bar{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (3)$$

ここで、 $\bar{\theta} = \overline{\theta(x, y)}$ と $\sigma_\theta = \sigma_\theta(x, y)$ は、角度分布関数の平均と標準偏差である。この近似のもとで遮へいされた分布 $F_c(\vec{r})$ は、以下のように書ける。

$$\begin{aligned} F_c(\vec{r}) &= F(\vec{r}) \int_{\tan^{-1}(x-W_c/2)/L_c}^{\tan^{-1}(x+W_c/2)/L_c} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{(\theta_x - \bar{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2}\right) d\theta_x \\ &\approx F(\vec{r}) \left\{ Q\left(\frac{(x-W_c/2)/L_c - \bar{\theta}}{\sigma_\theta}\right) - Q\left(\frac{(x+W_c/2)/L_c - \bar{\theta}}{\sigma_\theta}\right) \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

L_c は照射点からコリメーターまでの距離、 W_c はコリメーターの開いた幅である。また、 $Q(t)$ は、error 関数 $Q(t) = 1/\sqrt{2\pi} \int_t^\infty \exp(-t'^2/2) dt'$ である。実際には、 $\{Q(..)-Q(..)\}$ は、遮蔽部分で 0,

照射野部分で1になる関数になっている。コリメータ近傍では、一方の $Q(\cdot)$ は、ほとんど寄与しない。したがって、 $x > 0$ のコリメータ近傍では、

$$F_c(\vec{r}) \approx F(\vec{r}) Q\left(\frac{(x - W_c/2)/L_c - \bar{\theta}}{\sigma_\theta}\right) \quad (5)$$

で与えられ、 $x < 0$ のコリメータ近傍では、

$$F_c(\vec{r}) \approx F(\vec{r}) \left\{ 1 - Q\left(\frac{(x + W_c/2)/L_c - \bar{\theta}}{\sigma_\theta}\right) \right\} \quad (6)$$

で与えられる。照射野の巾 W_{50} は、(5)又は(6)の Q が 0.5 になる x の値 $X_{0.5}$ で計算され、ペナブラの大きさ も (5) 又は(6)の Q が、0.8 から 0.2 になる x の値の差で与えられる。

$$W_{50} = 2X_{0.5} \quad (7)$$

$$P_{80-20} = X_{0.2} - X_{0.8} \quad (8)$$

一般的な分布関数 $F(\vec{r}, \bar{\theta})$ は、pencil ビームが照射装置機器を通過する際の多重散乱で広がる効果と強度分布を一樣にするための照射機器（ワブラー電磁石）による効果を計算することができる。ここで多重散乱の効果は、Fermi-Eyges theory^{1,4)}で取り扱い、その分布関数 F_s とすると、 F_s は以下の形で書ける。

$$\begin{aligned} F_s(\langle r^2 \rangle_s, \langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s, \langle \theta^2 \rangle_s; \vec{r}, \bar{\theta}) d\vec{r} d\bar{\theta} \\ = \frac{1}{\pi^2 (\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s^2)} \exp\left(\frac{\langle r^2 \rangle_s \theta^2 - 2\langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s \vec{r} \cdot \bar{\theta} + \langle \theta^2 \rangle_s r^2}{\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s^2}\right) d\vec{r} d\bar{\theta} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで $\langle r^2 \rangle_s, \langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s, \langle \theta^2 \rangle_s$ は、多重散乱から

$$\begin{cases} \langle \theta^2 \rangle_s = \int_0^z \frac{d\langle \theta^2 \rangle_s}{dz'} dz' \\ \langle \vec{r} \cdot \bar{\theta} \rangle_s = \int_0^z (z - z') \frac{d\langle \theta^2 \rangle_s}{dz'} dz' \\ \langle r^2 \rangle_s = \int_0^z (z - z')^2 \frac{d\langle \theta^2 \rangle_s}{dz'} dz' \end{cases} \quad (10)$$

として、Moliere の公式により計算できる。

一方、一樣な強度分布関数を実現するためのワブラー電磁石による角度分布の増大を考慮に入

れた分布関数の角度分布の平均 $\bar{\theta}$ と分散 σ_θ とは、以下のように書ける。⁵⁾

$$\bar{\theta} = \frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s}{\langle r^2 \rangle_s} x - R_w \frac{x}{r} \left(\frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s}{\langle r^2 \rangle_s} - \frac{1}{L_w} \right) \frac{I_1(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)}{I_0(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)} \quad (11)$$

$$\sigma_\theta^2 = \frac{\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2}{2\langle r^2 \rangle_s} - R_w^2 \left(\frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s}{\langle r^2 \rangle_s} - \frac{1}{L_w} \right)^2 \left\{ \frac{I_1^2(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)}{I_0(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)} - \frac{I_1^2(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)}{I_0^2(2rR_w / \langle r^2 \rangle_s)} \right\} \quad (12)$$

ここで、 L_w はワブラー電磁石までの距離、 R_w は照射位置でのワブラー半径である。 $I_n(z)$ は n 次の modified Bessel 関数である

2-2、二重散乱体法

二重散乱体法には、MGH で開発された 1 番目の散乱体での散乱ビームの中心を 2 番目の散乱体のところで一部ブロックして一様な照射野を作る Occluding ring 法⁶⁾と、第 2 散乱体を高原子番号と低原子番号の種類の物質で作る中心部分をより大きく散乱させる二重リング二重散乱体法⁷⁾がある。

Occluding ring の分布関数 $F_o(\vec{r}, \vec{\theta})$ は、以下のように書ける。

$$\begin{aligned} F_o(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{r} d\vec{\theta} &= d\vec{r} d\vec{\theta} \int_{|\vec{r}''|=R_d}^{\infty} \int_{|\vec{r}'|=0}^{\infty} \int_{|\vec{\theta}'|=0}^{\infty} d\vec{\theta}' \delta(\vec{r}'' + L_d \vec{\theta}' - \vec{r}') \\ &\times F_s(\langle r^2 \rangle_s, \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s, \langle \theta^2 \rangle_s; \vec{r}', \vec{\theta}') \\ &\times F_s(\langle r^2 \rangle_s - \langle r^2 \rangle_s', \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s', \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \theta^2 \rangle_s'; \vec{r} - \vec{r}', \vec{\theta} - \vec{\theta}') \end{aligned} \quad (13)$$

ここで、 $\langle r^2 \rangle_s', \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s', \langle \theta^2 \rangle_s'$ は第二散乱体より上流の多重散乱で決定され、

$\langle r^2 \rangle_s, \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s, \langle \theta^2 \rangle_s$ は、照射装置全体の散乱である。また、 R_d, L_d は、それぞれ、二重散乱

体の半径、照射点から二重散乱体までの距離である。

この分布 $F_o(\vec{r}, \vec{\theta})$ を $\vec{\theta}$ で積分して、fluence 分布 $F_o(\vec{r})$ を計算できる。

$$F_o(\vec{r}) d\vec{r} = d\vec{r} \frac{2a}{\pi \langle r^2 \rangle_s} \exp\left(-\frac{r^2}{\langle r^2 \rangle_s}\right) \exp\left(-\frac{b^2}{4a} r^2\right) E_{0,0}(a, br, Rd, \infty) \quad (13)$$

ここで、 $a, b, E_{n,m}(\alpha, \beta, t_1, t_2)$ は、

$$\begin{cases} a = \frac{\langle r^2 \rangle_s}{\left(\langle r^2 \rangle_s - \langle r^2 \rangle'_s \right) \left(\langle r^2 \rangle'_s - 2L_c \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s + L_c^2 \langle \theta^2 \rangle'_s \right) + L_c^2 \left(\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle'_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2 \right)} \\ b = \frac{2 \left(\langle r^2 \rangle'_s - L_c \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s \right)}{\left(\langle r^2 \rangle_s - \langle r^2 \rangle'_s \right) \left(\langle r^2 \rangle'_s - 2L_c \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s + L_c^2 \langle \theta^2 \rangle'_s \right) + L_c^2 \left(\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle'_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2 \right)} \end{cases} \quad (14)$$

$$E_{n,m}(\alpha, \beta, t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} t^{(n+1)} \exp(-\alpha t^2) I_m(\beta t) dt \quad (15)$$

で表される。また、 $I_m(z)$ は、 m -次の修正ベッセル関数である。つぎに、半影の計算に必要な平均角度とその分散は、以下のように表される。

$$\bar{\theta} = \frac{\int_{|\vec{\theta}|=0}^{\infty} \theta_r F_o(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{\theta}}{\int_{|\vec{\theta}|=0}^{\infty} F_o(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{\theta}} = \frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s}{\langle r^2 \rangle_s} r + c \left\{ \frac{E_{1,1}(a, br, Rd, \infty)}{E_{0,0}(a, br, Rd, \infty)} - \frac{br}{2a} \right\} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta_r}^2 &= \frac{\int_{|\vec{\theta}|=0}^{\infty} (\theta_r - \bar{\theta})^2 F_o(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{\theta}}{\int_{|\vec{\theta}|=0}^{\infty} F_o(\vec{r}, \vec{\theta}) d\vec{\theta}} \\ &= \frac{\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle'_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2}{2 \langle r^2 \rangle'_s} \\ &\quad + c \left\{ \frac{E_{2,2}(a, br, Rd, \infty) + E_{2,0}(a, br, Rd, \infty)}{2E_{0,0}(a, br, Rd, \infty)} - \frac{E_{1,1}(a, br, Rd, \infty)^2}{E_{0,0}(a, br, Rd, \infty)^2} - \frac{1}{2a} \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、 c は、次のように表される。

$$c = \frac{\langle r^2 \rangle_s \left(\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s - L_c \langle \theta^2 \rangle'_s \right) - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s \left(\langle r^2 \rangle'_s - L_c \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s \right)}{\left(\langle r^2 \rangle_s - \langle r^2 \rangle'_s \right) \left(\langle r^2 \rangle'_s - 2L_c \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle'_s + L_c^2 \langle \theta^2 \rangle'_s \right) + L_c^2 \left(\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle'_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2 \right)} \quad (18)$$

これで、式(5)~(8)及び(17),(18)を用いれば、Occluding ring法の W_{50} 、半影 P_{80-20} は、計算できる。

次に二重リング二重散乱体法の場合を計算する。照射面での分布は、以下のように書ける。

$$F(\vec{r})d\vec{r} = d\vec{r}f^{(h)}E_{0,0}^{(h)} + d\vec{r}f^{(l)}E_{0,0}^{(l)} \quad (19)$$

ここで、 $\langle \theta^2 \rangle^{(h)}$, $\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle^{(h)}$, $\langle r^2 \rangle^{(h)}$ は、中心側の high-Z 側の散乱体を通ってきたビームの散乱の大きさである。 $a^{(h)}$, $b^{(h)}$, $c^{(h)}$ は、同様に式(15),(19)の a , b , c を high-Z 側の成分で計算した量である。また、 $f^{(h)}$ は、

$$f^{(h)} = \frac{2a^{(h)}}{\langle r^2 \rangle_s^{(h)}} \exp\left(-\frac{r^2}{\langle r^2 \rangle_s^{(h)}}\right) \exp\left(-\frac{b^{(h)2}}{4a^{(h)}} r^2\right), \quad (20)$$

$f^{(l)}$ は、(21)式と同様に Low Z 側の成分で計算した値である。 $E_{n,m}^{(h)}$ と $E_{n,m}^{(l)}$ は、それぞれ $E_{n,m}^{(h)} = E_{n,m}(a^{(h)}, b^{(h)}r, 0, Rd)$ と $E_{n,m}^{(l)} = E_{n,m}(a^{(l)}, b^{(l)}r, Rd, \infty)$ である。

次に、平均角度は、

$$\begin{aligned} \overline{\theta_r} &= \frac{1}{E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} + E_{0,0}^{(l)} f^{(l)}} \\ &\times \left\{ E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} r \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(h)} / \langle rr \rangle_s^{(h)} + E_{0,0}^{(l)} f^{(l)} r \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(l)} / \langle rr \rangle_s^{(l)} \right. \\ &\left. + c^{(h)} f^{(h)} (E_{1,1}^{(h)} - E_{0,0}^{(h)} b^{(h)} / 2a^{(h)}) + c^{(l)} f^{(l)} (E_{1,1}^{(l)} - E_{0,0}^{(l)} b^{(l)} / 2a^{(l)}) \right\} \end{aligned} \quad (21)$$

となる。また分散は、以下のようになる。

$$\begin{aligned} 2\sigma_{\theta_r} &= \frac{1}{E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} + E_{0,0}^{(l)} f^{(l)}} \left\{ \left(\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2 \right)^{(h)} / \langle r^2 \rangle_s^{(h)} \right. \\ &\quad \left. + \left(\langle r^2 \rangle_s \langle \theta^2 \rangle_s - \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^2 \right)^{(l)} / \langle r^2 \rangle_s^{(l)} \right. \\ &\quad \left. + c^{2(h)} f^{(h)} (E_2^{(h)} - E_{0,0}^{(h)} / 2a^{(h)}) + c^{2(l)} f^{(l)} (E_2^{(l)} - E_{0,0}^{(l)} / 2a^{(l)}) \right. \\ &\quad \left. + rc^{2(h)} E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(h)} / \langle r^2 \rangle_s^{(h)} + rc^{2(l)} E_{0,0}^{(l)} f^{(l)} \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(l)} / \langle r^2 \rangle_s^{(l)} \right\} \\ &+ \frac{1}{(E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} + E_{0,0}^{(l)} f^{(l)})^2} \left\{ r E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(h)} / \langle r^2 \rangle_s^{(h)} + r E_{0,0}^{(l)} f^{(l)} \langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(l)} / \langle r^2 \rangle_s^{(l)} \right. \\ &\quad \left. - c^{(h)} f^{(h)} b^{(h)} r E_{0,0}^{(h)} / 2a^{(h)} - c^{(l)} f^{(l)} b^{(l)} r E_{0,0}^{(l)} / 2a^{(l)} \right\}^2 \\ &+ \frac{2}{(E_{0,0}^{(h)} f^{(h)} + E_{0,0}^{(l)} f^{(l)})^2} \left\{ c^{(h)} f^{(h)} E_{1,1}^{(h)} + c^{(l)} f^{(l)} E_{1,1}^{(l)} \right\} \\ &\quad \times \left\{ \frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(h)}}{\langle r^2 \rangle_s^{(h)}} rc^{(h)} f^{(h)} E_{0,0}^{(h)} + \frac{\langle \vec{r} \cdot \vec{\theta} \rangle_s^{(l)}}{\langle r^2 \rangle_s^{(l)}} rc^{(l)} f^{(l)} E_{0,0}^{(l)} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{c^{(h)} b^{(h)} f^{(h)}}{2a^{(h)}} rE_{0,0}^{(h)} + \frac{c^{(l)} b^{(l)} f^{(l)}}{2a^{(l)}} rE_{0,0}^{(l)} \Big\} \\
& - \bar{\theta}_r^2
\end{aligned} \tag{22}$$

式(5)～(8)及び(22),(23)を用いれば、二重リング二重散乱体法の場合の W_{50} 、 σ_x の計算が可能となる。

2-3. ファントム中での分布

以上の計算においてアイソセンターでの空中の線量分布（強度分布）が計算することができ W_{50} 、 σ_x などのビームポートを特徴づける物理量が解析的に計算できた。実際の治療では、体内のターゲット付近での W_{50} 、 σ_x を知ることが必要であり、体内散乱を含めた W_{50} 、 σ_x の評価が必要になる。

ファントム中での散乱の計算は次のようにして行った。ファントム中での散乱とビーム供給装置の散乱の足し合わせた全体の角度分布の分散 σ_x は、以下のように近似できる。

$$\sigma_x^2 = \sigma_{\theta_r}^2 L_c^2 + \langle x^2 \rangle_{\text{phantom}} \tag{23}$$

また、平均角度は、2-1または2-2章で計算した $\bar{\theta}$ と同じであると近似できる。これらの近似のもとでコリメートした分布関数は、

$$F_C = F(\vec{r}) \left\{ Q \left(\frac{(x - W_C/2)/L_c - \bar{\theta}_r}{\sigma_x/L_c} \right) - Q \left(\frac{(x + W_C/2)/L_c - \bar{\theta}_r}{\sigma_x/L_c} \right) \right\} \tag{24}$$

と書ける。この分布関数からファントム中での W_{50} 、 σ_x も同様に計算できる。

2-4. 拡大ブラッグピーク

治療照射では、Bragg ピークを拡大して、いろいろな厚さの拡大 Bragg ピーク（SOBP）を作る必要がある。SOBP の巾によって当然ビームの散乱の大きさが異なり、 W_{50} , P_{80-20} の計算結果に大きく影響する。

SOBP ビームに対しては、2-1～2-3で議論した単一エネルギーの分布関数を SOBP 重ね合わせの割合で重みづけ SOBP ビームの分布関数をまず求める。この SOBP ビーム分布関数により W_{50} , P_{80-20} を直接求めた。

3. 結果及び考察

2節で論じた計算式のもとに一般的な計算コード BTIS を作成した。例として 190MeV 陽子線の二重散乱体法の場合と 178MeV のワブラー法の場合の計算を行った。ここで二つの場合の入射粒子のエネルギーは、ファントム表面での残余飛程が、同じになるように選んだ。両方の場

合も半径 10cm の一様な照射野を実現するように照射系機器配置を計算した。拡大 Bragg ピークの巾は、6cm とした。水ファントム中の SOBP 中心が、isocenter になるようにして比較を行った。図 1、図 2 に両方の場合の照射装置の配置を示す。これらの計算を行っていくと、照射系を最適化していくには、次のことが、一般的のいえることがわかった。式 (5) から照射野のコリメーターによる切れをよくするためには、 σ_θ をできるだけ小さくする必要がある。式 (12)や(23)から、 σ_θ は、通過する物質による多重散乱によって増大する部分とワブラーや二重散乱体による一様ビームを形成するために増大してしまう部分からの寄与に大きく分けられる。そして、その多くの部分は、多重散乱の寄与が、大きいことがわかった。

従ってなるべく半影の大きさを小さくするためには、ridge filter などの多重散乱を大きくする物質を小さくすることである。散乱の大きさをなるべく小さくする照射系の設計が必要になる。例としてあげたワブラー法と二重散乱体法のなるべく同じ様な幾何学形状にしたが、同じ照射野の大きさを得るには、第二散乱体の厚さの分だけ二重散乱体の方が全体として散乱媒質が多くなり、結果として半影の大きさが、大きくなったことを示している。ファントム内で散乱は、二重散乱体の場合 0.4cm から SOBP 中心では 0.9cm へ、ワブラーの場合 0.2cm が 0.7cm へとファントム中では、約 0.5cm 大きくなっている。陽子線の場合照射ポート最適化としては、2mm 程度であり、体内増加は、5mm 程度で体内増加が、非常に大きいことが、わかった。図 3 に半影の大きさの比較を示す。この計算によると、同じ面積の照射野に対して、体表面での半影が、ワブラー法の約 2 倍になることが、わかった。

図 3 から示されるように照射方法による半影の大きさの差が、ファントム中でも、ほぼ保存されるという結果が示された。

4. まとめ

ワブラー法と 2 重リング 2 重散乱体法の半影の計算の結果が、示された。この結果より、この散乱体法とワブラー法では、表面での半影の大きさが、二倍違う。また、水ファントム中でも、全体の散乱は、増えていくが、この差が、縮まらないことが、わかった。

謝辞 放射線医学総合研究所の照射系メンバーの松藤成弘、二見康之、山下晴男、遠藤真広、河内清光、東明男、赤城卓、坂内俊輔氏らの協力に感謝します。

- 1) W. Saunders, J.R. Castro, G.T.Y. Chen et.al. Radiat. Res. 104, S227-S234, 1985
- 2) K.P. Gall, P. Chapman, M.Gitein, et.al. 'Plans for proton medical facility at Massachusetts General Hospital,' Proceeding of the NIRS International Workshop on Heavy Charged Particle Therapy and Related Subjects. (ed. By A. Itano and T. Kanai) 176-179, 1991
- 3) S. Graffman and Borje, 'High energy proton for radiotherapy - A reviews of activities at

- the 185 MeV synchro-cyclotron in Uppsala. Sonderdruck aus der Fachzeitschrift, 27, S148-154, 1876
- 4) S. Graffman and B. Jung and B. Larsson, 'Design studies for a 200 MeV proton clinic for radiotherapy,' Sixth International Cyclotron Conference, 1872,9, Am. Inst. Phys., Vancourver, 603-615, 1973
 - 5) A.M. Koehler, R.J. Schneider, and J.M. Sisterson, 'Flattening of proton dose distribution for large-field radiotherapy,' Med. Phys. 4, 297-301, 1977
 - 6) B. Rossi and K. Greisen, 'Cosmic-ray theory,' Rev. Mod. Phys 13, 240-309, 1941
 - 7) L. Eyges, 'Multiple scattering with energy loss,' Phys. Rev. 74, 1534-1535, 1948
 - 8) C.D. Zerby and F.L. Keller, 'Electron transport theory, calculations and experiments' Nucl.Sci. Eng. 27, 190-218, 1967
 - 9) A. Brahme, 'Geometric parameters of clinical electron beams,' Acta Radiologica Oncol. Suppl. 364, 7-10, 1983
 - 10) H. Tomura et.al. to be publish
 - 11) Y. Takada, 'Dual-ring double scattering Method for proton beam spreading,' Jpn. J. Appl. Phys. 33, 353-359, 1994

Figure Caption

Fig.1. Geometry of a Wobbler Method

Fig.2. Geometry of a Dual-ring Double Scatterer Method

Fig.3 Penumbra comparison of a wobbler method and a dual-ring double scatterer method

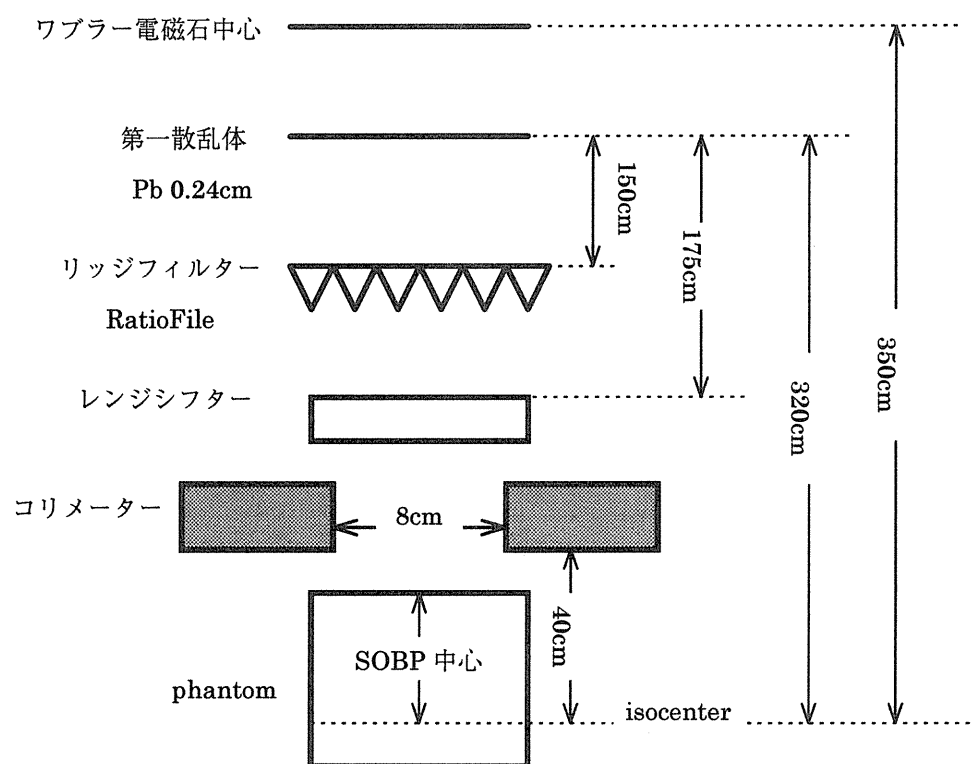


Fig. 1. Geometry of a Wobbler Method

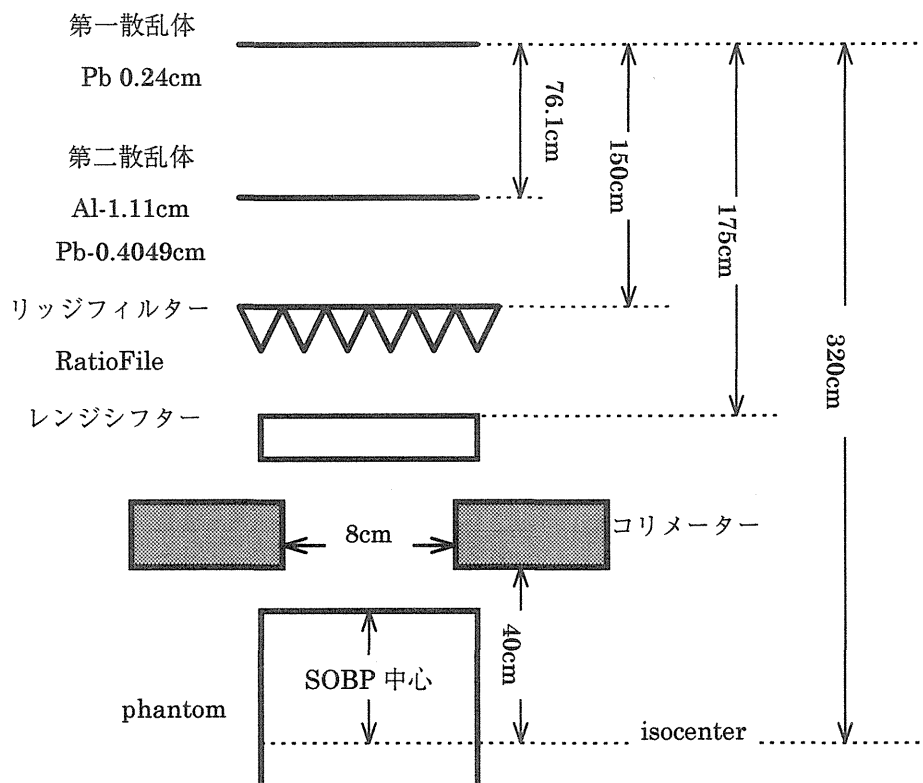


Fig. 2. geometry of dual-ring double scatterer method

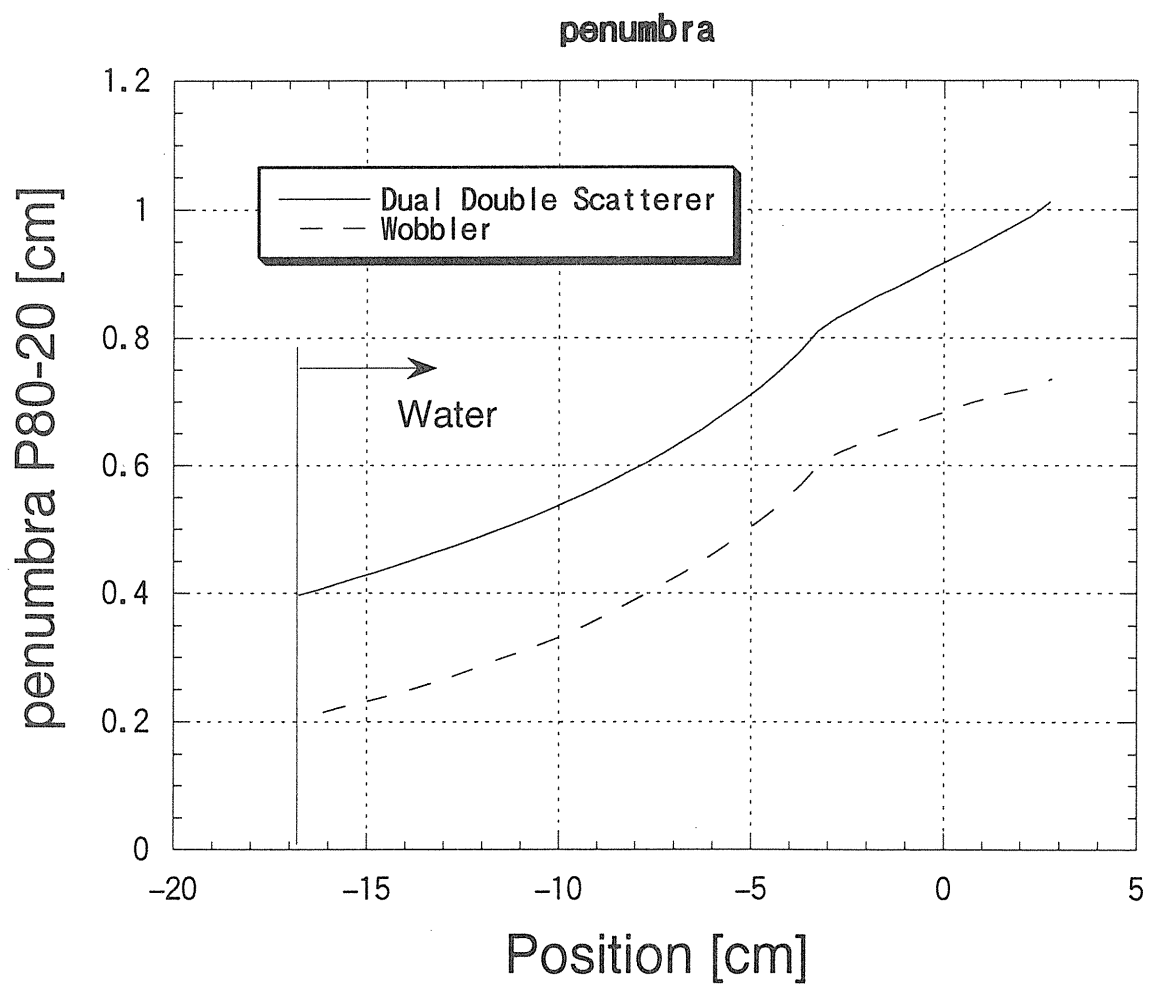


Fig. 3. Penumbra comparison of a wobbler method and dual-ring double scatterer method

線量計算プログラム BTIS
放射線医学総合研究所 医用重粒子物理・工学研究部
外村浩美、金井達明
千葉市稲毛区穴川 4-9-1 放射線医学総合研究所 医用重粒子物理・工学研究部

Dose Calculation Program BTIS
Hiromi Tomura and Tatsuaki Kanai
Division of Accelerator Physics and Engineering, National Institute of Radiological Sciences
9-1, Anagawa 4-chome, Inage-ku, Chiba-shi 263 JAPAN
Research Code: 200
Keyword: Penumbra, Field-Width,

Abstract

Dose calculation program BTIS(Beam Transport Irradiation System) was made. It can calculate proton or heavy charged-particle dose distribution in homogenous material, including influence of beam delivery system.

1. 序論

放射線治療では、一様な照射野を得るために、様々な照射方法が発展してきた。たとえば、ワブラー法、二重散乱体法などである。それらの照射装置を治療装置として最適化していくためには、ビーム形成層値を含む照射内を通過するビームの運動学を詳細に調べていくことが必要である。コリメータで遮蔽された照射野における照射野の一様性、照射野の大きさ、半影の大きさなど計算する必要がある。我々は、ワブラー法において、ビームの統計的状态を記述する解析的手法を発展させてきた。さらに、我々は、この手法を二重散乱体法—二重リング二重散乱体法—にも拡張してきた。

本論文では、ワブラー法、二重散乱体法の2つの照射方法に対するビーム運動学を解析するプログラム BTIS を作成したので、その構造と使用法を詳しく述べる。この計算コードにより、粒子線施設のもっとも適切な照射システムが、効率よく設計されることを期待する。したがってこのプログラムは、いかなる場面でも自由に使用できるものである。¹

1

プログラムは、Floppy 2枚で提供される。以下の住所または、e-mail に申し込まれたし。

放射線医学総合研究所 医用重粒子物理・工学研究部 外村浩美 又は、金井達明

tomura@nirs.go.jp 又は、kanai@nirs.go.jp

プログラムの変更は、自由であるが、メンテナンスを一括して行ってきたいので、変更内容を e-mail で送ってください。

2. プログラムの構成

プログラム全体の構成は、Fig. 1 で示される。入力ファイル内にビームポートの配置、入射粒子とそのエネルギーなどが、記述されている。この情報をもとにビームポート内でのエネルギー損失、多重散乱が、計算される。このとき **range modulator** の入力がされているとその各ステップの計算がなされる。このようにして、照射点での分布関数が出力される。

次に、**phantom** が、指定されていると **range modulator** 各ステップでの **phantom** 中での計算が行われ、全体での分布関数の計算が行われて、出力される。

3. プログラムの実行

機器配置のデータ入力や計算指示などのコマンドは、一つの入力ファイルに次のような形式で記述し、プログラム起動時に **argument file** を指定することで、又は **btis** を起動後入力ファイルを指定することで実行される。

例、

btis filename

filename は、入力ファイルの名前。入力ファイル内のコマンドは、次の3種類のコマンド形式がある。ここで **/** は、各コマンドの終わりを示す。

#..... コメント

CourseData 機器配置

/

&..... コマンド (FORTRAN の name list IO 形式)

/ (コンパイラによっては、&)

他にプログラム実行に必要なファイルとして **stp.w.tbl** (必ず必要)、**dose file** (**phantom** 計算に必要)、**ratio file**(**Range Modulator** の計算に必要)がある。

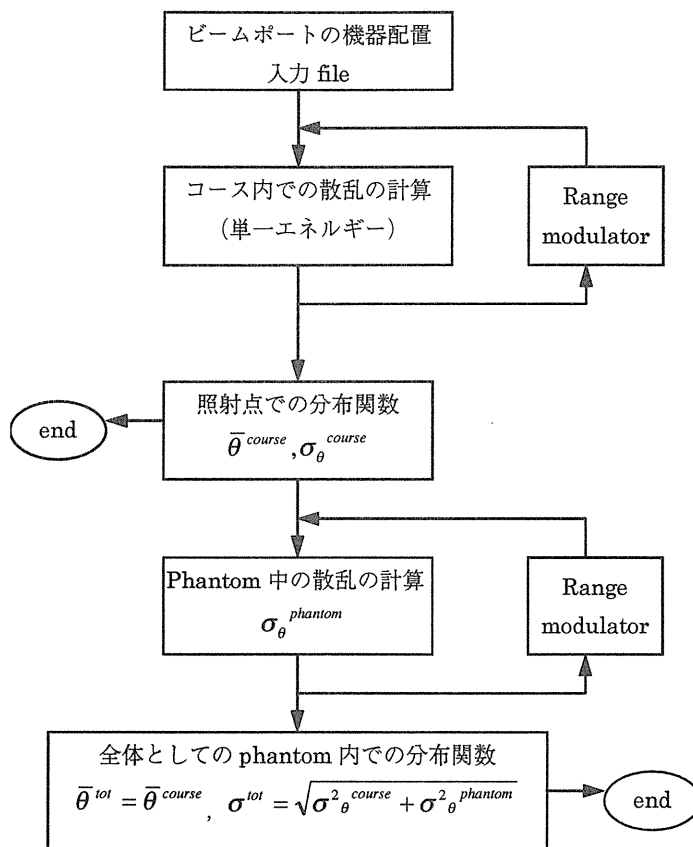


Fig.1 計算概念図

3—1. dose file と ratio file

dose file には、単色エネルギーの深部線量分布のデータを書き、一行目にデータ数、二行目以降に体内の深さ (mm 単位)、線量、LET が、入っている。現在、LET は、使っていないので、dummy data でもかまわない。プログラム上では、phantom 中での線量分布を計算するのに使用される。拡大ブラッグピークの場合、後述の ratio file を使って、この単色エネルギー深部線量分布を重ね合わせて作られる。

例、

837

2.00000e-01	1.00110e+00	1.16190e+01
4.00000e-01	1.00040e+00	1.16220e+01
1.00000e+00	9.98560e-01	1.16320e+01

ratio file は、拡大 Bragg Peak を作るための range modulator の各ステップ層の比が書かれている。各ステップの厚さは、後述の RangeModulator コマンドの UnitWEL(cm) で与えられる。データ形式は、一行目にデータ数、二行目以降に各ステップの比率が入っている。

例、

24

0.7746606

0.1385109

0.1904102

0.1286702

0.1184587

3-2. Stpw.tbl について

BTIS では、入射粒子と媒質のデータは、データベースファイル `stpw.tbl` から読み込まれる。これは、ビームが通過する物質中でのエネルギー損失、散乱等を計算するために必要なファイルである。

`stpw.tbl` の入力形式は、入射粒子と媒質のデータ数が、一行目に入る。次に入射粒子の名前、原子番号、質量数が `(a8,2f10.0)` の形式で入る。次に媒質のデータとして、`(a8,3f10.0)` の形式で媒質名、構成元素数、密度、平均励起エネルギーが、入る。次に構成物質のデータとしてが、`(4f10.0)` の形で、各構成元素の原子番号、質量数、1分子あたりの元素数、平均励起エネルギーが、構成元素の数だけ入る。平均励起エネルギーは、最初の行に 0 以外の値が入っていれば、それが優先される。この媒質データが、1組として一行目に書かれてある媒質の数の分だけ書かれている。

例、

2 2

proton 1. 1.007825

deuteron1. 2.0141

water 2. 1.0 75.0

1.0 1.0079 2. 0.0

8.0 15.9999 1. 0.0

Carbon 1. 1.7 78.0

6. 12.00 1. 78.0

入射粒子、媒質の指定は、各データの順番で行う。したがって、このファイルの中のデータの番号をユーザーが読むことが、煩雑なので `maketbl` というコマンドを実行すると中のデータのリストを次のような形で `stpw.lst` に出力する。この番号で入射粒子、媒質を指定すればよい。

Projectile number

1 proton 2 deuteron 3 tritium 4 Helium3 5 Helium4

6 Litium6 7 Litium7 8 Berilium 9 Beri7 10 Boron10

11 Boron11 12 Carbon12 13 Carbon13 14 Nitrog14 15 Nitrog15

16 Oxygen16 17 Oxygen17 18 Oxygen18 19 Florin 20 Neon20

21 Neon21 22 Neon22 23 Natrium 24 Magne24 25 Magne25

26 Magne26 27 Alumi 28 Si28 29 Si29 30 Si30

```
# 31 Argon36 32 Argon38 33 Argon40 34 Fe56 35 Kr84
# 36 Xe132 37 U238 38 Carbon11
#
# material number
# 0 Vacuum
# 1 Water 2 Carbon 3 Alumi 4 Silicon 5 Iron(Fe)
# 6 Copper 7 Ge 8 Lead(Pb) 9 Tungsten 10 Gold
# 11 Lucite 12 Polystyr 13 Plastic 14 Nitrogen 15 CO2
# 16 Argon 17 CH4 18 Propane 19 Oxygen 20 Mylar
# 21 TEG(m) 22 Air 23 TEG(p) 24 Muscle 25 SiO2
# 26 CdTe 27 HgI2 28 BGO 29 BaF2 30 Brass
# 31 Boron 32 BN 33 UO2 34 PuO2 35 Pu
# 36 U 37 Pe(C2H4) 38 Kapton 39 Ta 40 NaI
```

形式としては、入力ファイルのコメントの形を取っている。データベースファイルを変更した場合は、**maketbl** コマンドを実行してリストの変更をしておいた方がよい。

4. 入力ファイル

すべてのコマンドは、大文字と小文字の違いを無視する。コマンドが、実際に入力された順番に関係なく **CoursData** コマンド、**insert** コマンド、その他のコマンドの順に実行される。

4-1. コメント

#で始まる全ての行は、コメントと見なされる。また、**CourseData** コマンド以外のコマンドは、**FORTRAN** の **name list IO** 形式で書かれ、各コマンド以外の部分は、コメントと見なされる。

4-2. Projectile コマンド

```
&projectile
```

```
no=1
```

```
energy=190
```

```
/
```

no は、**projectile number** のリストから選んで入力し、**energy** は、MeV/u で記述する。

4-3. CourseData コマンド

入射粒子が通過する照射ポートを構成する物質を上流から順に記述するコマンドである。入力した順番に関係なく一番最初に実行されるコマンドである。

入力例

```
CourseData
```

```
8, 64, 0.24 !Lead
```

```
22,64, 320.0 !Air
```

```
/
```

各行は、物質の番号、積分のステップ数、物質の長さ(cm)を意味する。ちなみに、例は、最上流に鉛0.24cmあり。すぐ下流に空気320cmの場合である。

4-4. Insert コマンド

このコマンドは、CourseData コマンドで、コースの概略を記述した後でさらに追加物質を挿入するものである。このコマンドも入力された順番に変わりなく CourseData コマンドの次に実行される。

使用例

```
&insert  
id=2  
material=5  
thickness=0.00  
position=76.1  
integral=128  
/  

```

id は、挿入される媒質の位置番号で、CourseData で入力された物体の番号である。CourseData 使用例のデータの場合 id=2 ならば、空気 320cm の中に挿入されことになる。material は、挿入する媒質の番号である。stpwlst の例題に入れられたとうりの stpw.tbl を用いている場合、鉄が入ることになる。position は、挿入物体前面の位置 (cm)を示し、上流からの距離である。integral は、散乱の計算を行うときの分割数が入る。thickness は、物体の厚み(cm)を入力する。この insert コマンドを何回も使用することは、可能である。このとき id は、常に CourseData の番号を参照する。また、insert した物質中に insert する事は、できない。

4-5. RangeModulator コマンド

この RangeModulator コマンドは、配置された range modulator の属性を決めるコマンドである。このコマンドの前に、CourseData, insert で決まった物質の順番が、自動的に整理され、上流から順に id が、1,2...と付け直される。次にこの RangeModulator コマンドは、配置された range modulator の属性を決めるコマンドである。また、range modulator に相当する物質もあらかじめ CourseData や insert コマンドで配置する必要がある。このときの insert コマンド中の thickness は、0.0 を入れていた方がよい。

使用例

```
&RangeModulator  
id=5  
material=3  
integral=128  
thickness=-0.758  
UnitWEL=0.254181
```

```

stpwRatio=2.118175
RatioFile='ratio%test.rto'

```

id は、CourseData や insert コマンドが働いたあとの、ポート中で range modulator の番号。ただし、二重リング二重散乱体法の場合は、第二散乱体自身の番号は、CourseData や insert に含めなく DualRing コマンドで、指定する第二散乱体の位置には、第二散乱体をのせる土台を指定しておく必要がある (DualRing コマンド参照) 。 DualRing コマンドの方が、後から働くので、RangeModulator コマンドの id に指定するのは、第2散乱体の土台だけの入った id 番号である。material は、媒質の番号である。この例の番号 3 では、stpw.lst の例題通りの stppw.tbl を用いている場合、アルミが入っていることになる。CourseData と insert で決められた id と material 番号と、RangeModulator コマンドの id と material は、一致していなければならない。integral は、散乱の計算を行うときの分割数が入る。thickness は、range modulator の影響を平均厚で代用する場合、平均厚を入れる。このパラメーターが負の時のみ、UnitWEL, stpwRatio, RatioFile のパラメーターが有効になる。RatioFile は、range modulator の各厚みの比が入ったファイルであり。UnitWEL は、拡大 Bragg ピークを作るときの各 shift-Bragg ピークのシフトする長さを水等価厚で入れる。stpwRatio は、水と物質の stopping power ratio $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{mat} / \left(\frac{dE}{dX}\right)_{water}$ が、入っている (注 dE/dX の単位は、[energy loss/物理長]。であり、g/cm² 当りのエネルギー損失では、ない。)

4-6. Wobbler コマンド

ワブラー法の入力パラメーターは、次のように示される。

使用例

```

&Wobbler
  Radius=13.35
  Distance=350

```

Radius は、isocenter でビーム軸と直行する平面上で、ビームを回している半径。値の概略は、出力ファイル btis.out の出力

```
av <aa> <ax> <xx> .76878e-3 22943 70.797
```

に対して、<xx> の 2 倍の root の 1.1 倍程度の値で照射野は、平坦になる。(上の場合 $\sqrt{70.797 \times 2} \times 1.1$)

Distance には、ワブラー中心と isocenter までの距離 (cm) が、入る。

4-7. Field コマンド

beam 使用効率を計算するためのパラメーターである。

使用例

```

&field
  FieldRadius=10.0
  flatness=0.025

```

/

FieldRadius は、要求される平坦な照射野の半径である。flatness は、要求される平坦度。ここで要求される平坦度からビームの使用可能な半径が、btis.out に出力される。btis.out に出力されるビームの利用効率には、要求される照射野半径か、要求される平坦度を満たす照射野半径の、どちらか狭い方が使用される。

4-8. Dose コマンド

ファントム中での線量分布計算のために、使用される単一エネルギー入射時の深部線量分布の file を示すコマンドである。

使用例

&Dose

DoseFile=DoseFile¥p230MeV.dos

range=0

/

DoseFile は、mono energy の深部線量分布の入力ファイル。range に 0 の値が入っていれば飛程を自動的に見つけて計算される (mm 単位)。

4-9. DualRing コマンド

二重リング二重散乱体法の計算のための入力コマンド。

&DualRing

id1st=1

id2nd=3

Zlow=3

Zhigh=8

radius=2.0

ThickLow=1.11

/

id1st, id2nd は、CourseData, insert コマンドで配置した第一散乱体、第二散乱体の配置 id である。ここで、第二散乱体は、二重リング二重散乱体を作る土台の物質の id である。第二散乱体は、この土台の上流側に Low-Z, High-Z の物体を積み上げて作る。

Zlow, Zhigh は、Low-Z, high-Z の物体の番号である。(stpwlst の例題の stpw.tbl の場合は、Al と Pb が入る)。radius は、High-Z の散乱体の直径。ThickLow は Low-Z の散乱体の厚みである (単位 cm)。High-Z の物体の厚みは、low-Z の厚みからエネルギー損失が同じになるように自動的に計算される。

4-10. Optimize コマンド

二重リング二重散乱体法で一樣照射野を作るための最適化を行うかどうかの入力である。

使用例

&Optimize

search=false.

OptimumRadius=12.0

radius=0.0

distance=1.0

dFirst=1.0

dSheet=1.0

dLowZ=1.0,

/

search は、最適化を実際に行うかどうかのフラグである。OptimumRadius は、各パラメーターを最適化するときの照射野の最適半径を示す。このとき最適半径を計算するための平坦度は、field コマンドの flatness を使う。radius は、Low-Z, High-Z の散乱体の境界の半径を最適化するかかどうかのフラグで、0 ならば、最適化を行い、0 以外の入力は、最適化を行わない。distance は、第二散乱体から isocenter までの距離を最適化するかかどうかのフラグ。dFirst は第一散乱体の厚みの最適化のフラグ。dSheet は第 2 散乱体の台の厚みの最適化フラグ。dLowZ は、第二散乱体の厚みの最適化のフラグ。

radius=switch [initial-value [lower-limit, upper-limit]]

distance=switch [initial-value [lower-limit, upper-limit]]

dFirst=switch [initial-value [lower-limit, upper-limit]]

dSheet=switch [initial-value [lower-limit, upper-limit]]

dLowZ=switch [initial-value [lower-limit, upper-limit]]

switch は、0 が最適化を行う、0 でない場合は、最適化を行わない。初期値が入っている場合はその値で、また入っていない場合は、DualRing コマンドの値で計算される。

4-1 1. Option コマンド

ファントム中での線量計算のための条件入力コマンドである。

使用例

&Options

AirCorrection=true.

PhantomPosition=0

isocenter=true.

Range=0

Material=1

DistributionInPhantom=true.

CollimatedDistribution=true.

/

AirCorrection は、空気（最後の媒質）の補正を行うかどうかのフラグである。PhantomPosition は、

ファントムの位置で、isocenter からの距離で上流方向を負、下流方向を正にしている cm 単位の値。isocenter は、ファントムの位置を決定するためのフラグである。true なら SOBP の中心が、PhantomPosition になり、false ならファントム前面が、PhantomPosition になる。Material は、ファントムの物体id である。この値が0 のときは、ファントム中での計算は、行わない。DistributionInPhantom は、ファントム中でのコリメートされていない線量分布を出力するかどうかのフラグである。true. ならば出力する。CollimatedDistribution は、ファントム中で、コリメートされた場合の線量分布を出力するかどうかのフラグである。Range パラメータは、強制的に残余飛程を実験値とあわせるためのフラグであり、0 ならば調整しなく、0 でない値が入っていれば、この値に残余飛程が合わせられる。

4-12. Collimation コマンド

コリメータの位置、開度を決めるコマンドである。

使用例

&Collimation

Distance= 40.0

Aperture= 8.0

Thickness= 10.0

Position= 0.0

/

Distance は、コリメーターの isocenter からの距離(cm)で、正の値を入れる。Aperture は、コリメーターの開いた幅(cm)で、ビーム中心軸から左右対称に開かれている、Thickness は、コリメーターの厚み。Position は、コリメートされた照射野の分布を計算する位置(cm)で、正は下流、負は上流を示す。

5. Output File

btis.out 計算結果のログ/phantom 無しでの照射面での横方向の分布及び penumbra の計算結果出力例

Wobbler Method

#

#

New-Absorber

2: 22=Air 3: 11=Lucite 4: 22=Air

thickness= 175.00 .00000 145.00

sum= 320.00

intgral= 64 128 64

#

New-Absorber

2: 22=Air 3: 3=Alumi 4: 22=Air

```

# thickness= 150.00      .00000      25.000
#      sum= 175.00
#      integral= 64      128      64
#
# Range-Modulator
#      3: 3=Alumi      4: 22=Air
#      integral=      128      64
#      total spacing=      25.000
#      data file=ratio¥test.rto
#      maximum thickness=      2.7600
#      water equivalent thickness=      5.8462
#      data step=      .12000      .25418      WEL
#
# Initial Course Data
# Lead(Pb)      8      .2400      64      CourseData, insert した結果。
# Air      22      150.0      64      最終的なコースデータ
# Alumi      3      .0000      128
# Air      22      25.00      64
# Lucite      11      .0000      128
# Air      22      145.0      64
#
#
# nRgf=      24
# average thickness=      .47820
#
#       $\langle \phi^2 \rangle$        $\langle \phi x \rangle$        $\langle x^2 \rangle$ 
#      av <aa>,<ax>,<xx>      .76878E-03      .22943      70.797
#       $\phi$ :ビーム軸に垂直な平面にビーム進行方向を射影したときの長さ
#      av Air-Correction      .55848E-07       $\langle \phi^2 \rangle$ の増分
#
#
# Uniformity[%]=      2.50
# Field-size=      7.1755
# Center-Intensity=      .63998E-03
# Rough-Yield=      .104

```

```

# Radius-for-Irradiation=      10.000
# Intensity=      .104
#
#      Penumbra Calculation - Wobbler Method
#
#
# Collimator
#      distance=      40.0
#      aperture=      8.0
#      thickness=      10.0
#
# Wobbler Magnet
#      distance=      350.0
#      trajectory-radius=      13.4
#
# Depth Dose
#      Data-number=      3302
#      Range=      326.92
#
#
# Calculation
#      Position=      .0
#      Residual-range(water)=      220.27
#      IC-flag=      T
#      projectile=      1
#      material=      1
#      Stopping-power-ratio=      1.00000
#
#
T: Collect Multiple Scattering in Air
Residual Range in Water:      220.266900
Range for Depth Dose Distribution      326.923700
Width of SOBP      5.846163
Surface Position [cm]      -19.103610
Position of Phantom Surface [mm]:      0.000000E+00
Phantom=      1: Water

```

T: Output Distribution in Phantom

T: Output Collimated Distribution

```
#
#
# radius intensity avr. angle variance
# [cm] [rad] [rad^2]
.000 .1801E-02 .0000 .5229E-04
.300 .1801E-02 .8307E-03 .5226E-04
.600 .1802E-02 .1662E-02 .5220E-04
.900 .1803E-02 .2494E-02 .5208E-04
1.20 .1805E-02 .3326E-02 .5193E-04
1.50 .1808E-02 .4160E-02 .5173E-04
1.80 .1811E-02 .4996E-02 .5149E-04
```

```
#
# [cm] [mm] [cm] [mm] [mm]
d(c) w(c) pos. w50 p80-20
40.0 80.0 .0 90.37 7.33 90.08 8.32 6.24
コリメータの位置 半影 Range Modulator を平均厚で代用した場合の線量 50%の幅
コリメータ幅 Range Modulator を平均厚で代用した場合の半影
計算位置
線量 50%の幅 Range Modulator を平均厚で代用した場合の
ファントム中での広がり
```

col_dis.out phantom 無し、コリメーター有りでの isocenter での横方向の分布。位置、強度という形で並んで出力される。

出力例

Distance	40.000000	<u>入力した distance (コリメーター位置[cm])</u>
Aperture	8.000000	<u>入力した aperture (コリメーター幅[cm])</u>
Thickness	10.000000	<u>入力した thickness (コリメーター厚み[cm])</u>
Position	0.000000E+00	<u>計算した分布のアイソセンターからの距離</u>
	-13.800000	<u>0.000000E+00</u>
	-13.770000	<u>0.000000E+00</u>

phantom.out コリメーター無しでの phantom 中での分布。ファイルの横方向に深さ、縦方向にビーム軸と直交する方向という形で、強度分布が入っている。

出力例

```
#          深さ方向のステップ      横方向のステップ
#Step      .20000      .10000
#Factor    663.96 表面ビーム中心を1となるようにしたときの normalize factor
#          ファントム表面を0としたときのファントム中での深さ[cm]
.000      .000 .200 .400 .600 .800 1.000 1.200 1.400 1.600 1.800
          アイソセンターを0としたときのファントム中での深さ[cm]
.000 -19.10 -18.90 -18.70 -18.50 -18.30 -18.10 -17.90 -17.70 -17.50 -17.30
50.0      .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000
49.900      .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .0
49.800      .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .049.700
.000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .049.600 .000 .
000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .049.500 .000 .000 .
000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .049.400 .000 .000 .000 .
000 .000 .000 .000 .000 .000 .000 .049.300 .000 .000 .000 .000 .
000 .000 .000 .000 .000 .000 .0
```

↑
横方向での位置

center.out

コリメーター無しでのビーム軸上の深部線量分布を示す。

出力例

```
-19.103610 1.506104E-03
-18.903610 1.498410E-03
-18.703610 1.490834E-03
```

アイソセンターからの距離 強度

dist2col.out

コリメーター有りでのphantom 中での分布。

フォーマットは、phantom.out と同じ

penumbra.out

phantom 中での深さ方向で切ったpenumbra を出力する。

出力題

Collimated Penumbra

zpos	w50	p82	w50z	p82z
-19.104	9.017	.150	9.017	.150
-18.604	9.016	.160	9.016	.160
<u>ファントム</u>	<u>線量が50%</u>	<u>半影の値</u>	<u>体内散乱無しでの</u>	<u>体内散乱無しでの</u>
<u>中での位置</u>	<u>になる幅</u>	<u>[cm]</u>	<u>線量が50%に</u>	<u>半影[cm]</u>

アイソセンターが0

なる幅

enedist.out 各ステップでの散乱の計算結果

1 Range Modulator の第0ステップを通過したときの散乱の計算

#name	id	thick	<aa>	<ar>	<rr>	energy
Lead(Pb)	8	.240	.1319E-02	.4221	135.13	183.54
Air	22	150.000	.1334E-02	.4260	136.11	182.77
Alumi	3	.000	.1334E-02	.4260	136.11	182.77
Air	22	25.000	.1337E-02	.4264	136.17	182.64
Lucite	11	.000	.1337E-02	.4264	136.17	182.64
Air	22	145.000	.1352E-02	.4275	136.28	181.90

2 第1ステップ

#name	id	thick	<aa>	<ar>	<rr>	energy
Lead(Pb)	8	.240	.1319E-02	.4221	135.13	183.54
Air	22	150.000	.1334E-02	.4260	136.11	182.77
Alumi	3	.120	.1380E-02	.4337	137.41	181.55
Air	22	24.880	.1382E-02	.4341	137.48	181.42
Lucite	11	.000	.1382E-02	.4341	137.48	181.42
Air	22	145.000	.1398E-02	.4352	137.59	180.67

Moliere の計算

$\langle \theta^2 \rangle$

$\langle \vec{\theta} \cdot \vec{r} \rangle$

$\langle r^2 \rangle$

Col_Dist.out コリメートされた横方向の方向の分布

出力例

Distance	40.000000	<u>コリメータ位置 [cm]</u>
Aperture	8.000000	<u>コリメータ幅 [cm]</u>
Thickness	10.000000	<u>コリメータ厚 [cm]</u>
Position	0.000000E+00	<u>アイソセンターからの距離 [cm]</u>

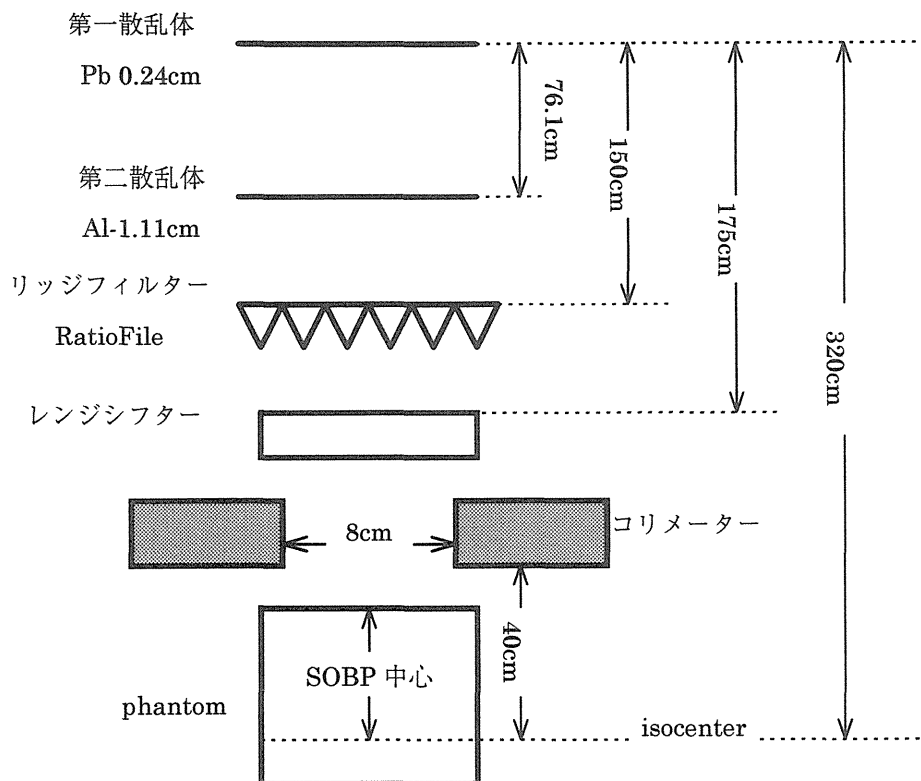
-13.740000	0.000000E+00
-13.710000	0.000000E+00
-13.680000	0.000000E+00
-13.650000	0.000000E+00

x 軸の値

強度

6. 例題

6—1. Dual-Ring Double Scatterer の入力例は、dualds.bts というファイル名で、disk に入っている。入力される geometry は、以下のようになっている。



#!btis

Input Parameters for Program

Beam Transport in Irradiation System

#Projectile number

1proton 2deuteron 3tritium 4Helium3 5Helium4
 # 6Lithium6 7Lithium7 8Berilium 9Ber7 10Boron10
 # 11Boron11 12Carbon12 13Carbon13 14Nitrog14 15Nitrog15
 # 16Oxygen16 17Oxygen17 18Oxygen18 19Florin 20Neon20
 # 21Neon21 22Neon22 23Natrium 24Magne24 25Magne25
 # 26Magne26 27Alumi 28Si28 29Si29 30Si30
 # 31Argon36 32Argon38 33Argon40 34Fe56 35Kr84
 # 36Xe132 37U238 38Carbon11

#

&projectile

no=1

energy=190

/

#material number

0 Vacuum

1Water 2Carbon 3Alumi 4Silicon 5Iron(Fe)
 # 6Copper 7Ge 8Lead(Pb) 9Tungsten 10Gold
 # 11Lucite 12Plystyr 13Plastic 14Nitrogen 15CO2
 # 16Argon 17CH4 18Propane 19Oxygen 20Mylar
 # 21TEG(m) 22Air 23TEG(p) 24Muscle 25SiO2
 # 26CdTe 27HgI2 28BGO 29BaF2 30Brass
 # 31Boron 32BN 33UO2 34PuO2 35Pu
 # 36U 37Pe(C2H4) 38Kapton 39Ta 40NaI
 #

Course Length

CourseData

8, 64, 0.24 !First Scatterer

22, 64, 320.0 !air

/

Sheet of Second Scatterer

&insert

id=2
material=5
thickness=0.00
position=76.1
integral=128

/

Ridge Filter

&insert

id=2
material=3
thickness=0.0
position=150.0
integral=128

/

&RangeModulator

id=5
material=3
integral=128
thickness=0.758
UnitWEL=0.254181
stopRatio=2.118175
RatioFile='ratioYtest.rto'

/

#Fine Degradar

&insert

id=2
material=11
thickness=0
position=175.0
integral=128

/

Input Parameters for Dual-Ring Double-Scatterer Method

id1st Position-id of First Scatterer
id2nd Position-id of Sheet of Second Scatterer
Zlow,Zhigh ... Material Number of Second Scatterer
radius Radius of High-Z Second Scatterer
TchickLowZ... Thickness of Low-Z Material

&DualRing

id1st=1
id2nd=3
Zlow=3
Zhigh=8
radius=2.0
ThickLow=1.11

/

#Input-Parameter for a Irradiation

FieldRadius .. Required Field-Size
flatness Limit Value for Flatness

&field

FieldRadius=10.0
flatness=0.025

/

Parameters for Course-Optimization of Dual-Ring Double-Scatterer Method

search Optimization Flag
radius Radius of High-Z Second Scatterer
distance Distance from Isocenter to Second Scatterer
dFirst Thickness of First Scatterer
dSheet Thickness of Sheet of Second Scatterer
dLowZ Thickness of Low-Z Scatterer

```

#      format:
#      radius=swith [initial-value [lower-limit, upper-limit]]
#      distance=swith [initial-value [lower-limit, upper-limit]]
#      dFirst=swith [initial-value [lower-limit, upper-limit]]
#      dSheet=swith [initial-value [lower-limit, upper-limit]]
#      dLowZ=swith [initial-value [lower-limit, upper-limit]]
#      switch ..... 0=Search / 1=Fix
#      OptimumRadius ... Optimum Field Size

&Optimize
    search=false.
    OptimumRadius=120
    radius=0.0
    distance=1.0
    dFirst=1.0
    dSheet=1.0
    dLowZ=1.0,
/

#      File for Depth-Dose Distribution
#      DoseFile ..... File Name
#      range ..... Range for Calculated Depth Dose Distribution
#      range=0 .... Search
#
&Dose
    DoseFile='DoseFile\p230MeV.dos'
    range=0
/

    DoseFile='DoseFile\p160MeV.dos'

#      Calculation Option
#      AirCorrcion ..... Logical Flag for Correction
#      Multiple-Scattering in Air

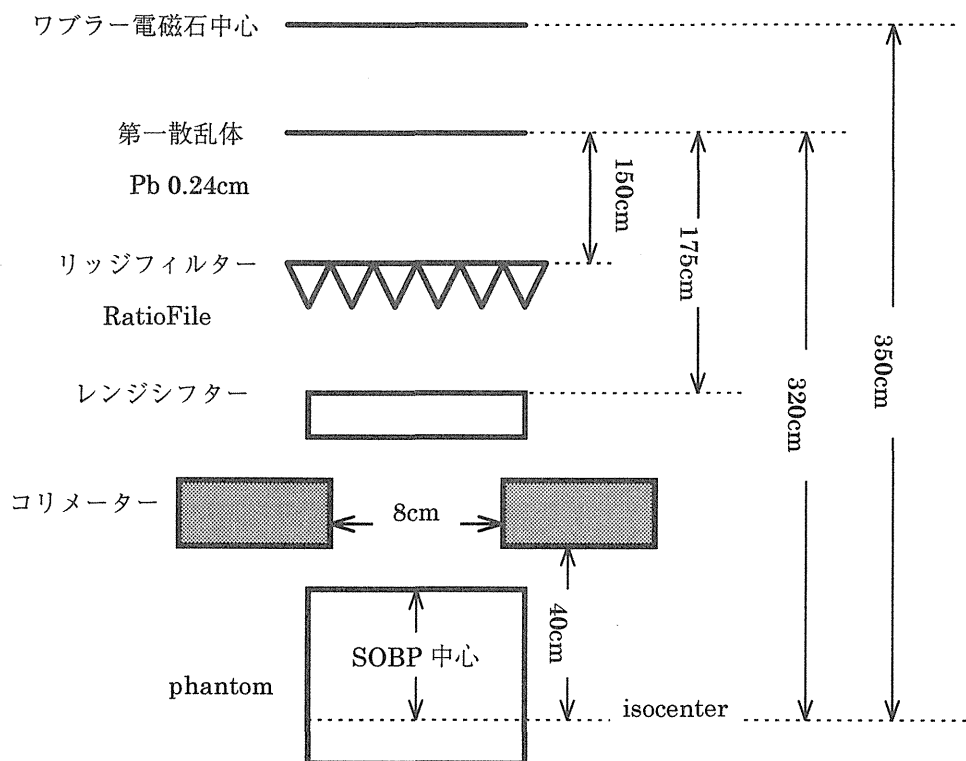
#      PhantomPosition ..... Position of Phantom
#      isocenter ..... Flag While the Above Parameter is
#      Center of SOBP or Surface.
#      Range ..... Residual Range in Water
#      (Range=0) Calculate
#      Material ..... Material -Number of Phantom
#      DistributionInPhantom .... Output Flag Dose Distribution
#      in Phantom
#      CollimatedDistribution ..... Output Flag for Collimate d
#      Distribution in Phantom
#
&Options
    AirCorrection=true.
    PhantomPosition=0
    isocenter=true.
    Range=0
    Material=1
    DistributionInPhantom=true..
    CollimatedDistribution=true.
/

#      Collimation (parameters for penumbra calculation)
#      Distance(*) ... Distances from Collimator to Isocenter [cm]
#      Aperture(*) ... Collimator Apertures [cm]
#      Thickness ..... Thickness of Collimator [cm]
#      Position(*) ... Calculation Position (default=0) [cm]
#      negative ... upstream

&Collimation
    Distance= 40.0
    Aperture= 8.0
    Thickness= 10.0
    Position= 0.0
/

```

6—2. ワブラー法の例題ファイルwobbler.btsは、以下のような geometry になっている。



```
# bts
```

```
# Input Parameters for Program
```

```
# Beam Transport in Irradiation System
```

```
# Projectile number
```

```
# 1 proton 2 deuteron 3 tritium 4 Helium3 5 Helium4
```

```
# 6 Lithium6 7 Lithium7 8 Beryllium 9 Ber7 10 Boron10
```

```
# 11 Boron11 12 Carbon12 13 Carbon13 14 Nitrog14 15 Nitrog15
```

```
# 16 Oxygen16 17 Oxygen17 18 Oxygen18 19 Florin 20 Neon20
```

```
# 21 Neon21 22 Neon22 23 Natrium 24 Magne24 25 Magne25
```

```
# 26 Magne26 27 Alumi 28 Si28 29 Si29 30 Si30
```

```
# 31 Argon36 32 Argon38 33 Argon40 34 Fe56 35 Kr84
```

```
# 36 Xe132 37 U238 38 Carbon11
```

```
#
```

```
&projectile
```

```

no=1
energy=190

/

#material number
# 0 Vzocum
# 1 Water  2 Carbon  3 Alumi  4 Silicon  5 Iron(Fe)
# 6 Copper  7 Ge     8 Lead(Pb) 9 Tungsten 10 Gold
# 11 Lucite 12 Polystyr 13 Plastic 14 Nitrogen 15 CO2
# 16 Argon  17 CH4    18 Propane 19 Oxygen  20 Mylar
# 21 TEG(m) 22 Air    23 TEG(p) 24 Muscle  25 SiO2
# 26 CdTe   27 HgI2   28 BGO    29 BaF2   30 Brass
# 31 Boron  32 BN     33 UO2    34 PuO2   35 Pu
# 36 U      37 Fe(C2H4) 38 Kapton 39 Ta     40 NaI
#

#### Course Length
CourseData
8, 64, 0.24 !First Scatterer
22, 64, 320.0 !air

/

##### Ridge Filter
&insert
    id=2
    material=3
    thickness=0.0
    position=150.0
    integral=128

/

&RangeModulator
    id=3
    material=3
    integral=128
    thickness=0.758

```

```

UnitWEL=0.254181

stpRatio=2.118175

RatioFile='ratio¥test.rto'

/

#Range Shifter

&insert

    id=2

    material=11

    thickness=0

    position=175.0

    integral=128

/

#Input-Parameter for a Wobbler Method

#      Radius ..... Radius of beam trajectory at isocenter [cm]

#      Distance ... Distance from wobbler magnet from isocenter [cm]

#              HIMAC horizontal course 1073

#              HIMAC vertical course      899

&Wobbler

    Radius = 13.35

    Distance=350

/

#Input-Parameter for a Irradiation

#      FieldRadius .. Required Field-Size

#      flatness ..... Limit Value for Flatness

&field

    FieldRadius=10.0

    flatness=0.025

/

#      File for Depth-Dose Distribution

```

```

#      DoseFile ..... File Name
#      range ..... Range for Calculated Depth Dose Distribution
#      range=0 .... Search
#
&Dose
    DoseFile=DoseFile\p230MeV.dos'
    range=0
/

    DoseFile=DoseFile\p160MeV.dos'

#      Calculation Option
#      AirCorrection ..... Logical Flag for Correction
#      Multiple-Scattering in Air
#      PhantomPosition ..... Position of Phantom
#      isocenter ..... Flag While the Above Parameter is
#      Center of SOBP or Surface.
#      Range ..... Residual Range in Water
#      (Range=0) Calculate
#      Material ..... Material ID-Number of Phantom
#      DistributionInPhantom . Output Flag for Dose
#      Distribution in Phantom
#      CollimatedDistribution Output Flag for Collimate
#      Distribution in Phantom
#
&Options
    AirCorrection=.true.
    PhantomPosition=0
    isocenter=.true.
    Range=0
    Material=1
    DistributionInPhantom=.true.
    CollimatedDistribution=.true.
/

#      Collimation (parameters for penumbra calculation)

```

```
#      Distance(*) ... Distances from Collimator to Isocenter [cm]
#      Aperture(*) ... Collimator Apertures [cm]
#      Thickness ..... Thickness of Collimator [cm]
#      Position(*) ... Calculation Position (default=0) [cm]
#
#      negative ... upstream
```

```
&Collimation
```

```
Distance= 40.0
```

```
Aperture= 8.0
```

```
Thickness= 10.0
```

```
Position= 0.0
```

```
/
```

謝辞 照射系メンバーの松藤成弘、二見康之、山下晴男、遠藤真広、河内清光、東明男、赤城卓、坂内俊輔氏らの協力に感謝します。