

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

Determinação Experimental da Distribuição de Dose da Radiação em Meio Heterogêneo, Irrradiado por Raios X e Gama Radioterápicos

José Renato Oliveira Rocha

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, USP, para obtenção do título de Mestre em Física Aplicada.

Orientador: Prof.Dr. Robert Lee Zimmerman

São Carlos, SP 1988

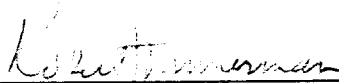


MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
José Renato Oliveira Rocha

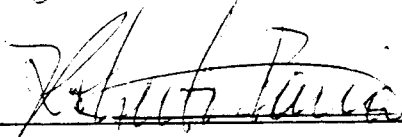
APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI
DADE DE SÃO PAULO, EM 24 DE abril DE 1989.

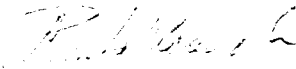
COMISSÃO JULGADORA:



Dr. Robert Lee Zimmerman Orientador



Dr. Roberto Mendonça Faria



Dr. Renê Armando Moreno Alfaro

RESUMO.....	1
ABSTRACT.....	2
1 INTRODUÇÃO.....	3
2 REVISÃO DOS MÉTODOS EXPERIMENTAIS.....	10
3 CONCEITOS BÁSICOS DE DOSIMETRIA.....	14
3.1 Definições.....	14
3.2 Relações importantes no cálculo da dose absorvida...17	
3.3 Relação entre a resposta de um dosímetro e a dose no meio - Teoria de Cavidade.....	20
3.4 Propriedades dosimétricas do filme radiográfico.....	23
4 EQUIPAMENTO UTILIZADO.....	30
4.1 Fontes de radiação.....	30
4.2 Material de dosimetria.....	35
5 MÉTODOS.....	42
5.1 Geometria de irradiação.....	42
5.2 Estudo da resposta do filme com a dose de radiação..43	
5.3 Varredura dos filmes no micro-densitômetro.....	47
6 RESULTADOS.....	48
6.1 Estudo da resposta do filme com a dose de radiação..48	
6.2 Medida da densidade ótica em função da posição.....	50
7 DISCUSSÃO.....	98
8 CONCLUSÃO.....	104
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	106

RESUMO

O estudo da distribuição de dose de radiação na região de separação entre dois meios de composições químicas diferentes, irradiados por feixes de fótons de alta energia empregados em radioterapia, tem sido restrito a situação em que o feixe de fótons incide perpendicularmente a superfície plana que separa os dois meios.

Este trabalho apresenta um estudo bidimensional da distribuição de dose em um meio heterogêneo formado por água e alumínio, que simulam a interface entre tecido muscular e osso, irradiado por feixes de fótons de energias de 1,25 MeV e 10 MeV.

A técnica de medida consiste em irradiar filmes radiográficos posicionados paralelamente a direção dos feixes, passando entre as bases de dois cilindros iguais de alumínio, com os eixos coincidentes, de raio menor que a largura do feixe. A distribuição de dose absorvida nos dois meios, no plano do filme, é medida em função da densidade ótica apresentada pelos filmes, explorados por um microdensitômetro. Com isso pretendemos explorar a propriedade do filme de medir a dose de radiação com uma resolução espacial dificilmente igualada por outro tipo de dosímetro.

Os resultados obtidos revelaram a existência de regiões onde ocorrem diferenças grandes entre a dose medida e a dose calculada sem considerar a heterogeneidade, como é feito normalmente no cálculo de doses prescritas nos tratamentos.

A comparação dos resultados obtidos no feixe de 1,25 MeV com os resultados de outros autores mostrou-se satisfatória, indicando que a técnica de medida, pouco utilizada nesse tipo de estudo, é bastante viável, principalmente se as informações contidas nos filmes forem totalmente processadas por um programa de computador desenvolvido para essa finalidade.

ABSTRACT

An experimental study of the perturbation caused by a cylindrical inhomogeneity of aluminium on dose distribution in a water phantom, irradiated by high energy photons used in radiation therapy, was performed, employing radiographic film as dosimeter. With these materials we intended to simulate the interface between bone and muscular tissue.

The film was placed parallel to the beam axis, passing between the bases of two aluminium rods, with their axis being perpendicular to the film plane. This system was immersed in a cubic water phantom and irradiated by two photon beams: a gamma ray beam of a cobalt 60 source, and a 10 MeV bremsstrahlung X-ray, both produced by radiation therapy machines.

By scanning the films in a computer controlled microdensitometer, the dose distributions were measured in the plane of the films. A previous study of the film response, showed that the optical density is proportional to dose and film sensitivity is nearly the same in water and aluminium, under charged particle equilibrium condition.

It was found that large errors occur when the inhomogeneity is ignored in dose calculation. A dose enhancement of about 9% and 11% in aluminium was observed, respectively, for the gamma and X rays beams.

It was concluded that the film is good for this kind of measurements and may be employed in high energy photon beams, in particular, when high spatial resolution is needed. The method may be improved by the development of a software to fully exploit the microdensitometer-computer interface capability.

1 INTRODUÇÃO

As radiações ionizantes vem sendo empregadas no tratamento de várias moléstias desde as primeiras décadas deste século e ainda hoje são uma poderosa arma no combate a diversos tipos de câncer.

O tratamento com feixes colimados produzidos por fontes de radiação localizadas a uma certa distância do paciente é frequentemente utilizado, onde a fonte pode ser uma cápsula de radioisótopo que emite raios gama, um tubo de raios X convencional ou um acelerador linear, que produz raios x e elétrons.

A faixa de energia empregada atualmente, vai desde 50 KeV até 50 MeV para tratamento com fótons e de 3 MeV até 50 MeV no caso de elétrons, sendo que raios X com energia de 50 KeV até 250 KeV e elétrons de 3 MeV a 10 MeV são utilizados em lesões localizadas próximas a pele, enquanto as lesões mais profundas são tratadas com fótons com energias acima de 1 MeV.

A técnica de irradiação, em geral, consiste em dirigir um ou mais feixes para o volume do tumor, de modo a produzir uma distribuição uniforme da intensidade da radiação dentro do volume alvo, caindo a valores mínimos nas regiões circunvizinhas.

Atualmente, intensidade da radiação em um meio material é medida pelo efeito por ela produzido, isto é, a quantidade de energia depositada na forma de ionização, por unidade de massa do material irradiado [1,2]. A grandeza assim definida foi denominada "dose absorvida" e sua unidade, o Gray (Gy), corresponde a absorção de 1 Joule por Kg do meio irradiado [1].

O cálculo teórico da distribuição de dose absorvida produzida por um feixe em um meio material, é extremamente complexo, não existindo atualmente uma solução simples e suficiente-

mente exata para uso nos cálculos de rotina. Por isso, o cálculo da dose absorvida em cada ponto do paciente é baseado em dados experimentais. Normalmente esses dados são representados na forma de curvas de isodose medidas na água, que simula o tecido muscular no que se refere a absorção e espalhamento de fótons e elétrons.

O paciente é representado por uma ou mais curvas obtidas da intersecção de sua superfície externa com um plano, em geral transversal, passando pela região de tratamento [3,4,5]. No interior dessas curvas denominadas contornos, são posicionadas a região de tratamento e estruturas anatômicas relevantes tanto do ponto de vista clínico como dosimétrico. As posições dessas estruturas podem ser obtidas por métodos radiográficos, ultrasonográficos, exame clínico ou por tomografia computadorizada.

A distribuição de dose medida na água para o feixe a ser empregado é transferida para o contorno do paciente pela aplicação de correções apropriadas que levam em conta as diferenças entre a situação de medida e o paciente, principalmente a forma da superfície externa. Nos tratamentos com fótons de energia acima de 1 MeV, o cálculo tradicional da distribuição de dose, é feito considerando todos os tecidos como sendo músculo, com exceção dos pulmões por terem densidade cerca de um terço da densidade do tecido muscular [5].

A International Commission on Radiation Units and Measurements - ICRU, recomenda [5] que o erro total cometido na dose dada em um tratamento seja menor que $\pm 5\%$. Estudos mais recentes [6] sugerem que esse erro seja ainda menor, dependendo do tipo de câncer. Por outro lado, a informação detalhada fornecida pela tomografia computadorizada sobre as propriedades radiológicas de cada ponto do corpo humano, juntamente com o rápido desenvolvimento e popularização dos computadores, tem estimulado o desenvolvimento de algoritmos sofisticados para cálculo de dose,

que levam em conta a densidade eletrônica e o número atômico de cada elemento de volume (voxel) do paciente [7,8]. Esses fatos sugerem uma tendência a que o conhecimento da dose administrada em tratamentos seja conhecida com um erro cada vez menor.

De todos os tecidos que compõe o corpo humano, o tecido ósseo é o que mais difere do tecido muscular com relação a composição química, i.e., o número atômico efetivo [3]. Por isso, depois do pulmão, é onde deve ocorrer as maiores diferenças na dose absorvida em relação ao tecido muscular para feixes com energias acima de 1 MeV.

Fótons transferem energia por interações com os átomos de um meio material através de vários processos. Nas energias usadas em radioterapia apenas os efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares são importantes [3]. Cada fóton incidente sobre o meio sofre um desses processos e transfere parte de sua energia a um ou mais elétrons do meio, na forma de energia cinética. O elétron assim produzido é chamado de elétron secundário e a medida que viaja no meio provoca ionização e excitação por interações eletromagnéticas com os átomos do meio.

Quando um meio heterogêneo, formado por duas regiões de números atômicos diferentes é irradiado por um feixe de raios X ou gama, podem ocorrer variações bruscas de dose em pontos próximos a superfície de separação entre as duas regiões. A magnitude desse efeito depende dos números atômicos das duas regiões e da energia dos fótons. Pelo fato dos elétrons secundários percorrerem uma certa distância na matéria antes de voltarem ao estado fundamental, a perturbação causada pela heterogeneidade se estende a uma certa distância da superfície de fronteira entre as duas regiões. Essa região foi denominada por Spiers de zona de transição [9] ou região de interface por outros autores [10,11].

Assim a largura da região de interface depende da ener-

gia cinética dos elétrons secundários, e pode variar desde centésimos de milímetros até alguns centímetros, na faixa de energia dos fótons empregados em radioterapia.

Os primeiros estudos do problema de interface datam do início da década de 40 e vários autores se dedicaram ao assunto até meados da década de 60. Esses trabalhos são dedicados a fótons de baixa energia, uma vez que tubos de raios x convencionais, operando a voltagem máxima de 300 KeV eram largamente empregados tanto em tratamento como em experimentos em radiobiologia. Nessas energias, a absorção fotoelétrica no osso, bem como no vidro usado como recipiente na irradiação de culturas de células, é importante, ocasionando um aumento de dose na interface que pode chegar a cerca de 5 vezes a dose no tecido muscular, como mostra a figura 1.1.

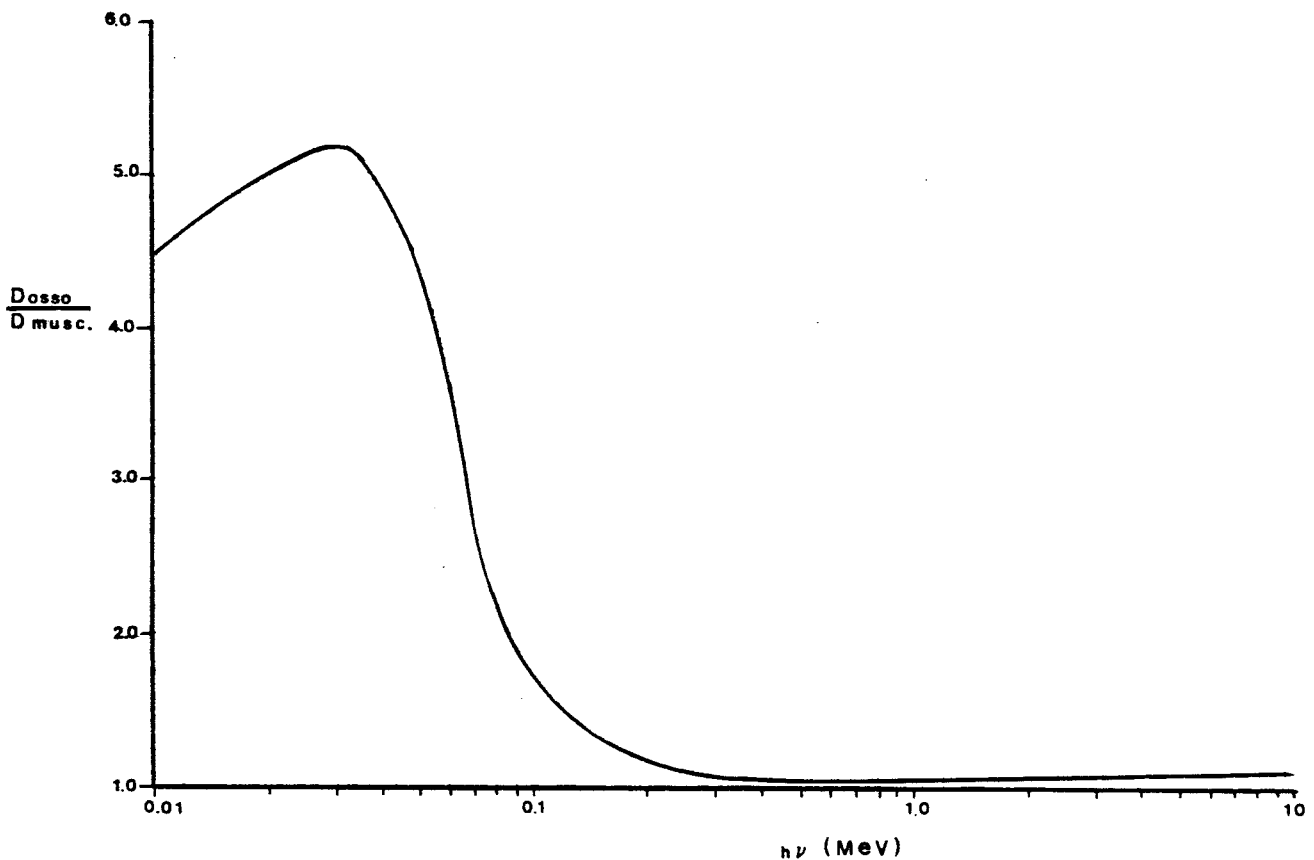


FIGURA 1.1 - Dose em uma pequena massa de tecido muscular irradiada no osso em relação a dose no músculo, com a mesma intensidade de fótons de energia $h\nu$.

A medida que a energia aumenta, a diferença entre a dose no osso e no músculo diminui, devido a predominância do efeito Compton nos dois materiais (independe do número atômico), ficando entre 3.2 e 10.8 % para fótons monoenergéticos com energia entre 1 e 10 MeV (figura 1.1).

Com o uso em larga escala de bombas de cobalto 60 e aceleradores lineares, o problema causado pela presença de osso no volume irradiado pelos feixes deixou de ser crítico, podendo, em geral, ser desprezado no cálculo de distribuição de dose para irradiação de pacientes [5]. Isso fez com que o interesse pelo problema de interface propriamente dita diminuísse e o assunto permaneceu esquecido desde os trabalhos de Dutreix et al. [12]. Esses autores estudaram experimentalmente o efeito de interface entre carbono e vários materiais com números atômicos variando de 13 (alumínio) até 82 (chumbo), para fótons de energias de 1.25 a 22 MeV.

O problema de interface é importante também em outras áreas que utilizam radiações ionizantes. Dosímetros químicos que utilizam a alteração da composição química de substâncias submetidas a radiação, em geral utilizam soluções líquidas que são irradiadas em algum tipo de recipiente. Nesse caso o número atômico do material do recipiente pode influenciar fortemente a resposta da solução [13]. O mesmo efeito ocorre na irradiação de cultura de células e micro-organismos de interesse em radiobiologia. Detectores de radiação que utilizam como medida da radiação a corrente elétrica induzida em semicondutores quase sempre possuem um contato metálico soldado a camada sensível do semicondutor. Nesse caso, a própria região sensível do dosímetro é uma interface e a resposta a radiação depende dos números atômicos do metal e do semicondutor [10].

A determinação experimental da dose absorvida em um

ponto de um meio material é feita pela inserção de algum tipo de dosímetro em uma cavidade centrada no ponto. A dose absorvida pelo meio nêsse ponto, na ausência do dosímetro, pode ser calculada em função da resposta do dosímetro, pelas relações da **teoria da cavidade de Bragg- Gray** e suas variações [14,15,16]. A validade dessas relações tem sido investigadas por vários autores e em geral, envolvem um dosímetro de número atômico diferente do meio irradiado [17].

Êste trabalho pretende medir a distribuição de dose na região de interface formada por água-alumínio, irradiada por feixes de raios gama do Cobalto 60 e raios X de "bremsstrahlung" com energia máxima de 10 MeV, utilizando filmes radiográficos como dosímetro. Essa interface simula, no que se refere ao número atômico, a interface osso-músculo, uma vez que o Alumínio tem número atômico 13 e o osso cortical um número atômico efetivo de 12.31 [3].

A técnica de irradiação do sistema é descrito na secção 5 e mostrada esquematicamente na figura 5.1. O método adotado permite que a perturbação causada pela heterogeneidade de dimensões menor que a largura do feixe, seja estudada em todas as direções em relação a direção de incidência do feixe e não apenas nos ângulos 0 e 180 graus como o é o caso nos trabalhos publicados até o momento. Todas as informações da distribuição de dose na região da perturbação estão contidas em um único filme.

Em que pesem as restrições feitas as propriedades dosimétricas do filme mencionadas no item 3.4, pretendemos com êste trabalho explorar a principal qualidade do filme que é a alta resolução espacial, característica imprescindível no estudo da distribuição de dose na região de interface. O método usado é relativamente simples em comparação aos métodos já empregados no es-

tudo experimental da distribuição de dose na região de interface, alguns deles resumidos na próxima seção.

2 REVISAO DOS MÉTODOS EXPERIMENTAIS

O alto gradiente de dose existente na região de interface entre dois meios de números atômicos diferentes, coloca sérias dificuldades para a medida da dose absorvida. Dois aspectos do problema são particularmente importantes: exige que o dosímetro utilizado seja de dimensões reduzidas, capaz de uma alta resolução espacial e a interpretação da resposta do dosímetro em termos de dose absorvida no ponto de medida.

Spiers, um dos autores que mais se dedicou ao problema de interface, apresenta um resumo abrangente dos métodos experimentais utilizados, sobretudo nas energias da ordem de KeV, e os classifica em quatro tipos [9]: "métodos de ionização, indicadores biológicos, dosimetria química e dosimetria de estado sólido".

Os métodos denominados de ionização, são os que utilizam câmaras de ionização construídas na geometria plano-paralela, com os eletrodos feitos com os materiais que formam a interface a ser estudada. Wingate et al. [18] construíram uma câmara de ionização de placas paralelas na qual o espaço entre os eletrodos (volume sensível) podia ser variado por meio de parafusos micrométricos. Vários eletrodos podiam ser usados, construídos de plásticos de composições que simulavam osso, tecido muscular e também eletrodos de vidro Pirex para simulação de irradiação de culturas de células. A câmara era montada dentro de uma câmara de vácuo para que a composição do gás da câmara de ionização pudesse ser variada de modo a simular a composição do osso ou do tecido muscular. Com esse dispositivo os autores estudaram a interface osso-músculo e músculo-vidro, irradiadas com feixes de raios X convencional com energias máximas entre 30 KeV e 210 KeV. A dose a uma certa distância da interface foi calculada pela inclinação

da curva da corrente de ionização x espaço entre os eletrodos. A dose no interior de um dos materiais que formam a interface pode ser medida usando dois eletrodos do mesmo material.

Vários outros autores utilizaram métodos similares [9] no estudo de feixes de baixas energias.

Dutreix et al. [11], empregaram um método semelhante ao descrito acima, porém bastante simplificado, que consiste de uma câmara de ionização de eletrodos paralelos, separados por um anel de mesmo material das paredes. Os eletrodos e o anel são removíveis, de modo a produzir a interface desejada. Eletrodos de seis metais foram empregados (Al, Cu, Fe, Cd, Nd-Pr e Pb), formando interface com carbono. O volume de ar no qual as cargas eram coletadas era fixo, e a distância da interface foi simulada pela variação da espessura do material em estudo, em um dos eletrodos. A câmara de ionização foi irradiada em um feixe de raios gama do cobalto 60, incidindo perpendicularmente ao plano dos eletrodos, através de uma das paredes com quantidade de material tal, que a fluência de fótons no volume da câmara fosse sempre o mesmo, evitando assim correções devido a atenuação nos diferentes materiais empregados. Os resultados obtidos para todos os metais investigados são do tipo das curvas mostradas na figura 2.1, que são curvas de corrente de ionização x distância da interface, com as setas indicando o sentido de incidência do feixe.

A figura 2.1 é a curva para a interface cobre-carbono. A referência 11 não apresenta a curva para alumínio-carbono. Os valores da ionização relativa, normalizados para a ionização no carbono para essa interface são apresentados na tabela 1 da referência e são 1,13 no interior do alumínio, 1,22 na interface quando o feixe incide do carbono para o alumínio e 0,938 quando o feixe incide do alumínio para o carbono.

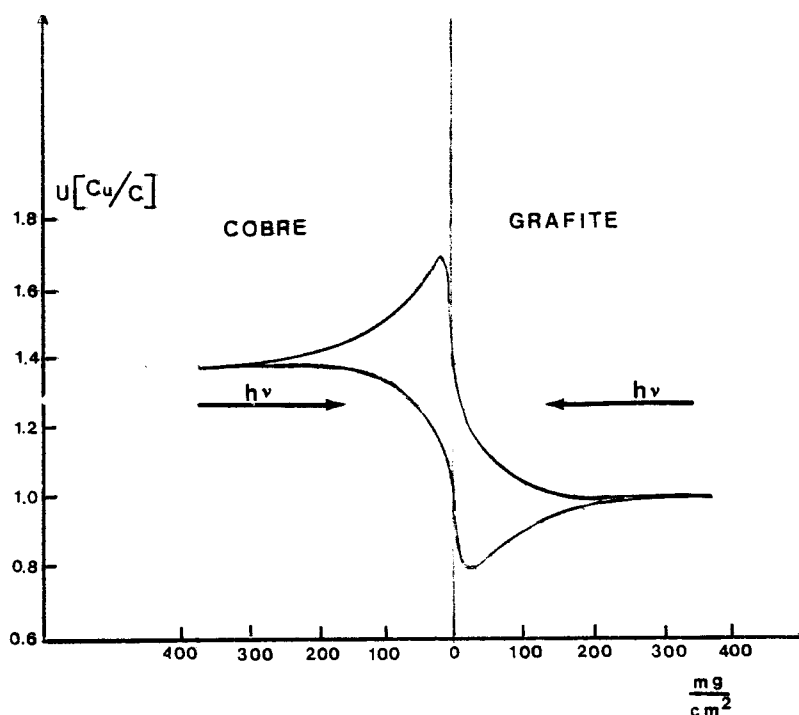


FIGURA 2.1 - Variação da ionização com a distância da interface cobre-carbono, medida com uma câmara de ionização de placas paralelas irradiada em um feixe de raios gama de cobalto 60, segundo Dutreix et al. [11].

Recentemente Werner et al. [34] realizaram medidas na região de interface entre alumínio e polistireno, em feixes de fótons de alta energia (1.25 a 24 MeV), usando uma câmara de ionização de placas paralelas construída de polistireno, com uma das placas de Mylar de 0,065 mm de espessura. Esses autores investigaram a perturbação causada por placas planas, infinitas de alumínio, de várias espessuras, irradiadas a várias profundidades de polistireno, com o feixe incidindo perpendicularmente ao plano das placas. O efeito da área do feixe sobre a perturbação causada pela interface também foi investigado. Os resultados mostram um aumento de 12,3% na dose quando um feixe de raios gama de cobalto 60 incide do polistireno para o alumínio e uma redução de 8,1%

quando o feixe incide do alumínio para o polistireno. Para raios X de 10 MeV, os valores correspondentes a essas duas situações são de 12,8% e 0% respectivamente. Esses valores se referem a dose na superfície de separação entre os dois meios e as doses são relativas a dose no polistireno, para a mesma intensidade de fótons primários.

Outros métodos foram empregados por MacLaughlin et al. [10] e Fowler [28]. MacLaughlin et al. [10], empregaram películas plásticas e cerâmicas que possuem centros de cor cujas propriedades de absorção de luz de certos comprimentos de onda são alterados com a radiação ionizante. Esses autores estudaram interfaces entre metais e silício e óxido de silício, usados em semicondutores, submetidos a doses elevadas de radiação (da ordem de KGy a MGy).

Fowler [28] usou a condutividade induzida pela radiação em uma camada de 25 microns de politileno colocada entre dois eletrodos obtidos por deposição de grafite coloidal em cada face do politileno, para estudar a dose na interface entre vidro e politileno nas energias de 60 a 140 KeV.

3 CONCEITOS BASICOS DE DOSIMETRIA

3.1 Definições.

Nêste item daremos algumas definições e conceitos necessários a determinação da dose absorvida em um meio material irradiado por um feixe de partículas ionizantes, de acordo com a International Commission on Radiation Units and Measurements-ICRU, publicadas no report 33 de 1980, entre as quais se inclui uma definição mais rigorosa de **dose absorvida** cujo conceito foi introduzido no início deste trabalho.

Energia radiante - (R) é a energia de partículas emitidas, transferidas ou recebidas, excluídas as energias de repouso.

Energia cedida- ($\bar{\epsilon}$) energia cedida à matéria por radiações ionizantes em um volume é

$$\bar{\epsilon} = R_{in} - R_{out} + \sum Q$$

onde R_{in} é a energia radiante incidente em um volume, i.é., a soma das energias (excluindo as de repouso) de todas as partículas ionizantes, sejam elas eletricamente carregadas ou não, que entram no volume. R_{out} é o mesmo que R_{in} , porém saindo do volume. $\sum Q$ é a soma de todas as mudanças nas energias de repouso de núcleos e partículas elementares em qualquer transformação nuclear que ocorra no volume considerado (é negativo quando há diminuição na energia de repouso e sinal positivo quando há aumento).

Dose absorvida- (D) é definida como

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

onde $d\bar{\epsilon}$ é o valor médio da energia cedida ao volume de massa, dm , do meio irradiado. A unidade especial é o Gray (Gy) que corresponde a 1 Joule/Kg. Anteriormente a unidade adotada era o rad, definido como 100 erg/gm.

Kerma- (K) é o quociente entre dE_{tr} por dm onde dE_{tr} é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas **carregadas** liberadas por partículas ionizantes **não carregadas** em um material de massa dm .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

A unidade é o Gray.

Fluência de partículas- (ϕ) é o quociente entre dN , o número de partículas incidentes em uma esfera de círculo máximo de área da , por da .

$$\phi = \frac{dN}{da}$$

Nota da ICRU- A área da é perpendicular a direção de cada partícula. A esfera representa isso de modo mais simples.

Coefficiente total de atenuação de massa- ($\frac{\mu}{\rho}$) de um material para partículas ionizantes **não carregadas**, é o quociente dN/N por dl , onde dN/N é a fração de partículas que sofrem interações ao atravessarem uma distância dl num material de densidade ρ .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{dl}$$

Coefficiente de transferência de energia de massa- ($\frac{\mu_{tr}}{\rho}$) de um material para partículas ionizantes **não carregadas**

, é o quociente dE_{tr}/EN por dl , onde E (excluído a energia de repouso) é a energia das partículas e N é o número de partículas **não carregadas** e dE_{tr}/EN é a fração da energia da partícula incidente que é transferida para partículas **carregadas** na forma de energia cinética, ao atravessar a distância dl em um meio de densidade ρ .

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{tr}}{dl}$$

Coefficiente de absorção de energia de massa = $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$ de um material para partículas ionizantes **não carregadas**, é o produto de $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ por $(1-g)$, onde g é a fração da energia cinética das partículas secundárias que é perdida na forma de radiação de "bremsstrahlung" no material

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1-g)$$

Poder de frenagem total de massa = (S/ρ) de um material para partículas **carregadas** é o quociente de dE por dl , onde dE é a energia perdida pela partícula carregada ao atravessar uma distância dl num material de densidade ρ .

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl}$$

Nota - Para energias nas quais as reações nucleares possam ser desprezadas, o poder de frenagem total de massa é dado por

$$\left(\frac{S}{\rho} \right) = \left(\frac{S}{\rho} \right)_c + \left(\frac{S}{\rho} \right)_r$$

onde $(S/\rho)_c$ é o poder de frenagem de colisão de massa e

$(S/\rho)_r$ é o poder de frenagem de radiação de massa.

Coefficiente linear de transferência de energia ou poder de frenagem linear de colisão restrito- (L_{Δ}) de um material para partículas carregadas é o quociente de dE por dl onde dE é a energia perdida por partículas carregadas ao atravessar uma distância dl devido a colisões com elétrons nas quais a energia perdida é menor que Δ .

$$L_{\Delta} = \frac{dE}{dl}$$

Equilíbrio de partículas carregadas (EPC) existe em um dado volume do meio irradiado se o número, direção e energia das partículas carregadas são constantes no volume em questão.

O conceito de equilíbrio de partículas carregadas é bastante discutido na literatura [14,19] e, segundo Attix [14], em um meio irradiado por uma fonte externa de fótons, se as seguintes condições são satisfeitas em um volume V , então existe EPC em V :

- a composição atômica e a densidade do meio são homogêneas,
- existe um campo uniforme de fótons em V ,
- no volume V não existem campos elétrico ou magnético heterogêneos.

Na prática, devido a atenuação dos fótons na matéria, as condições acima são satisfeitas apenas de modo aproximado.

3.2 Relações importantes no cálculo da dose absorvida.

A dose absorvida em um ponto de um meio irradiado por fótons pode ser calculada a partir das grandezas e coeficientes definidas em 3.1, por meio das expressões abaixo.

Uma relação entre a dose e a fluência de partículas

carregadas, geradas por fótons é dada por

$$D(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \frac{S}{\rho}(T, Z) \phi_T^e(T, \vec{r}) dT \quad 3.1$$

onde $\phi_T^e(T, \vec{r}) dT$ é a fluência de partículas carregadas na posição \vec{r} , com energia cinética entre T e $T+dT$, $\frac{S}{\rho}(T, Z)$ é o poder de frenagem de massa de colisão do meio para partículas com energia T . Essa expressão é válida sob condições de EPC. No caso de feixes de fótons, o espectro de energia das partículas carregadas é aquele produzido pelos fótons.

O kerma, de acordo com as definições de 3.1 é dado por

$$K(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \frac{\mu_{tr}}{\rho}(E, Z) \phi_E^f(E, \vec{r}) E dE \quad 3.2$$

onde $\phi_E^f(E, \vec{r}) dE$ é a fluência de fótons com energia entre E e $E+dE$, $\frac{\mu_{tr}}{\rho}(E, Z)$ é o coeficiente de transferência de energia de massa do meio para fótons de energia E . O kerma pode ser separado em kerma de colisão e kerma de radiação [14], sendo que o kerma de colisão é a parte da energia cinética inicial dos elétrons gerados por fótons que é depositada no meio por ionização e excitação, enquanto que o kerma de radiação é a parte da energia dos elétrons perdidas em colisões com emissão de radiação de "bremsstrahlung".

Assim:

$$K = K_c + K_{rad} \quad \text{com}$$

$$K_c(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \frac{\mu_{en}}{\rho}(E, Z) \phi_E^f(E, \vec{r}) E dE \quad 3.3$$

onde $\frac{\mu_{en}}{\rho}(E, Z)$ é o coeficiente de absorção de energia de massa do meio, para fótons de energia E. Essa relação é válida em qualquer situação. Sob condições de EPC, o kerma de colisão é igual a dose absorvida no ponto.

$$K_{c(\vec{r})} \stackrel{\text{EPC}}{=} D(\vec{r}) \quad 3.4$$

A equação 3.1 também pode ser escrita da seguinte forma:

$$D(\vec{r}) = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{(Z)} \phi_{(\vec{r})}^e \quad 3.5$$

onde

$$\frac{S}{\rho}(Z) = \int_0^{\infty} \frac{S}{\rho}(T, Z) \phi_{T(\vec{r})}^e dT / \phi_{(\vec{r})}^e \quad 3.5.a$$

$$e \quad \phi_{(\vec{r})}^e = \int_0^{\infty} \phi_{T(\vec{r})}^e dT \quad 3.5.b$$

é a fluência de partículas carregadas com qualquer energia.

De modo semelhante a equação 3.3 pode ser escrita:

$$K_{c(\vec{r})} = \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}(Z) \phi_{(\vec{r})}^f \bar{E} \quad 3.6$$

$$\text{onde} \quad \frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} = \int_0^{\infty} \frac{\mu_{en}}{\rho}(E, Z) \phi_{E(\vec{r})}^f E dE / \phi_{(\vec{r})}^f \bar{E} \quad 3.6.a$$

$$e \quad \phi_{(\vec{r})}^f \bar{E} = \int_0^{\infty} \phi_{E(\vec{r})}^f E dE \quad 3.6.b$$

é a fluência total de energia na posição \vec{r} .

3.3 Relação entre a resposta de um dosímetro e a dose no meio- Teoria de Cavidade.

O objetivo final da dosimetria é a determinação da dose absorvida em um ponto de um meio material irradiado por partículas ionizantes. A determinação da dose pode ser feita através do sinal de um detetor inserido no meio, no ponto onde a dose deve ser medida. Para isso, a relação entre o sinal do detetor e a dose no ponto de medida, na ausência do detetor deve ser conhecida. Esse problema foi resolvido pela primeira vez por Bragg em 1910 e os resultados aplicados a uma cavidade de gas por Gray [14].

A relação entre a dose no detetor e a dose no meio no qual ele é inserido é dada pela expressão, conhecida como "relação de Bragg-Gray":

$$\frac{D_d}{D_m} = \frac{(\bar{S}/\rho)_d}{(\bar{S}/\rho)_m} \quad 3.7$$

onde D_m é a dose no meio na ausência do detetor, D_d é a dose no detetor e $(\bar{S}/\rho)_d$ e $(\bar{S}/\rho)_m$ são dados pelas equação 3.5.a, aplicada aos materiais do meio e do detetor, sendo que o espectro de energia, $\phi^e(r, \vec{r})$, é o espectro das partículas carregadas no meio.

A equação 3.7 baseada na hipótese de que a fluência de partículas carregadas, ϕ^e , é a mesma no meio e no detetor, isto é, o detetor não perturba a fluência de partículas carregadas.

Quando o meio é irradiado por partículas indiretamente ionizantes, como no caso de fótons e neutrons, duas outras condições adicionais são impostas: nenhuma interação de fótons ou neutrons ocorre no detetor e todas as partículas carregadas que depositam energia na cavidade são capazes de atravessá-la totalmente [14].

A relação de Bragg-Gray, dada na equação 3.7, supõe que

a energia das partículas carregadas é transferida para o meio de modo contínuo, o que é válido com boa aproximação para feixes de partículas pesadas (prótons, deuteronos, etc.). Quando o meio é irradiado por elétrons ou fótons, as partículas carregadas que depositam energia no meio são elétrons e pósitrons. Essas partículas, por terem massa eletrônica, podem transferir em uma única colisão, grandes frações de suas energias cinéticas a elétrons do meio, produzindo elétrons energéticos (raios delta) capazes de carregar parte da energia para locais longe do ponto de interação [20].

Spencer e Attix [15], formularam uma modificação na teoria da cavidade que leva em conta os raios delta e consequentemente o tamanho da cavidade. Esses autores consideraram que elétrons com energia menor que um certo limite, Δ , depositam toda energia no local de interação. Elétrons com energia maior que Δ são incluídos no espectro dos elétrons secundários gerados por fótons ou elétrons primários no caso de feixe de elétrons. O valor de Δ é tal que um elétron com essa energia, tem alcance o suficiente para atravessar, em média, a cavidade.

A relação entre a dose no meio e a dose no detector resultante da aproximação de Spencer-Attix é dada abaixo

$$\frac{D_d}{D_m} = \frac{\int_{\Delta}^{\infty} \phi_T^{e,\delta} \left(\frac{L\Delta}{\rho} \right)_m (T) dT}{\int_{\Delta}^{\infty} \phi_T^{e,\delta} \left(\frac{L\Delta}{\rho} \right)_d (T) dT} = \frac{\left(\frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{\Delta,d}}{\left(\frac{\bar{L}}{\rho} \right)_{\Delta,m}} \quad 3.8$$

onde $\frac{L\Delta}{\rho}(\tau,d)$ e $\frac{L\Delta}{\rho}(\tau,m)$ são os poderes de frenagem restritos de massa na energia T , nos materiais do detector e do meio.

e $\phi_T^{e,\delta}(\tau)$ é o espectro de elétrons incluindo os raios delta com energia maior que Δ .

O efeito da interação de fótons no detector foi posteriormente incluído na equação 3.8 por Burlin [16], que resultou na expressão

$$\frac{Dd}{Dm} = d \frac{\left(\frac{\bar{L}}{\rho}\right)_{\Delta,d}}{\left(\frac{\bar{L}}{\rho}\right)_{\Delta,m}} + (1-d) \frac{(\overline{\mu_{en}/\rho})_d}{(\overline{\mu_{en}/\rho})_m} \quad 3.9$$

onde $(\overline{\mu_{en}/\rho})_m$ é o valor médio do coeficiente de absorção de energia de massa para o material do meio, $(\overline{\mu_{en}/\rho})_d$ é o mesmo para o material do detector. A média é sobre o espectro de energias dos fótons do meio.

Nessa aproximação, a fluência dos elétrons produzidos no meio é atenuada exponencialmente a medida que penetram na cavidade, com um coeficiente de atenuação β . Assim, a uma distância x do limite da cavidade, a fluência é reduzida de um fator $e^{-\beta x}$. Por outro lado, a medida que x aumenta, o número de elétrons gerados por fótons na cavidade aumenta, e esse fato é representado por $1 - e^{-\beta x}$. Devido a natureza multidirecional dos elétrons secundários, e da forma variável da cavidade, Burlin utiliza o valor médio de $e^{-\beta x}$, sobre as dimensões da cavidade. Assim,

$$d = \frac{\int_0^L e^{-\beta x} dx}{\int_0^L dx} = \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L} \quad 3.10$$

onde L é a dimensão média da cavidade.

A expressão dada pela equação 3.9 foi utilizada para o estudo da resposta do filme radiográfico com a energia de fótons, e os termos dessa relação calculados para emulsão fotográfica baseado em dados publicados dos coeficientes envolvidos [29, 30].

Os resultados são mostrados nas figuras 3.1, 3.2 e 3.3 e são discutidos na secção 3.4. O valor de β foi tal que $e^{-\beta t} = .01$, onde t é o alcance máximo dos elétrons secundários [14].

Experimentos revelaram boa concordância com a aproximação de Burlin para cavidades de ar [16] e dosímetros termoluminescentes de fluoreto de lítio [17], irradiados em vários materiais.

3.4 Propriedades dosimétricas do filme radiográfico.

O filme radiográfico consiste de uma camada fotossensível, denominada emulsão, depositada sobre uma base transparente, normalmente de celulose, poliéster ou nylon, que serve de suporte mecânico para a emulsão. Alguns filmes possuem emulsão em ambas as faces da base.

A emulsão é composta de microcristais de brometo de prata (diâmetro de 1 a 2 μm) e outros haletos de prata em menor proporção, dispersos em gelatina, formando uma camada de 10 a 25 μm de espessura. A concentração de brometo de prata varia de 30 a 40% da massa total da emulsão, com densidade típica de 2 g/cm^3 [14].

Quando um microcristal de haleto de prata absorve energia suficiente para promover elétrons para a banda de condução, alguns desses elétrons são capturados em armadilhas e podem neutralizar íons de prata móveis existentes no cristal, formando pequenos depósitos de prata metálica no interior e na superfície do cristal [21]. Uma descrição mais detalhada desse processo é feita por Mitchell [22]. Quando o filme é processado no revelador, os cristais contendo depósitos de prata metálica sofrem a ação redutora deste com uma velocidade muito maior que os demais cristais. Nesse processo, todos os íons de prata de um cristal exposto a

radiação são reduzidos a prata metálica, formando o "grão revelado". No processo de fixação, os cristais não revelados são dissolvidos e removidos da emulsão.

O número de grãos revelados por unidade de área do filme, em cada ponto, pode ser medido pela quantidade de luz transmitida através do filme, normalmente medida em termos de **densidade ótica**, que é definida como o logaritmo decimal da relação entre a luz incidente e a luz transmitida [14,21,23].

Modelos teóricos foram desenvolvidos para relacionar a densidade ótica com a quantidade de radiação a que o filme foi exposto [21,23]. Uma derivação interessante é apresentada na referência 21. Em geral o resultado é uma expressão do tipo

$$\text{Densidade Ótica} = D_0 (1 - \exp - AF)$$

onde D_0 é a densidade de saturação do filme, A é uma constante relacionada com a área do grão e F é a fluência de partículas ionizantes. Essa expressão resulta quando o número de impactos necessários para tornar um grão revelável é um [21,23].

Em geral as emulsões reais não exibem a resposta prevista pela expressão acima, principalmente nos filmes de baixa sensibilidade usados em dosimetria de feixes, que tem resposta linear com a dose, mesmo, em altas densidades [24].

O filme radiográfico apresenta características interessantes para dosimetria, principalmente para medidas relativas como no caso de levantamento de distribuições de dose em feixes de elétrons e fótons de alta energia. Dentre essas características as mais relevantes são [14]:

Resolução espacial- devido as dimensões dos grãos, da ordem de 1 micron, o filme permite que a distribuição de dose em um meio seja medida com uma resolução espacial dificilmente conseguida com outros dosímetros.

Características geométricas- a espessura reduzida do

filme é importante pelo fato de não perturbar o fluxo de partículas no meio irradiado, em feixes de elétrons e feixes de fótons de altas energias. A grande área dos filmes permite que a distribuição de dose completa em um plano seja obtida simultaneamente em uma única exposição, ocupando um tempo mínimo da máquina de radiação.

Independência da resposta com a taxa de dose- em geral, a densidade ótica dos filmes radiográficos, obtida sob uma certa dose de radiação não depende da velocidade com que a dose é depositada.

Além dessas vantagens as informações contidas no filme ficam gravadas permanentemente podendo ser reavaliadas sempre que necessário.

A principal desvantagem do filme como dosímetro é a dependência energética da resposta para feixes de fótons. Devido ao alto número atômico da prata e do bromo, a absorção fotoelétrica nesses materiais é muito elevada para fótons de baixa energia, o que faz com que, a dose necessária para produzir uma certa densidade ótica seja de 20 a 45 vezes maior para fótons de 1 MeV em relação a fótons de 40 KeV [24]. Essa dependência varia com as características do filme como a concentração de haletos de prata, distância média entre os cristais e suas dimensões [24].

A dependência energética da resposta do filme é importante mesmo em feixes de cobalto, quando irradiado no interior de um meio absorvedor, devido aos fótons de baixa energia resultantes da degradação do espectro primário. Isso faz com que a resposta do filme aumente com a profundidade [24,25,26].

Ambonville et al. [25] constataram que para um filme Strutturix D2, a sensibilidade aumenta de 35% quando o filme é irradiado a uma profundidade de 20 g/cm² de polistireno em relação a quando é exposto no ar entre duas placas de 0.5 g/cm² do mesmo

material.

A variação da resposta do filme com a profundidade em feixes de fótons pode ser levada em conta pela calibração a cada profundidade, por comparação com um dosímetro cuja resposta seja independente da energia, por exemplo, uma câmara de ionização. Essa técnica foi utilizada por Williamson et al. [26] na medida de curvas de isodose em feixes de raios X de 4 MeV e obtiveram boa concordância com medidas efetuadas com outros dosímetros.

A dependência da resposta do filme com a energia é mostrada na figura 3.3, que representa a relação entre a dose no filme e a dose na água em função da energia do fóton, calculado segundo a teoria de cavidade de Burlin, equação 3.9, para emulsões de 10 e 25 μ m de espessura, densidade de 2g/cm³ contendo 40% de brometo de prata. A variação da relação entre os poderes de frenagem de colisão de massa da emulsão e da água (relação de Bragg-Gray) com a energia dos elétrons Compton também é mostrada na figura 3.3 e seria a resposta esperada se não houvesse interação de fótons na emulsão (equação 3.2). As figuras 3.1, 3.2, e 3.3 mostram que a resposta do filme pode variar bastante com as características macroscópicas da emulsão.

A relação entre a dose no filme e a dose no meio no qual é irradiado pode ser aproximada através da equação 3.4 desde que o espectro de energia dos fótons e elétrons secundários no ponto de interesse mais a composição química, densidade e espessura da emulsão sejam conhecidos. Como não dispomos de todas essas informações, foi adotado o seguinte procedimento: a variação da densidade ótica com a dose no alumínio e na água, em condições de EPC, foi medida e comparada com a relação

$$\frac{D_{f,A1} / D_{A1}}{D_{f,a} / D_a} = \frac{(\bar{S}/\rho)_{f,A1} / (\bar{S}/\rho)_{A1}}{(\bar{S}/\rho)_{f,a} / (\bar{S}/\rho)_a} \quad 3.11$$

obtida da equação 3.7 aplicada ao alumínio e água. Nessa equação, $(\bar{S}/\rho)_{f,a1}$ e $(\bar{S}/\rho)_{f,a}$ são os poderes de frenagem médios (eq.3.5.a) da emulsão para o espectro de energias de partículas carregadas existentes no interior do alumínio e da água, respectivamente. $D_{f,a1}$ e $D_{f,a}$ são as doses na emulsão quando irradiada no interior de cada um desses dois meios.

A comparação da resposta com o resultado da equação 3.11 utilizando valores publicados dos poderes de frenagem, fornece uma medida do quanto o filme se comporta como uma cavidade de Bragg- Gray.

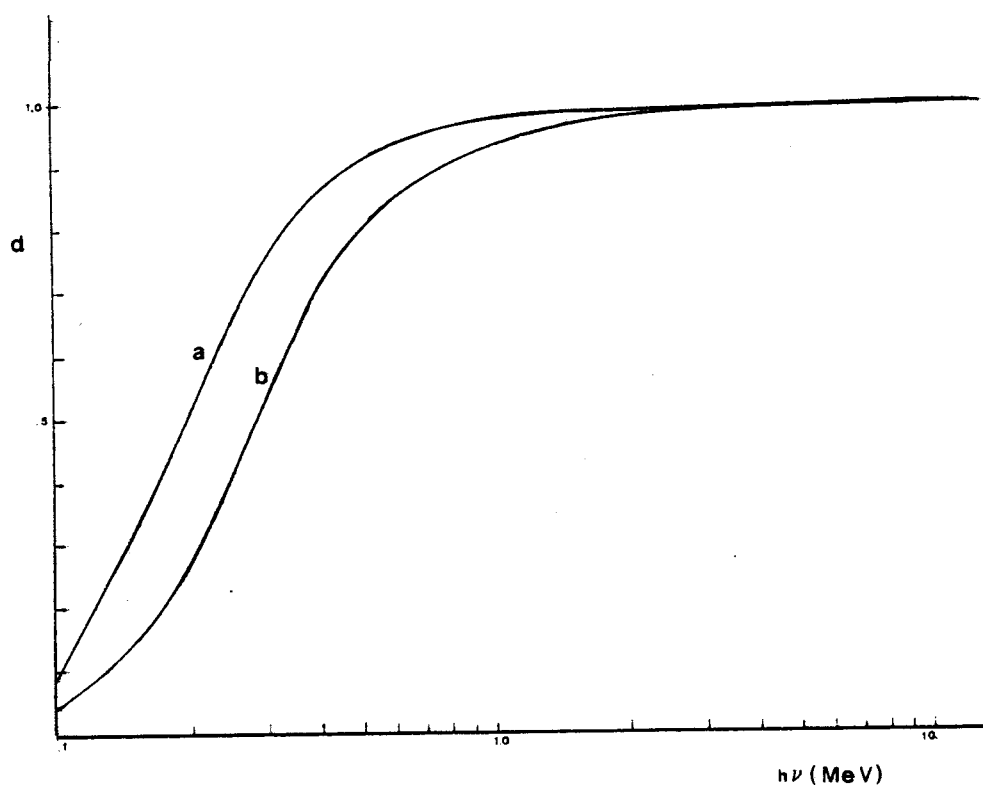


FIGURA 3.1 - Variação do parâmetro d da equação 3.10 com a energia dos fótons, para emulsão contendo 40% de AgBr, densidade 2 g/cm³; a- espessura de 25 μm e b- espessura de 10 μm.

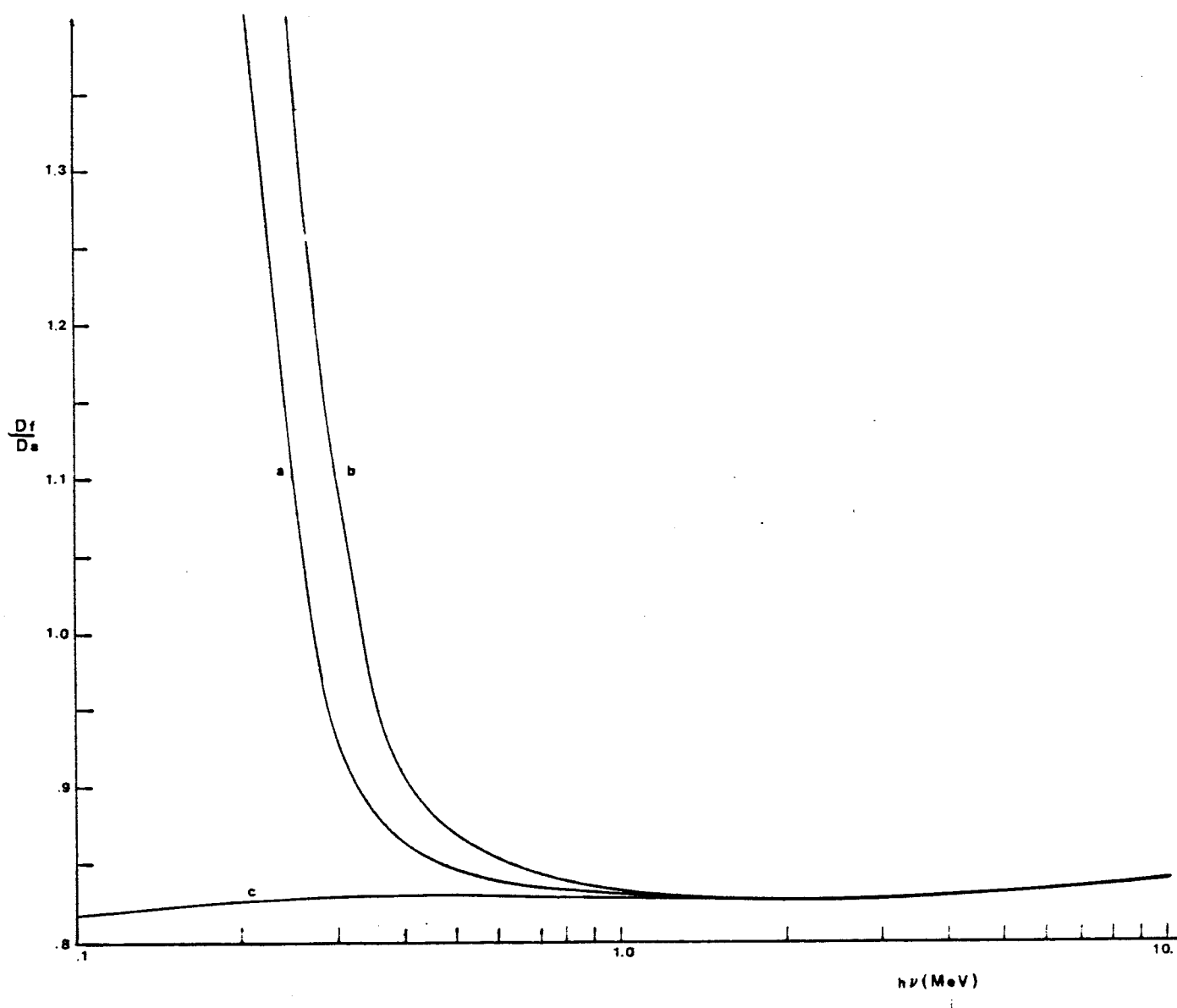


FIGURA 3.3 - Variação da relação entre a dose na emulsão e na água, segundo a teoria de cavidade de Burlin (eq.3.9) : a- emulsão de $25\mu\text{m}$ e b- de $10\mu\text{m}$ de espessura, contendo 40% de AgBr. A curva c é a mesma relação segundo a teoria de Bragg-Gray (eq.3.7).

4 EQUIPAMENTO UTILIZADO

4.1 Fontes de radiação.

4.1.a Fontes de raios gama- Cobalto 60

O feixe de raios gama utilizado foi produzido por um aparelho para tratamento radioterápico, marca CGR, modelo Alcyon II.

Esse aparelho é composto basicamente de um sistema que contém a cápsula de Co 60, denominado cabeçote (nº1 na figura 4.1), preso a um sistema mecânico (nº2, fig.4.1) que permite a rotação do cabeçote de 360 graus em torno de um eixo horizontal situado a 80 cm da face anterior da cápsula. Todo esse sistema é sustentado por uma estrutura presa ao solo (nº3, fig.4.1) que contém os motores elétricos e engrenagens que movimentam o sistema de rotação.

A fig. 4.2 mostra um corte do cabeçote em um plano passando pela fonte, perpendicular ao eixo de rotação do sistema do parágrafo anterior. A cápsula radioativa (nº4) é embutida na superfície lateral de um cilindro de tungstênio (nº2), que é o dispositivo de acionamento do feixe. Quando o feixe é ligado, esse cilindro gira de 115 graus no sentido horário, posicionando a cápsula em frente a abertura (correspondente ao nº6 na fig.4.2). O cilindro é acionado por um motor elétrico que permanece ligado durante o tempo de irradiação, agindo contra um sistema de molas que faz a fonte retornar a posição mostrada na figura quando o feixe é desligado. Uma lâmpada (nº7) e a fibra ótica (nº6) simulam o feixe radioativo com luz visível para posicionamento do feixe em relação ao paciente.

O tempo de irradiação é programável por um conjunto de

chaves "thumbwheel" que permitem a seleção de tempo variando de 0,01 até 99,00 minutos.

A área irradiada é definida pelo sistema de colimadores móveis (fig.4.3) capazes de definir feixes quadrados e retangulares de lados variando continuamente de 4 a 32 cm.

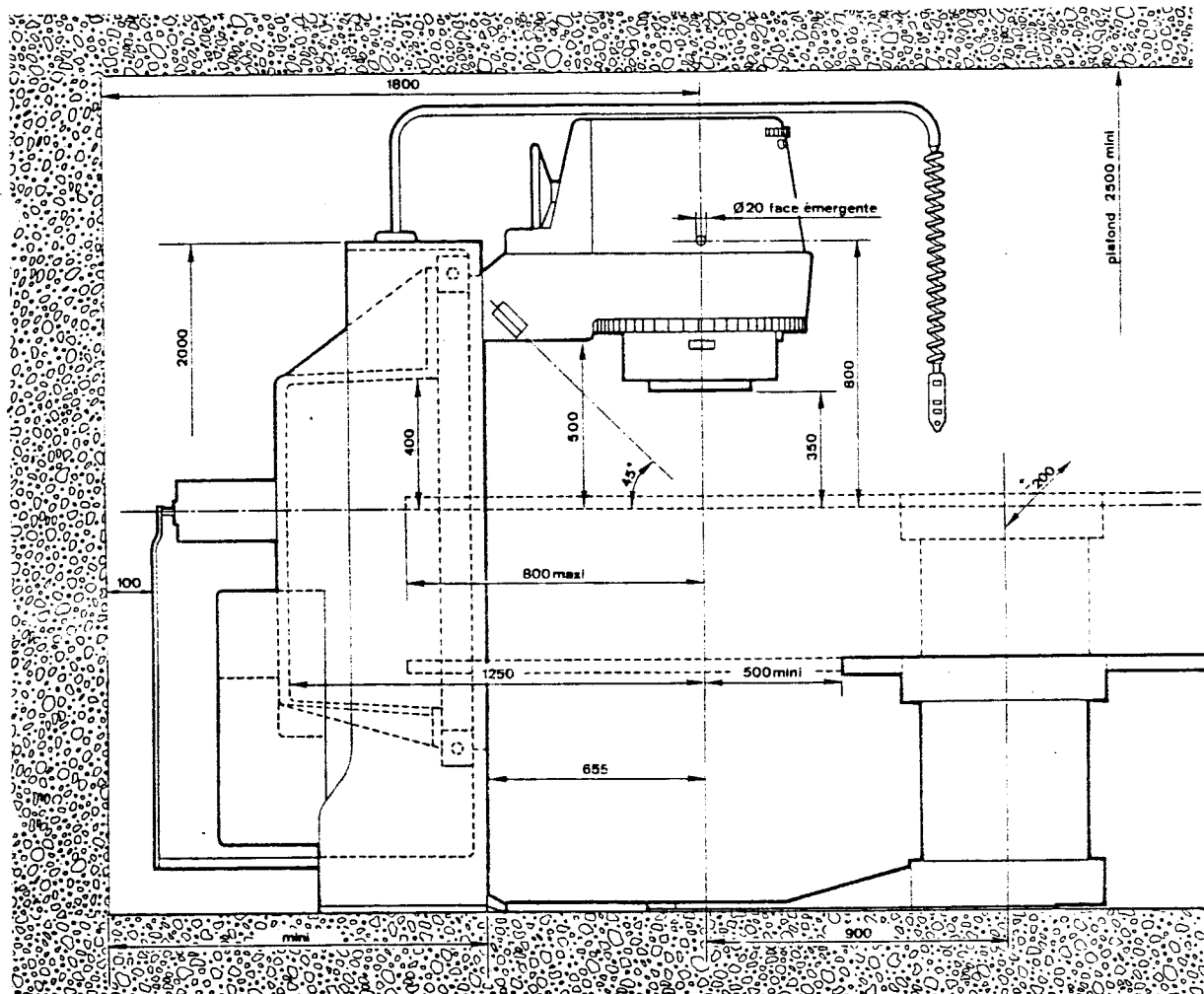


FIGURA 4.1 - Montagem do Acyon II: 1- cabeçote , 2- sistema de rotação, 3- coluna de sustentação.

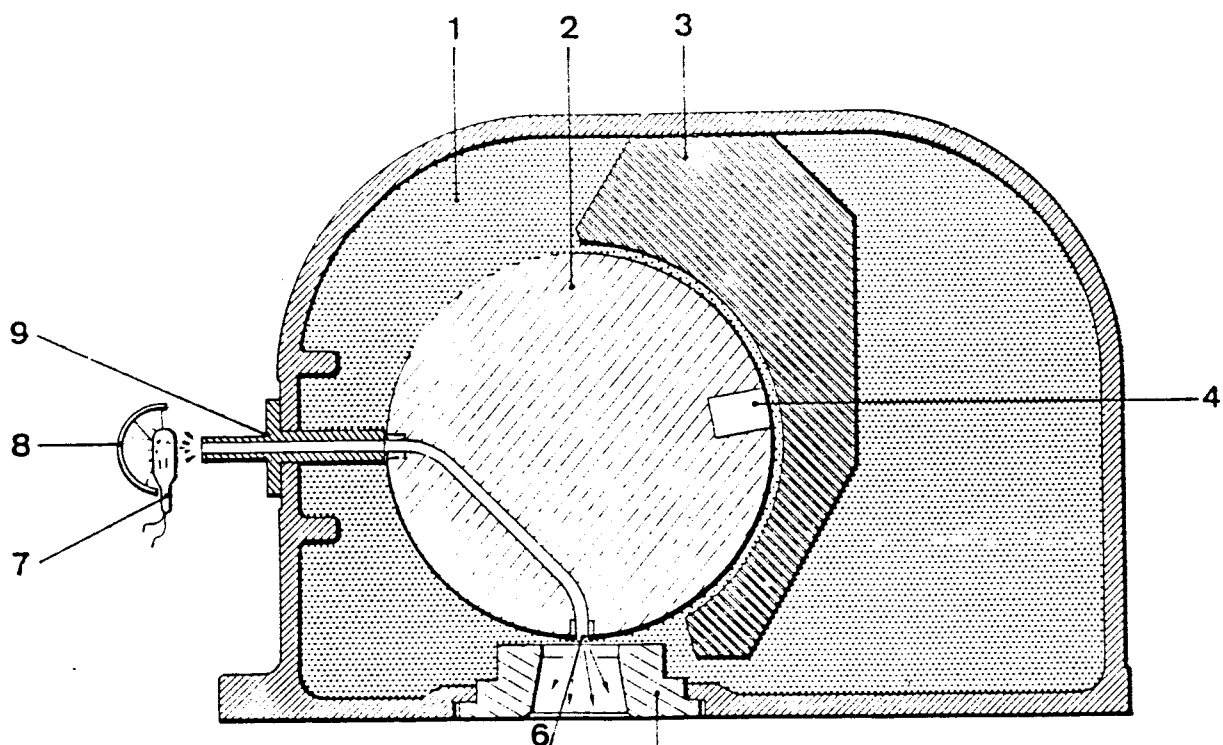


FIGURA 4.2 - Corte mostrando o interior do cabeçote do Alcyon II. 1 e 3 são blindagens, 2 é o sistema de posicionamento da fonte, 4 é a capsula de cobalto 60 e 6, 7 e 8 formam o sistema óptico de simulação do feixe.

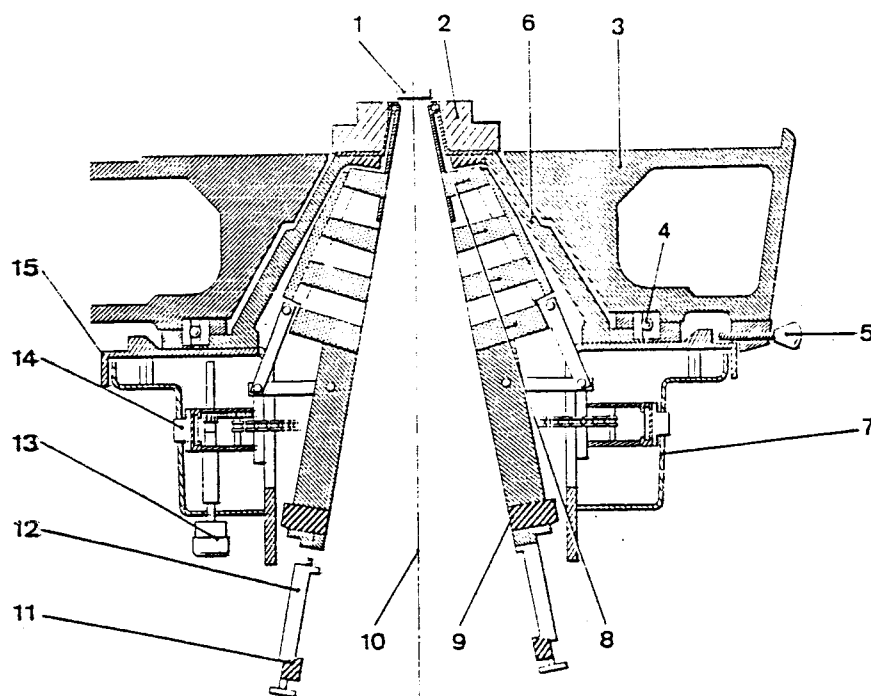


FIGURA 4.3 - Sistema de colimação do feixe onde são mostrados o colimador fixo (2), um par de colimadores móveis (8 e 9) com o dispositivo que os movimentam.

4.1.b Fonte de raios X de 10 MeV- Acelerador Linear

A fonte de raios X de 10 MeV empregados nesse estudo é um acelerador linear fabricado pela Siemens, modelo Mevatron 74, montado para tratamento radioterápico. Esse aparelho produz feixes de elétrons monoenergéticos de seis energias de 6 a 12 MeV e fótons de "bremsstrahlung" de energia máxima de 10 MeV.

O princípio de funcionamento do acelerador linear que opera com ondas estacionárias é descrito por Johns [3] e Karzmark [27]. No Mevatron o guia de onda de aceleração é montado horizontalmente, e o feixe de elétrons acelerados ao sair dessa estrutura é desviado de um ângulo de 270 graus por um campo magnético que focaliza o feixe em um alvo de tungstênio.

O feixe de raios X emitido é modificado por um filtro em forma de cone, com eixo de simetria na direção do feixe de elétrons que serve para homogeneizar a intensidade do feixe de raios X na área irradiada. Abaixo do filtro existe um sistema de câmaras de ionização que servem para o controle da dose prescrita aos pacientes (2 câmaras independentes) e um conjunto de câmaras que verificam a simetria do feixe. Esse sistema desliga o feixe quando a dose pré-selecionada no painel de controle é atingida ou quando há algum problema de simetria.

O feixe é produzido em pulsos quadrados a uma frequência de 250 Hz.

Dois pares de colimadores móveis permitem que a área do feixe seja variada desde zero até 40x40 cm² a 100 cm da fonte.

A figura 4.4 mostra a montagem do conjunto que possui os mesmos movimentos do Alcyon II descrito em 4.1.a, porém o raio de giro da fonte é de 100 cm. A figura 4.5 mostra o final do guia de onda, a trajetória dos elétrons (setas), o sistema de colima-

ção, filtro e demais partes citadas acima.

O sistema de dosimetria do acelerador é ajustado de modo que a dose a 2,5 cm de profundidade na água, irradiada por um feixe de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, com a superfície a 100 cm da fonte, seja igual a dose registrada no painel de controle.

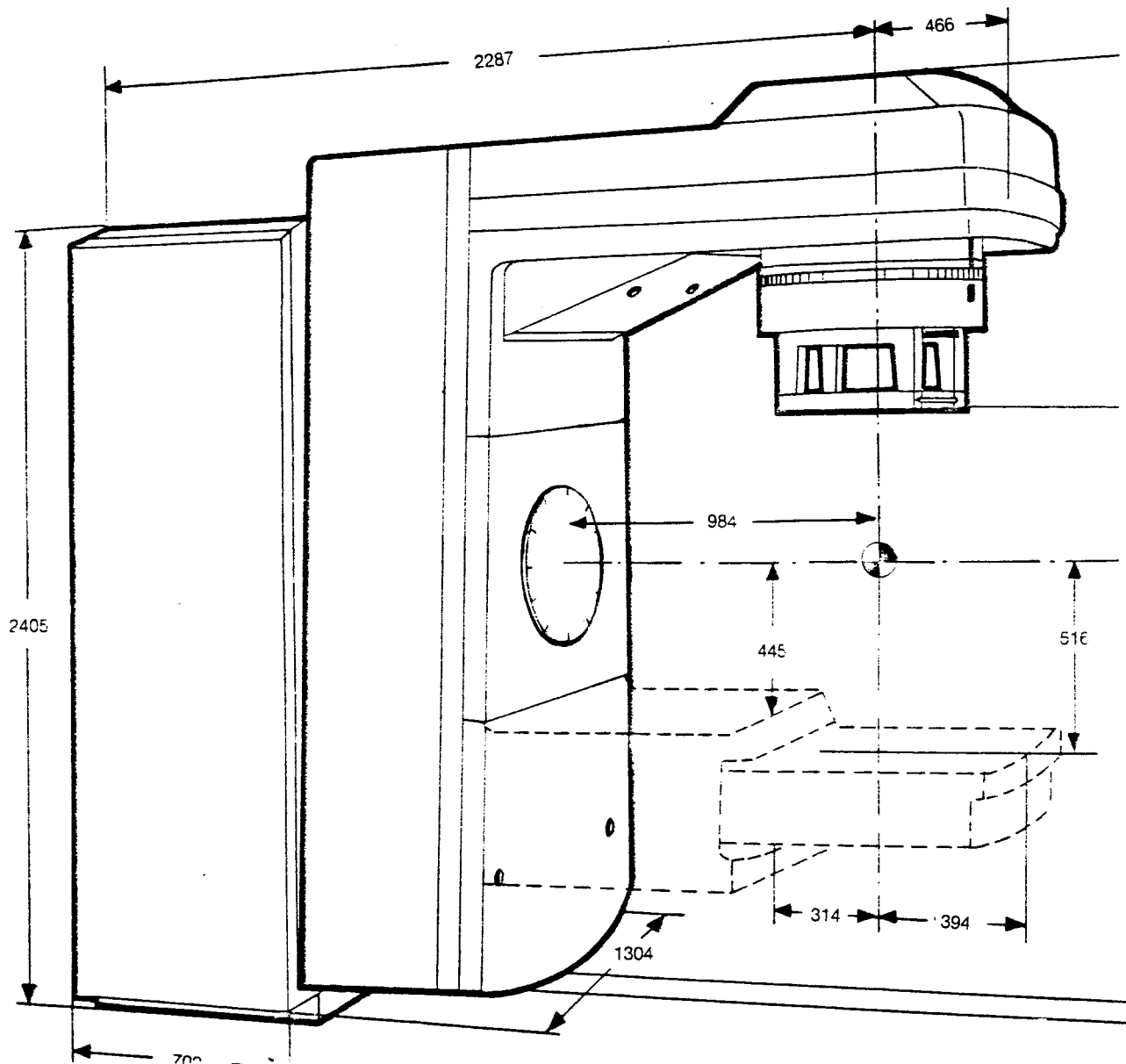


FIGURA 4.4 - Montagem do acelerador linear, Mevatron 74, que produz raios X de energia máxima de 10 MeV e elétrons de 6 a 12 MeV.

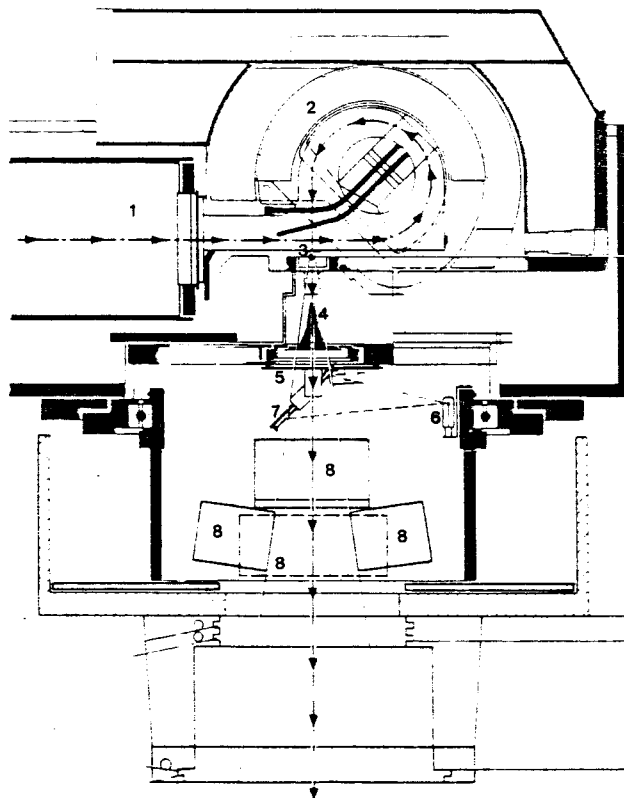


FIGURA 4.5 - Detalhe do cabeçote mostrando o final do guia de ondas de aceleração (1), sistema magnético de deflexão do feixe de elétrons 2), alvo de tungstênio (3), filtro aplainador (4), sistema de dosimetria (5); sistema ótico de simulação do feixe (6 e 7) e colimadores móveis (8). As setas indicam a trajetória do feixe de elétrons.

4.2 Material de dosimetria..

4.2.a Câmaras de ionização

Câmara de .6 cm³(NEL-2571) - é uma câmara cilíndrica que possui dois eletrodos coaxiais separados por um espaço contendo ar em comunicação com a atmosfera, através de um orifício.

As características de construção são as seguintes (valo-

res nominais fornecidos pelo fabricante):

Volume sensível- .69 cm³

Comprimento do volume- 24.1 mm

Diâmetro interno do eletrodo externo- 6.3 mm

Diâmetro externo do eletrodo interno(alumínio 99.99%)-1.0 mm

Espessura do eletrodo externo(grafite 99.99%)-.36 mm

A câmara 2571 é calibrada em um Laboratório de Padronização Secundário [31], de modo que a dose absorvida possa ser medida em Gray pelo procedimento descritos nas ref. 31.

Câmara .1 cm³(NEL-2533/3)- é uma câmara cilíndrica semelhante a 2571, selada em um cateter de borracha própria para medidas na água. As características de construção(valores nominais do fabricante)são:

Volume sensível- .1 cm³

Dimensões do volume - 12 mm de comprimento por 3.6 mm de diâmetro

Diâmetro externo- 7 mm

Espessura da parede- 1.75 mm

Material da parede- C5H8O2

As câmaras de ionização descritas acima foram utilizadas conectadas a um eletrômetro digital do mesmo fabricante(NEL-2570A), a NEL- Nuclear Enterprise Ltd, que mede a carga elétrica coletada na câmara integrando a corrente de ionização. O tempo de integração pode ser definido por um cronômetro interno ou pelo tempo de irradiação, delimitado pela máquina de radiação.

O valor da carga coletada é mostrada em 3 e 1/2 dígitos com uma resolução de .005 nC.

4.2.b Filmes radiográficos

Três tipos de filmes foram investigados, com relação a sensibilidade e linearidade da resposta com a dose absorvida: os filmes de radiografia industrial Agfa Gevaert-D7p e Dupont NDT 45, e o filme mamográfico Kodak orto M-OM1.

O filme Dupont- NDT 45 se mostrou o mais adequado para o este trabalho, tendo sido escolhido para a realização das medidas.

O processo de revelação foi manual, no qual foram utilizadas soluções fabricadas pela BRAF (XRM) e Kodak (RP X Omat). As condições de revelação foram as seguintes: 3 minutos no revelador com agitação a cada 36 segundos seguido de imersão em água com agitação constante por aproximadamente 30 segundos, 3 minutos no fixador com agitação a cada 36 segundos e finalmente banho em água corrente por aproximadamente 1/2 hora. A temperatura das soluções ficou entre 23 e 24 graus centígrados.

4.2.c Fantom Heterogêneo

O meio absorvedor para o estudo da distribuição de dose na interface entre água e alumínio consiste de uma caixa cúbica de paredes de acrílico, de 5 mm de espessura e 30 cm de lado contendo água.

O dispositivo mostrado na figura 4.6 permite que um par de cilindros de alumínio iguais seja alinhados de modo que seus eixos coincidam. Esse dispositivo construído em acrílico possui seis parafusos de cada lado para o alinhamento dos cilindros. Os seis parafusos atuam sobre uma bucha de nylon que permite o movimento do cilindro na direção de seu eixo longitudinal. Esse con-

junto é posicionado no interior da caixa de acrílico, formando a interface água-alumínio.

Dois pares de cilindros de alumínio foram construídos com diâmetros de 1,0 e 2,0 cm, por 12 cm de comprimento, a partir de barras de alumínio comercial (Alcan).

A figura 4.7 mostra o dispositivo usado para posicionamento do filme no interior do fantom, que consiste de duas placas de acrílico separadas por duas barras também de acrílico, formando um sistema rígido que pode ser encaixado na parte interna da caixa em canaletas existente em duas de suas paredes. Um envelope de plástico, a prova de água e de luz, é mantido num plano perpendicular às placas, passando pelos seus centros. A espessura do plástico do envelope é de .1 mm e é maleável de forma que quando imerso na água, o ar entre o filme e o plástico é expulso pela pressão da água. O fantom completo é mostrado na figura 4.8.

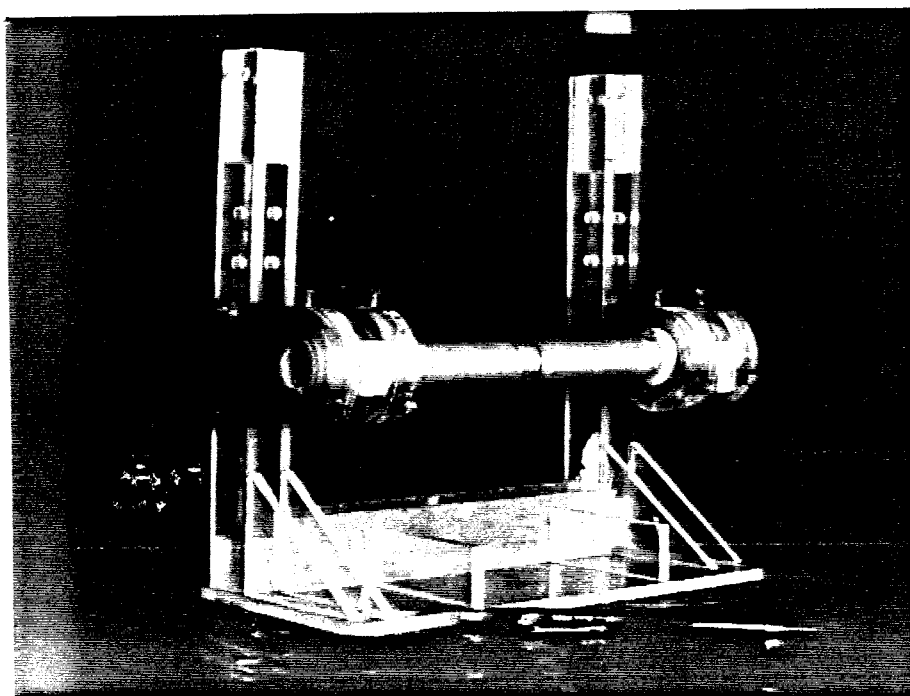


FIGURA 4.6 - Dispositivo de suporte e alinhamento dos cilindros de alumínio



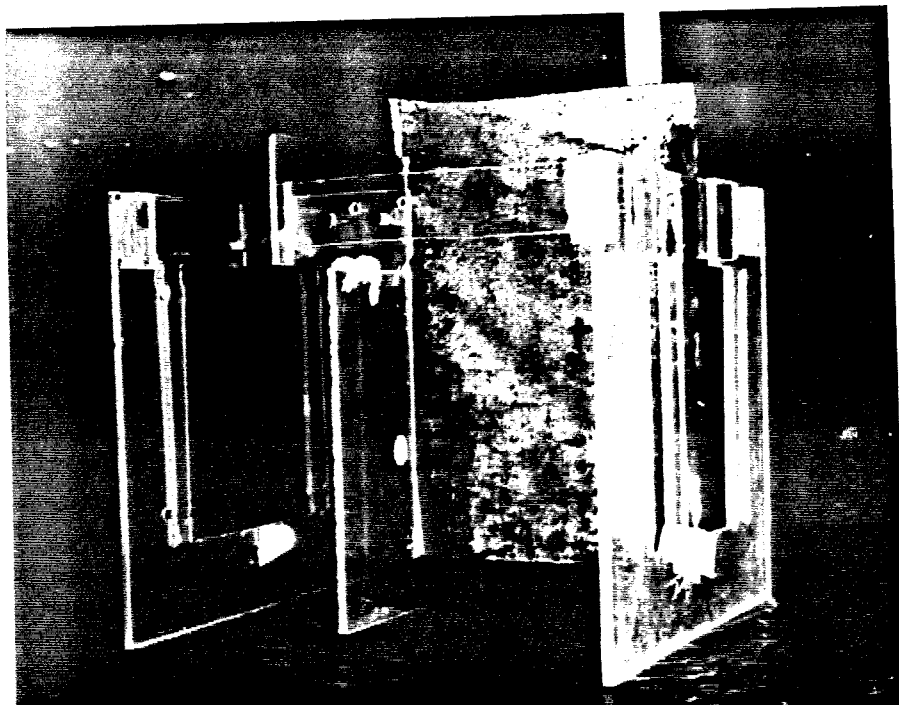


FIGURA 4.7 - Dispositivo para posicionamento do filme no interior do fantom .

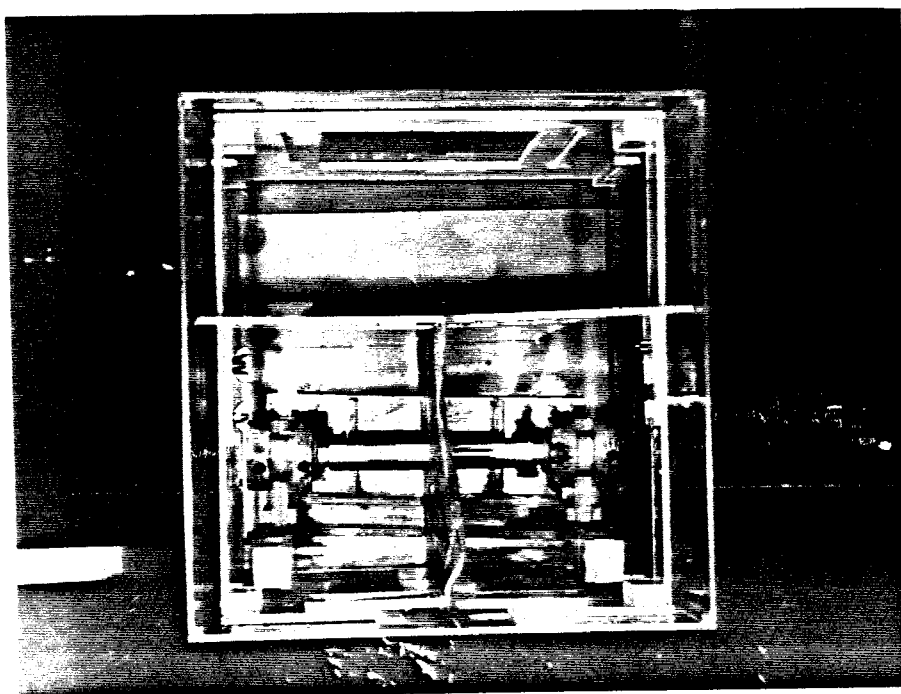


FIGURA 4.8 - Visão de topo do sistema usado para irradiação dos filmes em um meio heterogêneo.

4.2.d Densitômetros

O estudo da resposta do filme com a dose absorvida foi realizado utilizando um densitômetro digital, construído pelo CI-DRA-FFLUSP de Ribeirão Preto, que mede a densidade ótica do filme através de um fotodiodo, fornecendo a leitura em três dígitos.

A varredura dos filmes para medida da densidade ótica em função da posição foi feita com o microdensitômetro Optronics Photoscan P-1000. Esse aparelho dispõe de um tambor rotatório em cuja superfície lateral é posicionado o filme em estudo. Um sistema ótico composto de uma fonte de luz e lentes de focalização, ilumina o filme do lado interno do tambor, e a luz transmitida através do filme é captada por outro sistema de lentes que focaliza o feixe luminoso numa célula fotomultiplicadora. O sinal é amplificado por um amplificador logarítmico e convertido em 256 níveis de intensidade [32]. A varredura é feita ao longo de linhas, sobre a superfície do filme, perpendiculares ao eixo de rotação do tambor.

O Optronics é comandado pelo computador PDP 11, através de um programa cujos dados de entrada são o início da linha a ser explorada, sua extensão e o número de linhas. Uma faixa, cuja largura depende da abertura do feixe luminoso e do número de linhas, é então explorada com a saída na forma de gráfico em papel, dos valores de densidade ótica em função da posição. Uma descrição mais completa do aparelho, que inclui a listagem do programa, é apresentada por De Simone [33].

Duas aberturas luminosas podem ser usadas, de 25 e 100 μm .

O sistema ótico é movimentado paralelamente ao eixo de rotação do tambor por um mecanismo comandado por uma chave no painel que permite a seleção da faixa a ser estudada. Esse movi-

mento é também comandado pelo programa durante a realização da varredura.

O tambor possui uma abertura do lado oposto ao filme que serve de referência (zero) para a densidade ótica [32, 33].

5 MÉTODOS

5.1 Geometria de irradiação.

A figura 5.1 mostra, esquematicamente, um feixe colimado, produzido pela fonte, incidindo do ar sobre um meio material semi-infinito, cuja superfície coincide com o plano xz , com a origem do sistema de referência coincidindo com o centro da área irradiada.

O fantom descrito em 4.2.c foi posicionado com o feixe incidindo sobre uma das paredes laterais (plano xz), com o filme colocado no plano yz , passando entre as bases de dois cilindros iguais de alumínio, alinhados por meio do dispositivo da figura 4.6, com seus eixos longitudinais sobre uma reta do plano xy , perpendicular ao eixo y .

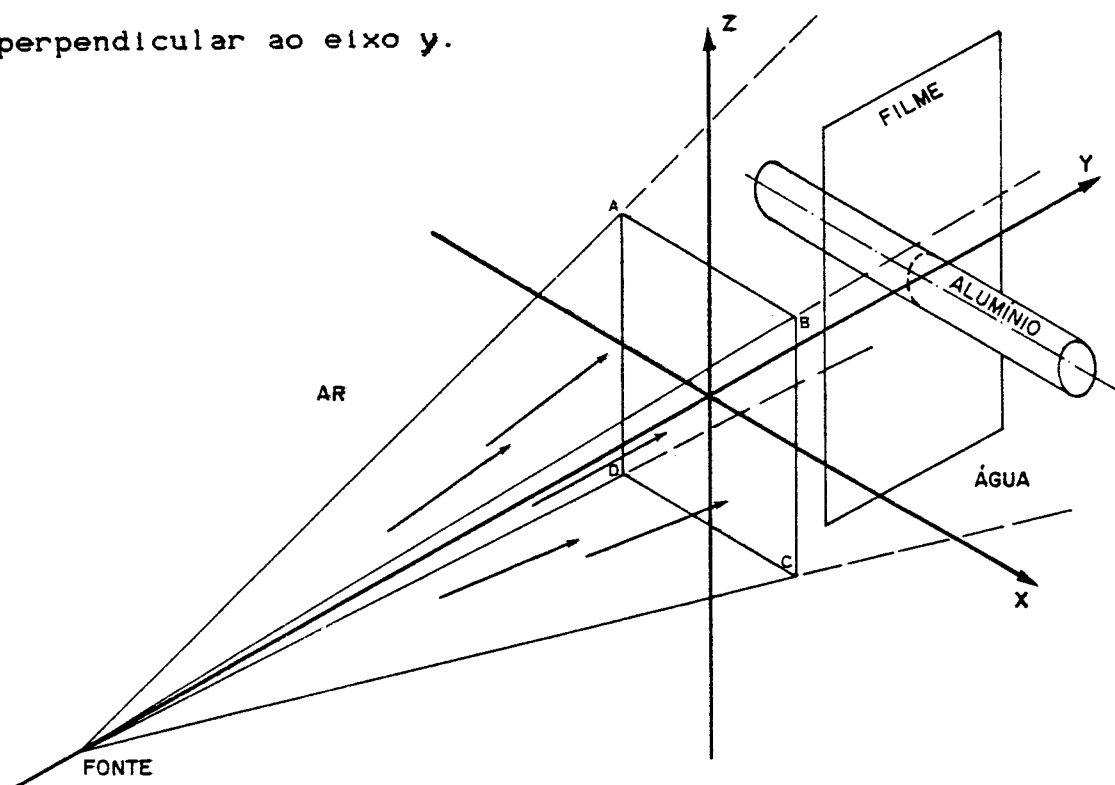


FIGURA 5.1 - Geometria usada para irradiar os filmes no fantom heterogêneo. O filme é colocado no plano yz , passando entre as bases dos cilindros de alumínio, situados a 10,5 cm da superfície (plano xz). O quadrado de vértices $ABCD$ representa a área irradiada na superfície do fantom.

Essa geometria foi usada para irradiação dos filmes nos dois feixes investigados, sendo que no cobalto a área irradiada na superfície foi de 12.5 X 12.5 cm² e no acelerador de 10.0 X 10.0 cm², com distância da fonte à superfície de 100 cm e os cilindros de alumínio colocados a 10.5 cm de profundidade (y= 10.5 cm) nos dois casos.

5.2 Estudo da resposta do filme com a dose de radiação.

A relação entre a densidade ótica e a dose absorvida no meio em que o filme foi irradiado, foi estudada irradiando vários filmes com doses diferentes, nas condições descritas em 5.1., utilizando, para cada energia, cilindros de alumínio de raios maiores do que o alcance máximo dos elétrons secundários. Isso permite que a dose no eixo do cilindro seja calculada a partir da dose na água por meio das expressões 3.4 e 3.6 aplicadas aos dois meios, na condição de EPC, levando em conta a diferença de atenuação da fluência de ftons entre a água e o alumínio.

$$\frac{D_{Al} (\mu_{en}/\rho)}{D_a} = \frac{(\mu_{Al} - \mu_a) r}{(\mu_{en}/\rho)} \quad 5.1$$

onde r é o raio do cilindro, μ_{en}/ρ são os coeficientes de absorção de energia de massa para alumínio e água, e μ são os coeficientes totais de atenuação para os dois materiais.

A relação entre a dose na água a 10,5 cm e a dose no centro dos cilindros de alumínio também foram medidas usando a câmara de ionização de .6 cm³, irradiada no interior de capas cilíndricas de alumínio, com paredes de 0,5 cm no cobalto e de 1,0 cm no feixe de raios X. Nos dois feixes o centro do volume sensível da câmara foi posicionado a 10.5 cm de profundidade na água.

A dose no alumínio e na água foram calculadas segundo o protocolo da AAPM [31], que dá para a relação entre a dose no alumínio, D_{Al} , e a dose na água, D_a , em função das leituras do eletrômetro, a seguinte expressão:

$$\frac{D_{Al}}{D_a} = \frac{(\bar{L}/\rho)_{Al} P_{wall Al} P_{repl Al} \bar{M}_{Al}}{(\bar{L}/\rho)_a P_{wall a} P_{repl a} \bar{M}_a} \quad 5.2$$

onde P_{wall} é uma correção devido a perturbação introduzida pela parede da câmara no meio em que é irradiada; P_{repl} é uma correção que leva em conta o fato do ar existente na câmara estar ocupando um volume que seria ocupado por material do meio na ausência da câmara. M_{Al} e M_a são as leituras do eletrômetro quando a câmara é irradiada no alumínio e na água.

A tabela 5.1 mostra os valores da relação entre as doses no alumínio e na água obtidas por meio das equações 5.1 e 5.2. Os coeficientes de atenuação e absorção, assim como os poderes de frenagem envolvidos foram tomados da referência 3, tabelas A-3 e A-4, para as energias de 1,25 MeV para o feixe de raios gama e de 3,5 MeV para o feixe de raios X de 10 MeV.

TABELA 5.1

Relação entre a dose no alumínio e na água segundo as equações 5.1 e 5.2.

	D_{Al}/D_a eq. 5.1	D_{Al}/D_a eq. 5.2
Cobalto 60	.829	.808
Raios X 10 MeV	.852	.842

A dose na água foi medida num fantom homogêneo nos dois feixes, deslocando o centro da câmara de ionização de $.1 \text{ cm}^3$ sobre o eixo y e fazendo leituras da carga coletada para várias profundidades. No acelerador linear o tempo de integração da corrente da câmara foi delimitado pelo sistema de dosimetria do aparelho para uma dose programada fixa. No cobalto para evitar erros devido ao tempo de posicionamento da fonte, as medidas a cada profundidade, foram feitas iniciando a integração da corrente da câmara com a fonte já na posição de irradiação num intervalo de tempo fixo delimitado pelo cronômetro interno do eletrômetro. A variação da dose na direção z da figura, na profundidade de 10 cm , também foi estudada usando o mesmo procedimento acima. Os resultados são mostrados nas figuras 6.1 e 6.2.

Foram irradiados 5 filmes no feixe de raios gama de cobalto 60 e 4 no feixe de raios X do acelerador linear. As doses na água, na profundidade de $10,5 \text{ cm}$ ($y=10,5 \text{ cm}$), empregadas em cada irradiação são mostradas na tabela 5.2.

O controle das doses da Tabela 5.2 foi feito de modo diferente em cada aparelho. No cobalto, devido ao tempo variável de posicionamento da fonte, foi usada a câmara de ionização de $0,6 \text{ cm}^3$ com uma capa de equilíbrio eletrônico, posicionada a 80 cm da fonte, com seu centro deslocado de $2,5 \text{ cm}$ na direção x da Figura 5.1, com o eixo do volume sensível paralelo ao eixo z . A dose na água mostrada na Tabela 5.2, foi calculada usando a variação da dose no ar com o inverso do quadrado da distância da fonte e os dados das Figuras 6.1 e 6.2. No acelerador linear a dose foi controlada diretamente pelo sistema de dosimetria desse aparelho, que foi calibrado por comparação com a câmara de $0,6 \text{ cm}^3$, antes e depois da irradiação dos filmes. A calibração foi feita segundo o protocolo da AAPM [31], para 6 doses diferentes programadas no painel do acelerador. O valor médio das duas cali-

braços foi usado para calcular as doses da Tabela 5.2.

TABELA 5.2

Doses na água a 10,5 cm de profundidade empregadas na irradiação dos filmes.

a) Feixe de raios gama

b) Feixe de raios X de 10 MeV

do cobalto 60 (1,25 MeV)

Nº do filme	Dose (cGy)	Nº do filme	Dose (cGy)
1	4,13	1	9,37
2	8,04	2	16,4
3	15,8	3	23,5
4	24,0	4	31,2
5	31,7	-	-

A densidade ótica em cada filme foi medida em tres pontos sobre uma reta perpendicular ao eixo y (fig.5.1) passando pelo centro da base do cilindro de alumínio (pontos A, B e C nas figuras 6.3.a e 6.3.b.

Nos filmes irradiados no cobalto os pontos A e C, foram tomados a 1,5 cm do ponto B, estando a 1cm do limite do cilindro de alumínio. O valor médio das densidades óticas medidas nos pontos A e C é a resposta do filme quando irradiado na água a que nos referimos em 3.4. Esses pontos estão suficientemente distantes da heterogeneidade (a uma distância maior que o alcance do elétron mais energético) podendo ser considerados como se estivessem em um meio homogêneo de água. A densidade medida no ponto B, é a resposta do filme no alumínio, na situação de equilíbrio de

partículas carregadas, uma vez que os elétrons produzidos na água tem alcance máximo da ordem de 2 mm no alumínio.

No acelerador, os pontos A e C foram posicionados a 3,5 cm do ponto B, devido ao fato de que o alcance máximo dos elétrons na água ser de aproximadamente 2,5 cm.

As densidades óticas nos pontos A, B e C das figuras 6.3.a e 6.3.b foram medidas no densitômetro de 2 mm de abertura. As curvas densidade em função da dose na água e no alumínio são mostradas figura 6.4 .

5.3 Varredura do filme no microdensitômetro.

O filme nº 3 da tabela 5.2.a, irradiado no feixe de Cobalto 60 foi posicionado no tambor giratório do Optronics e a varredura efetuada na direção y da figura 5.1, para vários valores de z.

A abertura empregada foi de $100\mu\text{m}$, sendo que a extensão ao longo do eixo y foi de 30 mm, e o número de pontos medidos, em cada varredura foi de 300, sobre uma única linha por varredura, o que dá uma faixa de $100\mu\text{m}$ de largura.

A posição relativa ao longo do eixo z foi controlada manualmente através da chave de comando do painel, sendo medida com uma escala com divisões de 1,0 mm, presa a parte fixa do aparelho. Na abertura do tambor, oposta a posição do filme nº 3, foi colocado um filme revelado sem ser exposto, que serve como referência (densidade zero) para densidade ótica do filme nº 3.

Foram feitas 14 varreduras sobre uma extensão de 29,5 mm ao longo do eixo z, para valores negativos e positivos de z.

O filme nº 3 da tabela 5.2.b foi explorado de modo semelhante, sobre uma extensão de 40 mm na direção y, para 20 valores de z, cobrindo uma extensão de 30 mm.

6 RESULTADOS

6.1 Estudo da resposta do filme com a dose de radiação.

A figura 6.1 mostra a variação da dose na água, num fantom homogêneo, ao longo do eixo y da figura 5.1, para o feixe 12.5×12.5 cm² do Cobalto (curva a) e para o feixe de 10×10 cm² de raios X de 10 MeV (curva b), medidas com câmara de ionização pelo processo descrito em 5.2, com os valores das doses normalizados para o ponto de dose máxima ($y = 0,5$ cm no Co-60 e $2,5$ cm no feixe de raios X).

A figura 6.2 é a variação da dose ao longo do eixo z para o feixe de raios X de 10 MeV. As curvas das figuras 6.1 e 6.2 foram usadas para o estudo da resposta do filme com a dose, descrita em 5.2 e também para comparação com as curvas de densidade ótica em função da profundidade medida no microdensitômetro (figuras 6.5.a a 6.5.r e 6.6a a 6.6.t).

As figuras 6.3.a e 6.3.b mostram as imagens obtidas nos filmes nº 3 da tabela 5.1.a (Cobalto) e nº 3 da tabela 5.1.b (raios X). Nessas figuras são mostradas também as localizações dos pontos onde foram medidas as densidades óticas para o estudo da resposta do filme com a dose nos dois feixes; no interior do alumínio (ponto B) e na água (pontos A e C), pelo método descrito em 5.2. Os valores de densidade ótica medidas na água e no alumínio são mostrados nas Tabela 6.1.

Os valores dessas tabelas foram lançados no gráfico da figura 6.4.a e 6.4.b para os feixes de Cobalto e raios X respectivamente, contra as doses da Tabela 5.2, sendo que as doses

no alumínio foram calculadas das doses na água, usando os resultados da equação 5.2, cujos resultados são mostrados na Tabela 5.2. As retas das figuras 6.4.a e 6.4.b foram obtidas por regressão linear e os coeficientes da regressão são mostrados nessas figuras.

TABELA 6.1

Densidade ótica, DO, medida a 10,5 cm de profundidade na água e no alumínio (pontos A,B e C nas figuras 6.4.a e 6.4.b).

a) Feixe de raios gama do Cobalto 60			b) Feixe de raios X de 10 MeV		
Filme N ^o	DO _{água}	DO _{alumínio}	Filme N ^o	DO _{água}	DO _{alumínio}
1	.24	.25	1	.88	.93
2	.46	.48	2	1.30	1.41
3	.94	.99	3	1.72	1.90
4	1.34	1.40	4	2.16	2.40
5	1.86	1.92	-	-	-

Obs- As densidades óticas de a) foram medidas acima da densidade da base do filme, enquanto de nos valores de b) está incluída a densidade da base.

As relações entre as inclinações das retas b (alumínio) e as inclinações das retas a (água) na figura 6.4.a e 6.4.b são mostradas na segunda coluna da tabela 6.2. Nessa tabela também são mostradas as relações entre os poderes de frenagem da água e do alumínio que, segundo a equação 3.11, são os valores previstos para os valores da segunda coluna se o filme se comporta como uma

cavidade de Bragg-Gray. As diferenças entre esses valores é mostrada na última coluna.

TABELA 6.2

Comparação da resposta do filme na água e no alumínio, com os resultados previstos pela teoria de Bragg-Gray (eq.3.11). Na primeira coluna, a e b correspondem aos valores de D_{al}/D_a obtidos das equações 5.1 e 5.2 respectivamente. $S_{f,al}/S_{f,a}$ é a razão dos poderes de frenagem da eq. 3.11.

	D_{al}/D_a	D_{Oal}/D_{Oa}	$S_{f,al}/S_{f,a}$	Erro %
	a) 0,829	1,244		- 2,51
Cobalto 60			1,276	
	b) 0,803	1,284		+0,65
	a) 0,852	1,345		+ 5,84
Raios X			1,271	
	b) 0,865	1,330		+ 4.60

6.2 Medida da densidade ótica em função da posição.

As figuras 6.5.a a 6.5.r mostram as curvas de densidade ótica em função da posição y do filme nº 3 da tabela 5.1, irradiado no feixe de raios gama do Cobalto, obtidas pelo processo descrito em 5.3.

Cada uma dessas curvas corresponde a posição z indicada

na figura. Nessas figuras é mostrada também a curva de variação da dose com a profundidade (curva contínua) da figura 6.1. a, em torno da profundidade de 10,5 cm. A posição dessas curvas foram escolhidas pelo deslocamento das mesmas ao longo do eixo de densidade ótica de modo a coincidirem com as curvas de densidade \times posição na região anterior ao cilindro de alumínio. A diferença entre as curvas de densidade e as curvas contínuas dão uma medida do erro cometido quando a heterogeneidade é ignorada no cálculo de dose. Também servem de referência para a variação da sensibilidade do filme com a profundidade mencionada em 3.2.

A figura 6.7.a é a distribuição de densidades óticas no plano yz , representada por curvas de mesma densidade ótica (isodensidades), resultante do filme nº 3 irradiado no feixe de raios gama. Essas curvas foram construídas das curvas de densidade ótica das figuras 6.5.a a 6.5.r, tomando em cada uma delas o valor de 100% no ponto onde a curva contínua intercepta o eixo de densidade ótica.

As figuras 6.6.a a 6.6.t são as curvas de densidade ótica em função da posição z , análogas as curvas 6.5.a a 6.5.r para o filme nº 3 da tabela 5.1, irradiado no acelerador linear. Essas figuras foram usadas para construir a figura 6.7.b que são curvas de isodensidades, com as curvas tracejadas representando as isodoses na água, na ausência do alumínio. As curvas da figura 6.7.b foram construídas de modo análogo as da figura 6.7.a.

As curvas 6.7.a e 6.7.b apresentam assimetrias devido, provavelmente, ao alinhamento imperfeito dos cilindros de alumínio, que faz com que suas bases tivessem um contato não uniforme com o filme em toda sua área.

Além disso, filme nº 3 (Cobalto) apresenta diferenças visíveis a olho nú, entre os dois lados (z positivo e negativo),

para pontos situados além do alumínio ($y > 10,0$ cm). Essas diferenças podem ser vistas nas figuras 6.5.a e 6.5.q. Isso se deve, provavelmente, à presença de ar entre o envelope e o filme ou problemas na revelação.

A figura 6.8 mostra a diferença entre a curva de densidade ótica e a variação da dose na água, no caso homogêneo, na região central do cilindro de alumínio. A curva **a** da figura 6.8, para o feixe de raios gama foi obtida das figuras 6.5.g, 6.5.h, 6.5.i e 6.5.j, tomando nessas figuras a diferença de densidades medida na curva do microdensitômetro e a densidade medida sobre a curva continua. A curva **b** da figura 6.8 foi construída de modo análogo, usando as figuras 6.6.h, 6.6.j, e 6.6.k, para o feixe de raios X de 10 MeV.

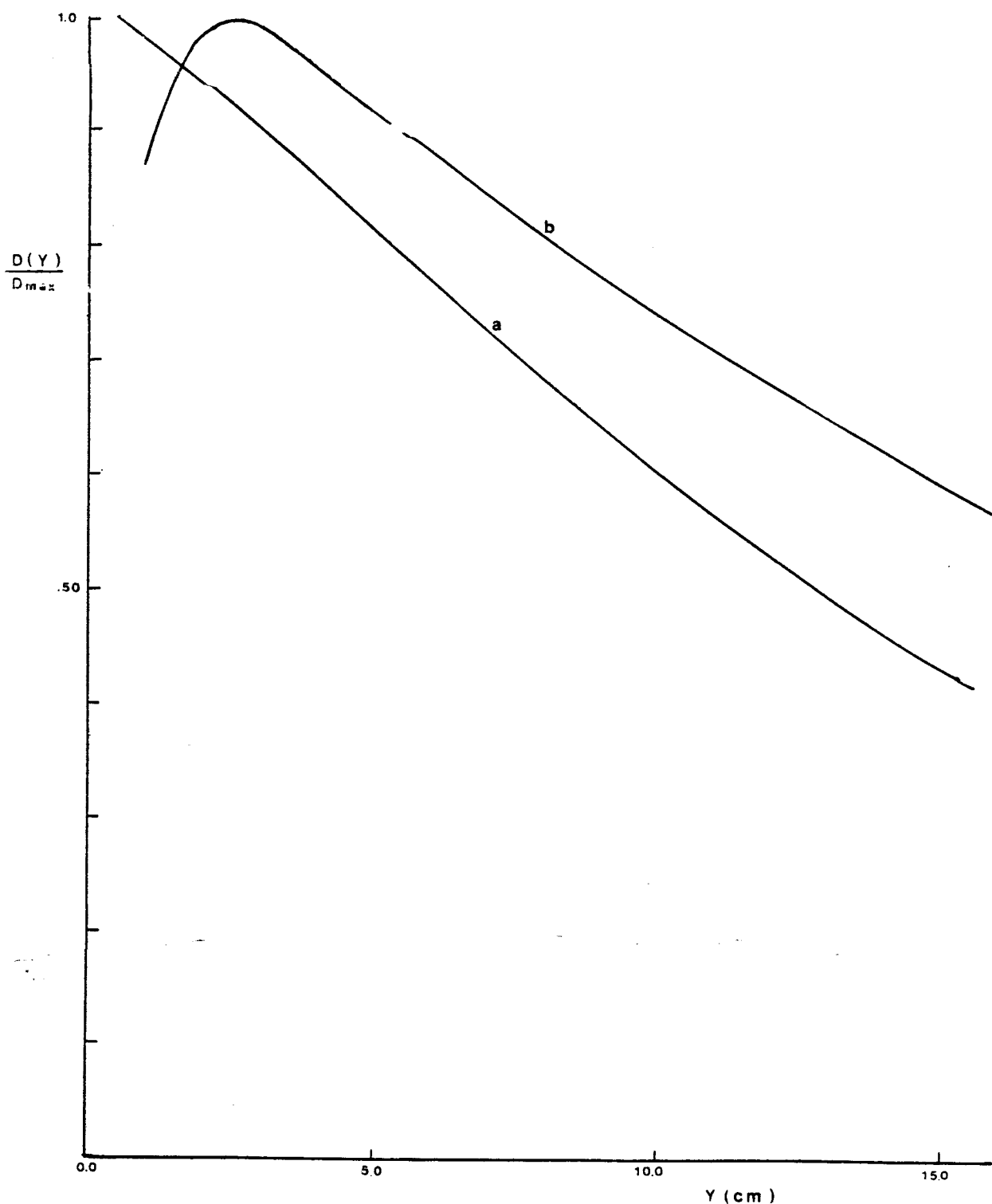


FIGURA 6.1 - Variação da dose com a profundidade ao longo do raio central do feixe (eixo y na fig. 5.1) na água. A curva **a** foi obtida em um feixe de $12,5 \times 12,5$ cm² de área na superfície, a 100 cm da fonte de cobalto 60. A curva **b** foi medida em um feixe de área 10×10 cm², com a superfície do fantom a 100 cm da fonte de raios X de 10 MeV. As curvas foram normalizadas nos pontos de dose máxima ($y = 0,5$ cm no cobalto e 2,5 cm no feixe de raios X).

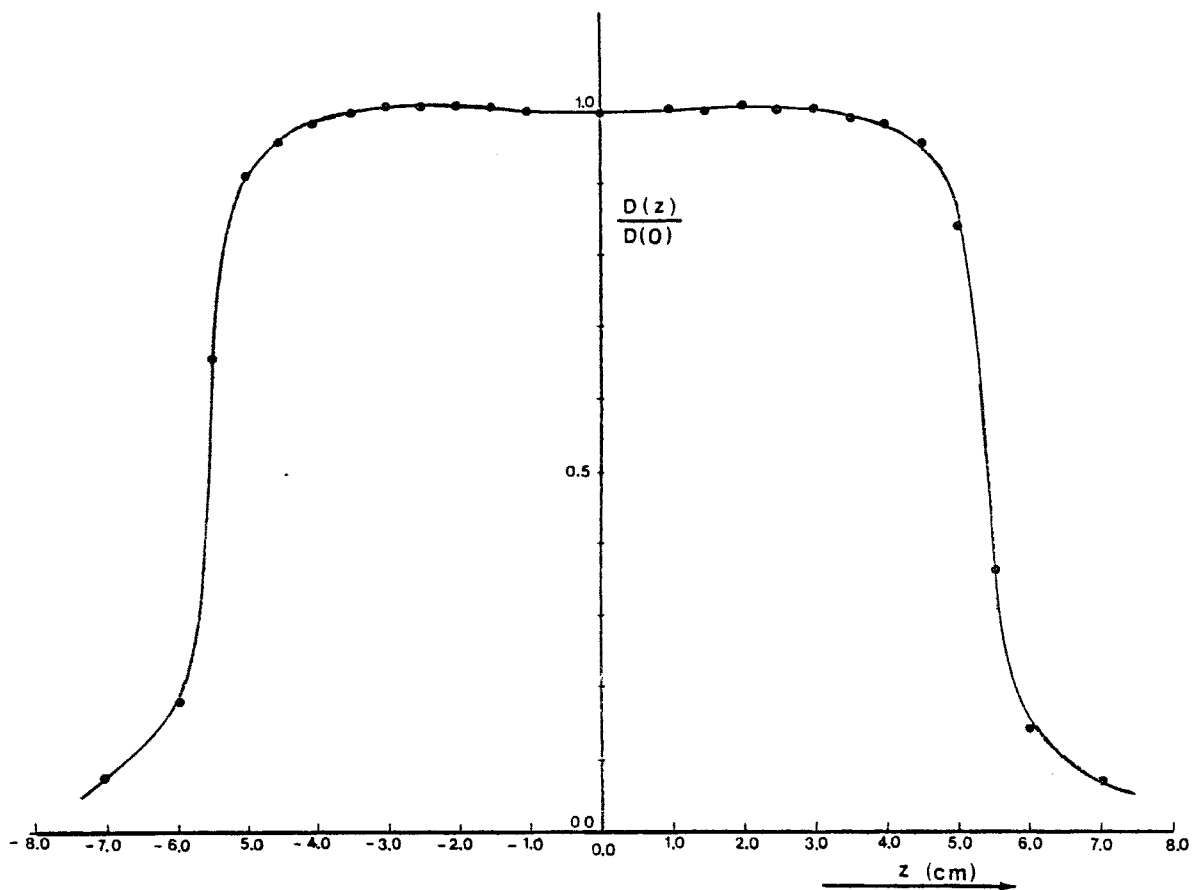


FIGURA 6.2 - Variação da dose com a posição ao longo de um eixo perpendicular a direção do feixe (direção z na fig. 5.1), medida a 10 cm de profundidade, em um feixe de 10×10 cm² de área na superfície situada a 100 cm da fonte de raios X de 10 MeV.

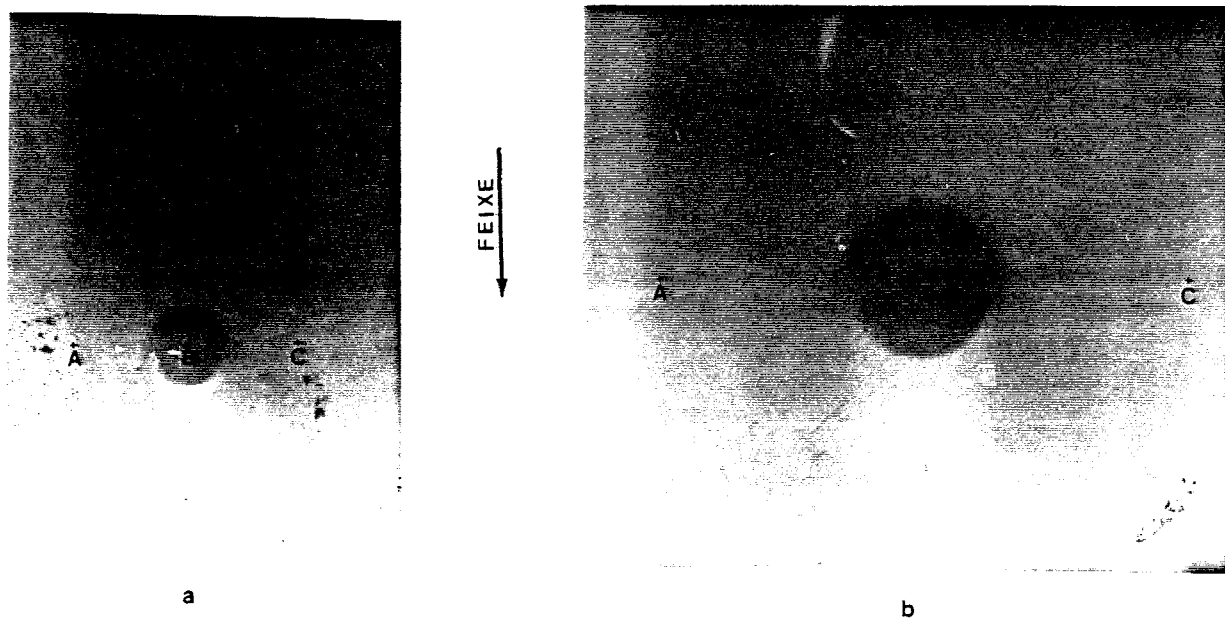


FIGURA 6.3 - Aparência dos filmes irradiados no fantom heterogêneo, nos feixes de raios gama do cobalto ⁶⁰ (a) e de raios X de 10 MeV (b). As pontos A, B e C indicam as posições onde foram medidas as densidades óticas para o estudo da resposta do filme com a dose.

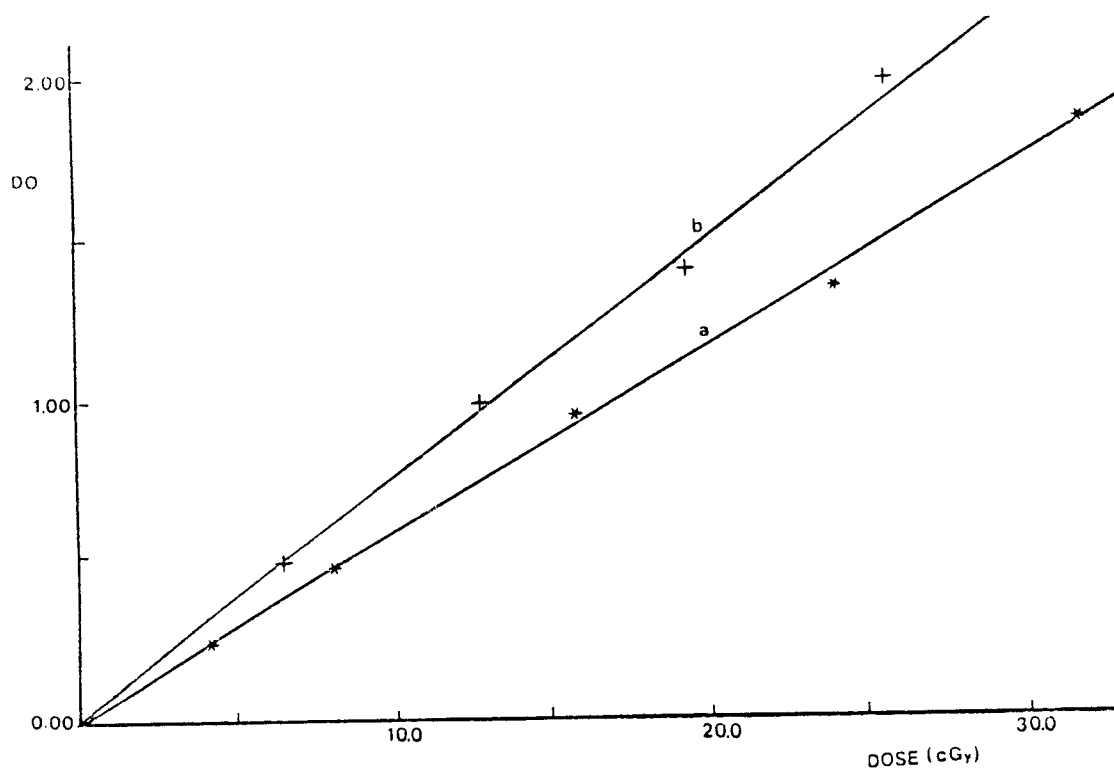


FIGURA 6.4.a - Curvas de resposta do filme Dupont NDT 45 com a dose no meio no qual foi irradiado; na água (curva a) e no alumínio (curva b), na energia dos raios gama do cobalto 60. As densidades óticas (DO) foram medidas nos pontos A e C (curva a) e ponto B (curva b), mostrados na figura 6.3 a).

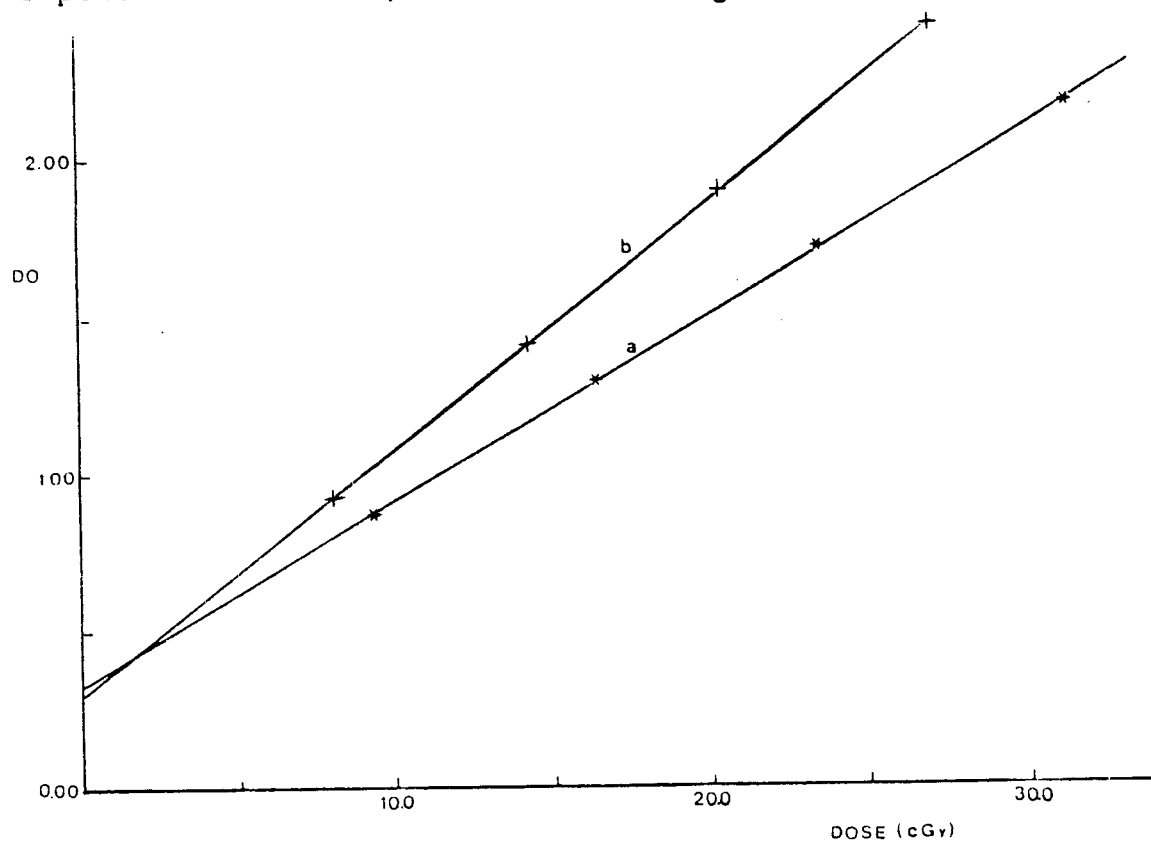


FIGURA 6.4.b - Curvas de resposta do filme Dupont NDT 45 com a dose de radiação no meio no qual foi irradiado; na água (curva a) e no alumínio (curva b), no feixe de raios X de 10 MeV. As densidades óticas (DO) foram medidas nos pontos A e C (curva a) e ponto B (curva b) da figura 6.3 b).

FIGURAS 6.5.a a 6.5.r - Variação da densidade ótica com a profundidade (y), na região próxima ao cilindro de alumínio, medida no micro-densitômetro Optronix Photoscan P-1000, no filme irradiado no feixe de raios gama do cobalto 60. A curva contínua corresponde a variação da dose com a profundidade na água, no caso homogêneo (Fig. 6.1). Cada uma das figuras 6.5 foi obtida na posição z indicada no diagrama no alto, a direita nessas figuras, onde a reta tracejada indica a posição relativa do eixo de profundidade do gráfico. As retas contínuas que aparecem nos gráficos indicam os limites do cilindro na posição $z=0$, situados a 10 e 11,0 cm de profundidade. As retas tracejadas, nos gráficos, marcam as intersecções do eixo de profundidade com a base do cilindro.

FIGURA 6.5.a

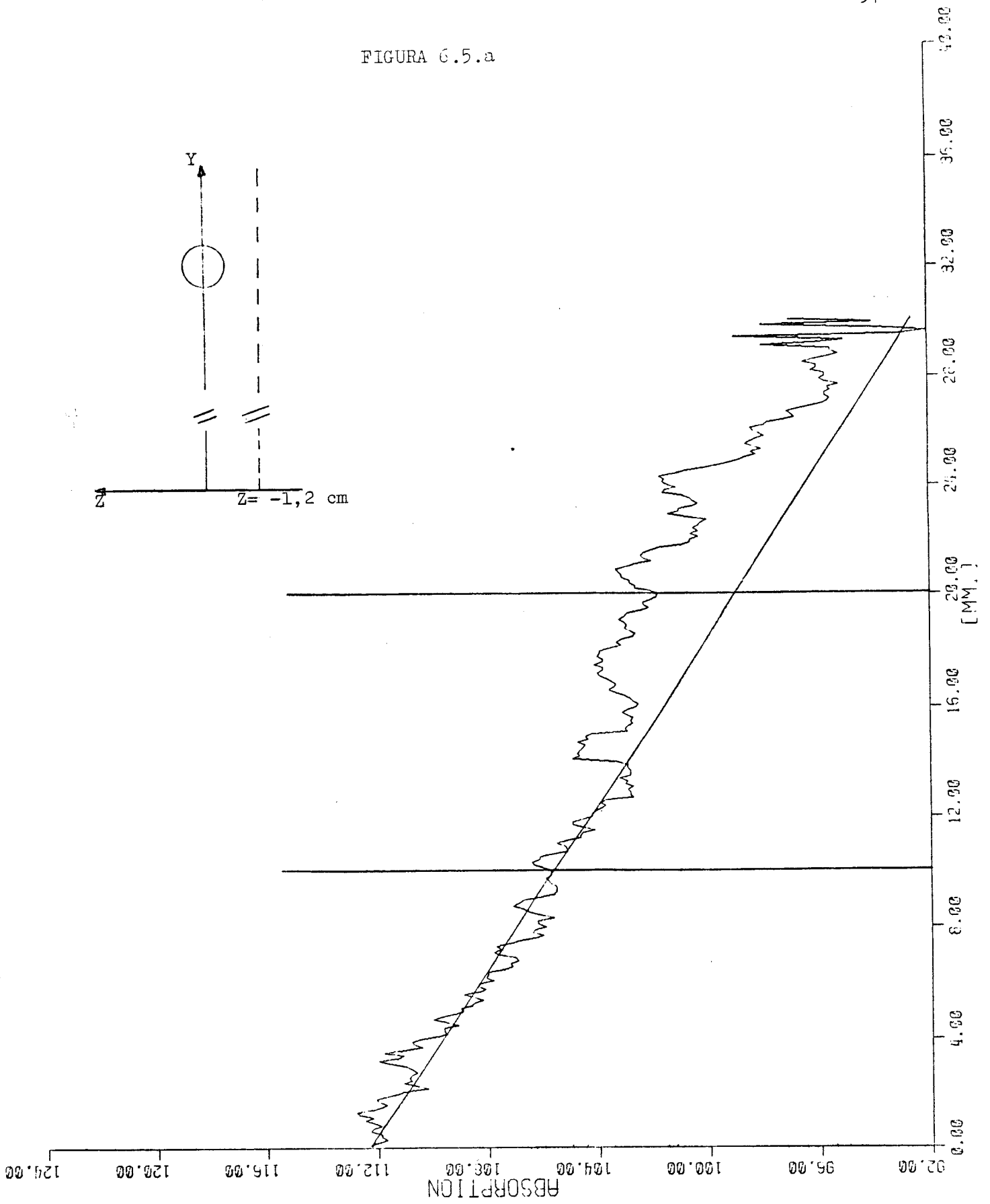


FIGURA 6.5.b

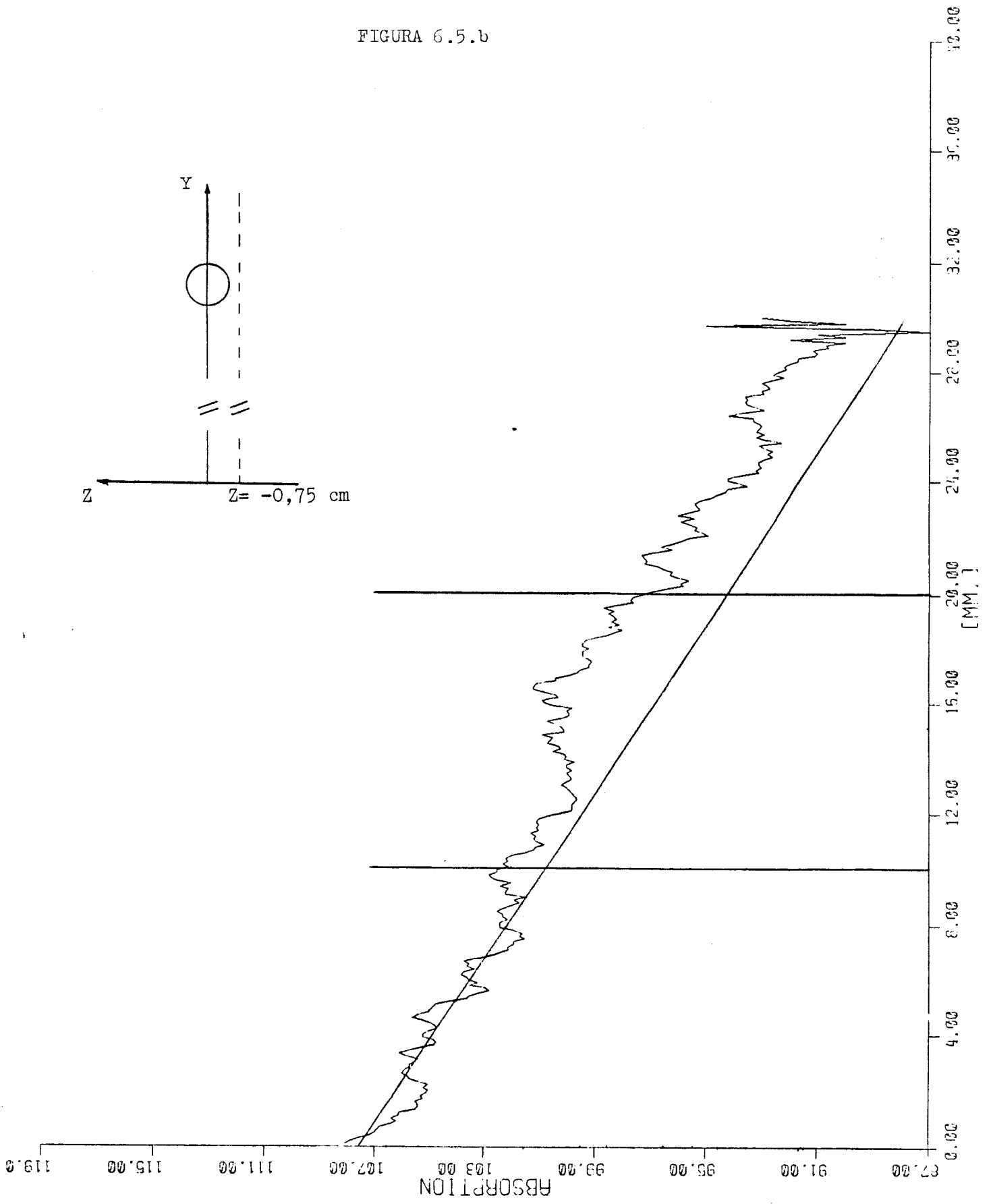


FIGURA 6.5.c

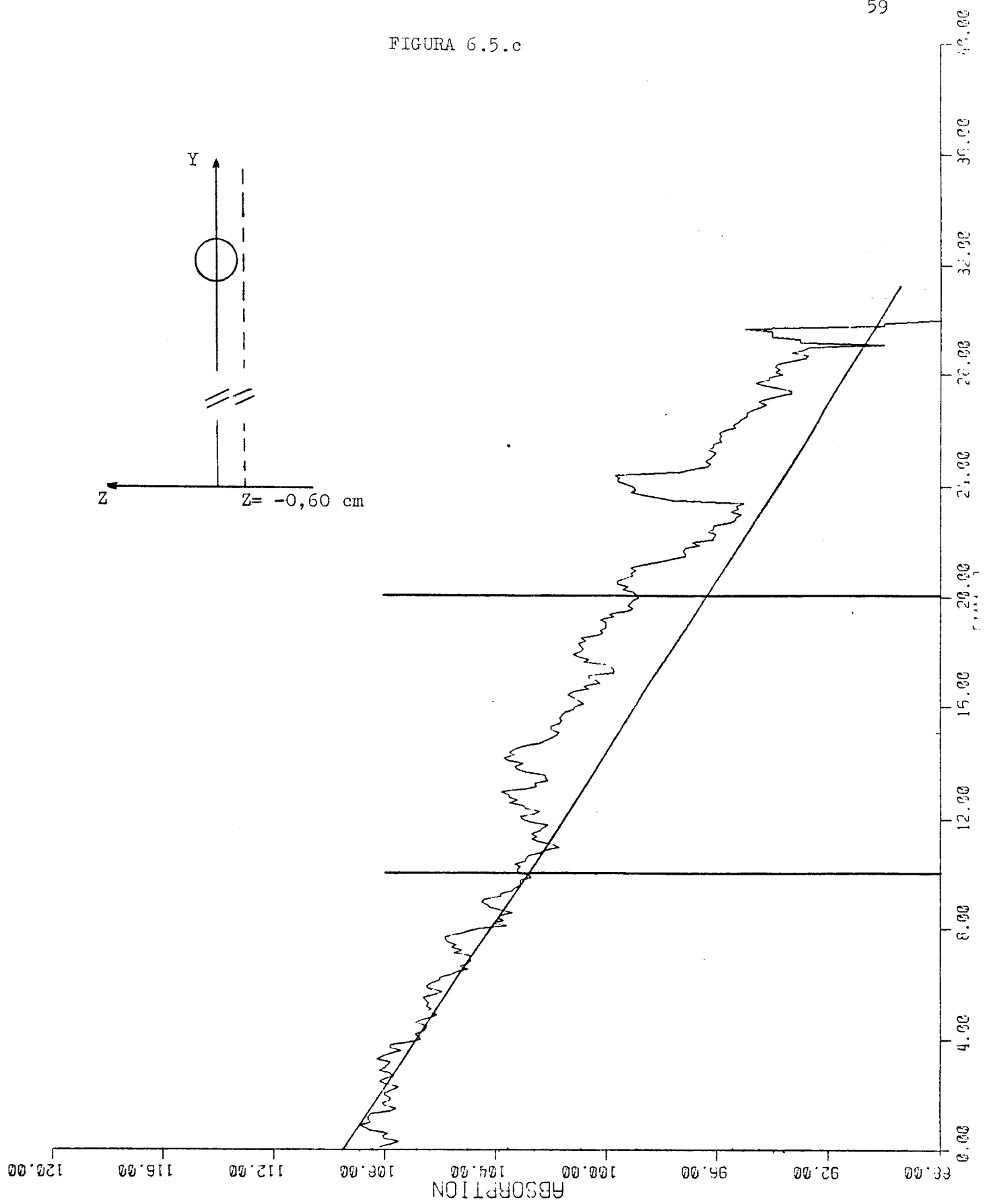


FIGURA 6.5.d

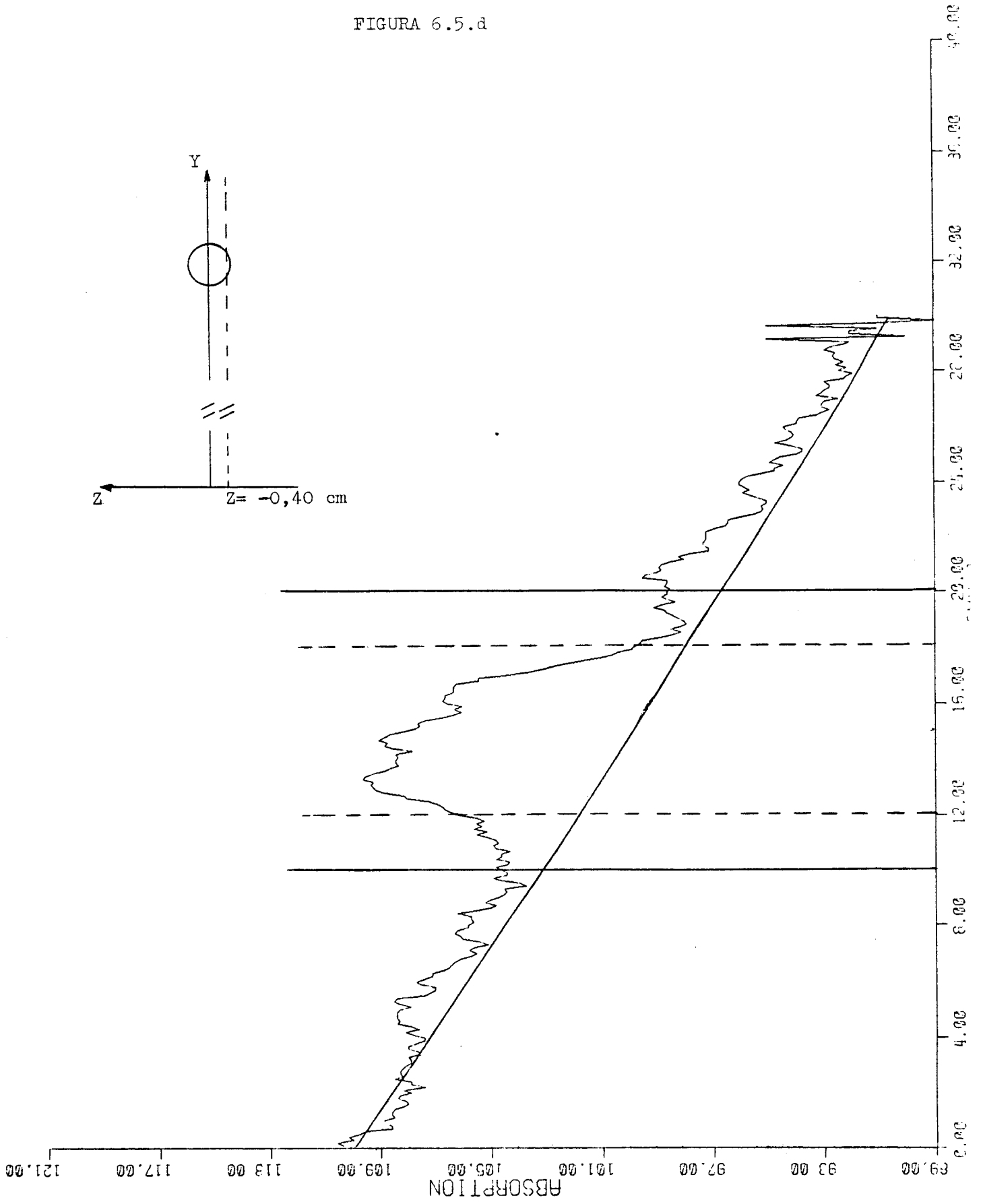


FIGURA 6.5.e

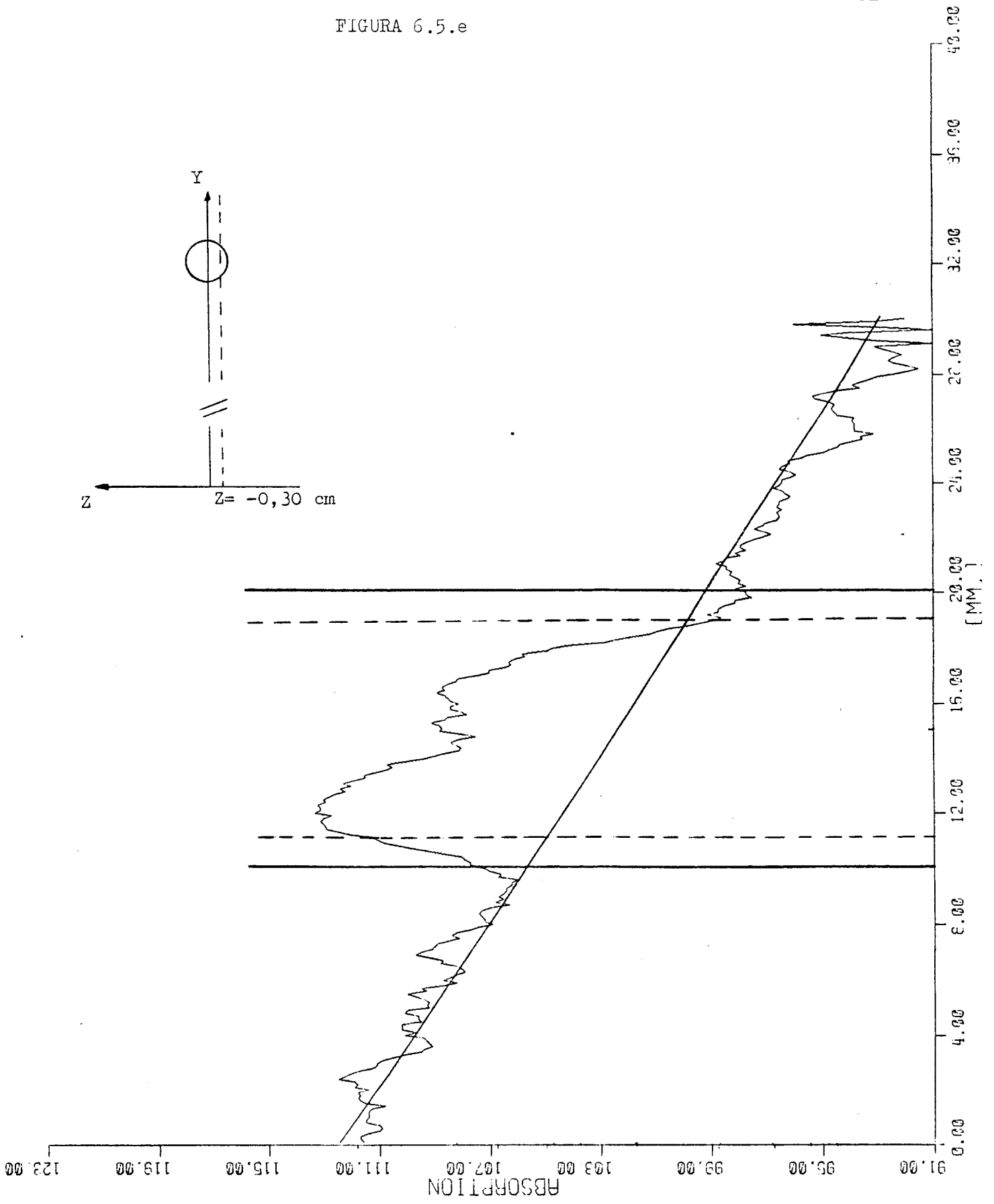


FIGURA 6.5.f

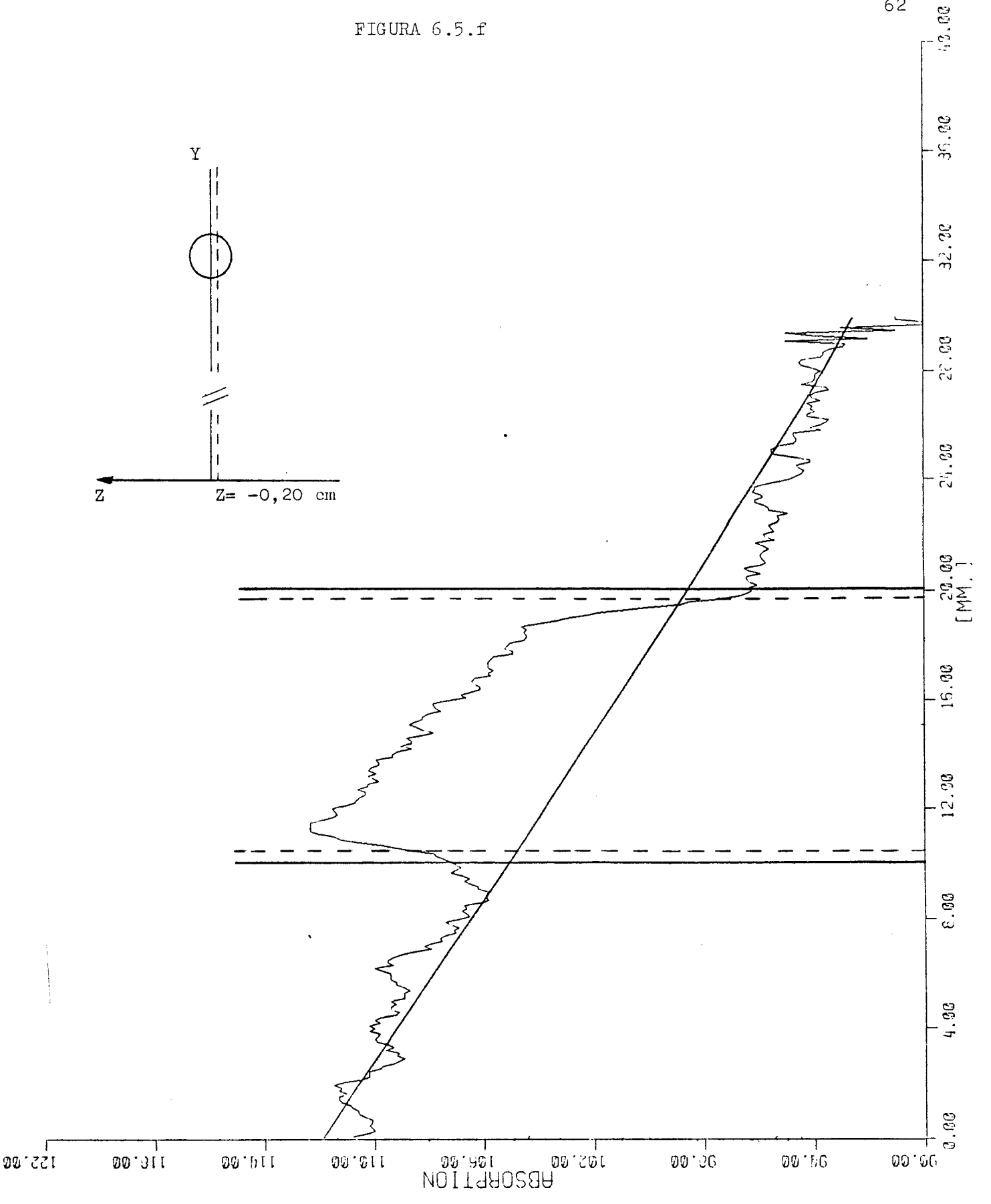


FIGURA 6.5.g

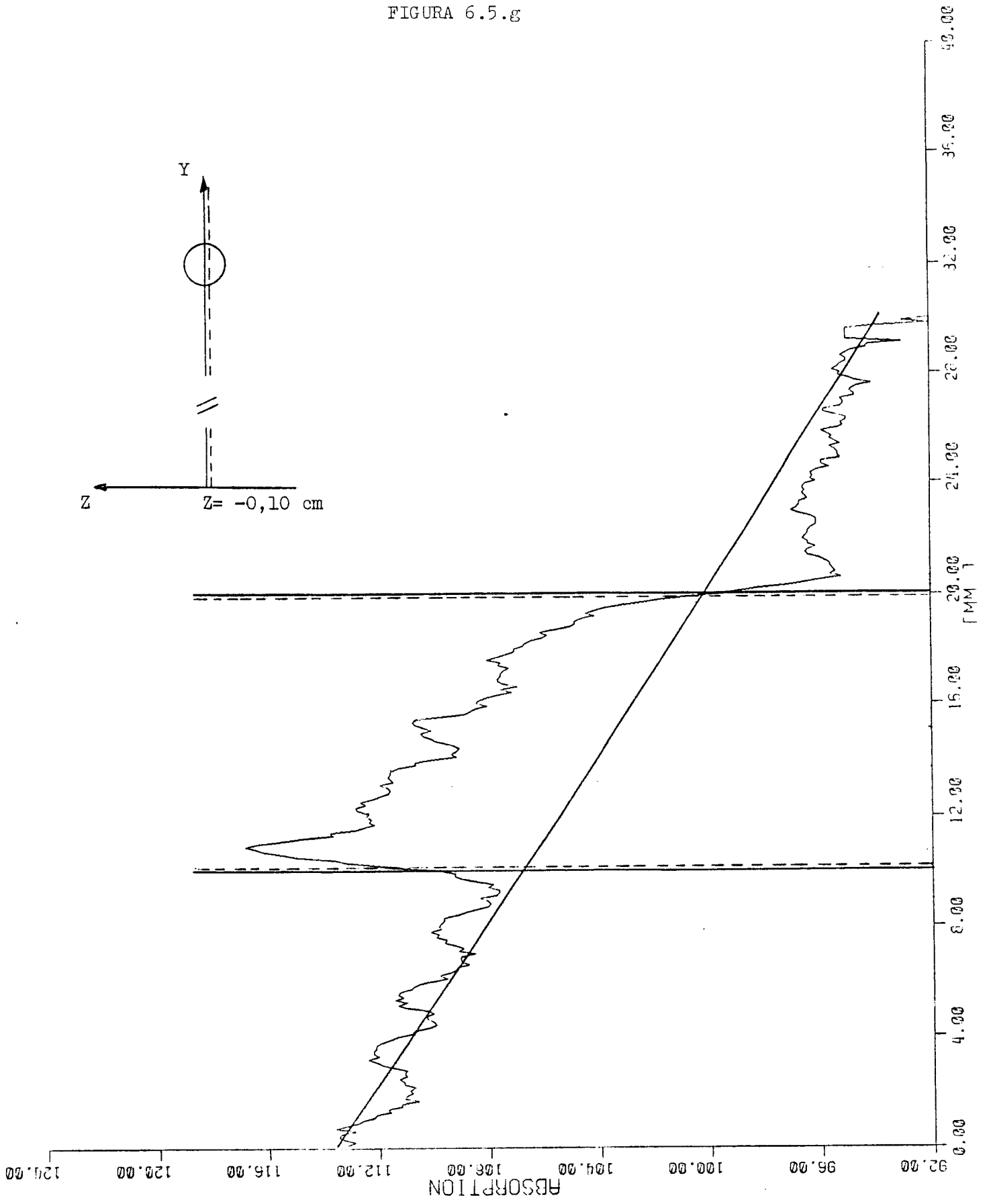


FIGURA 6.5.h

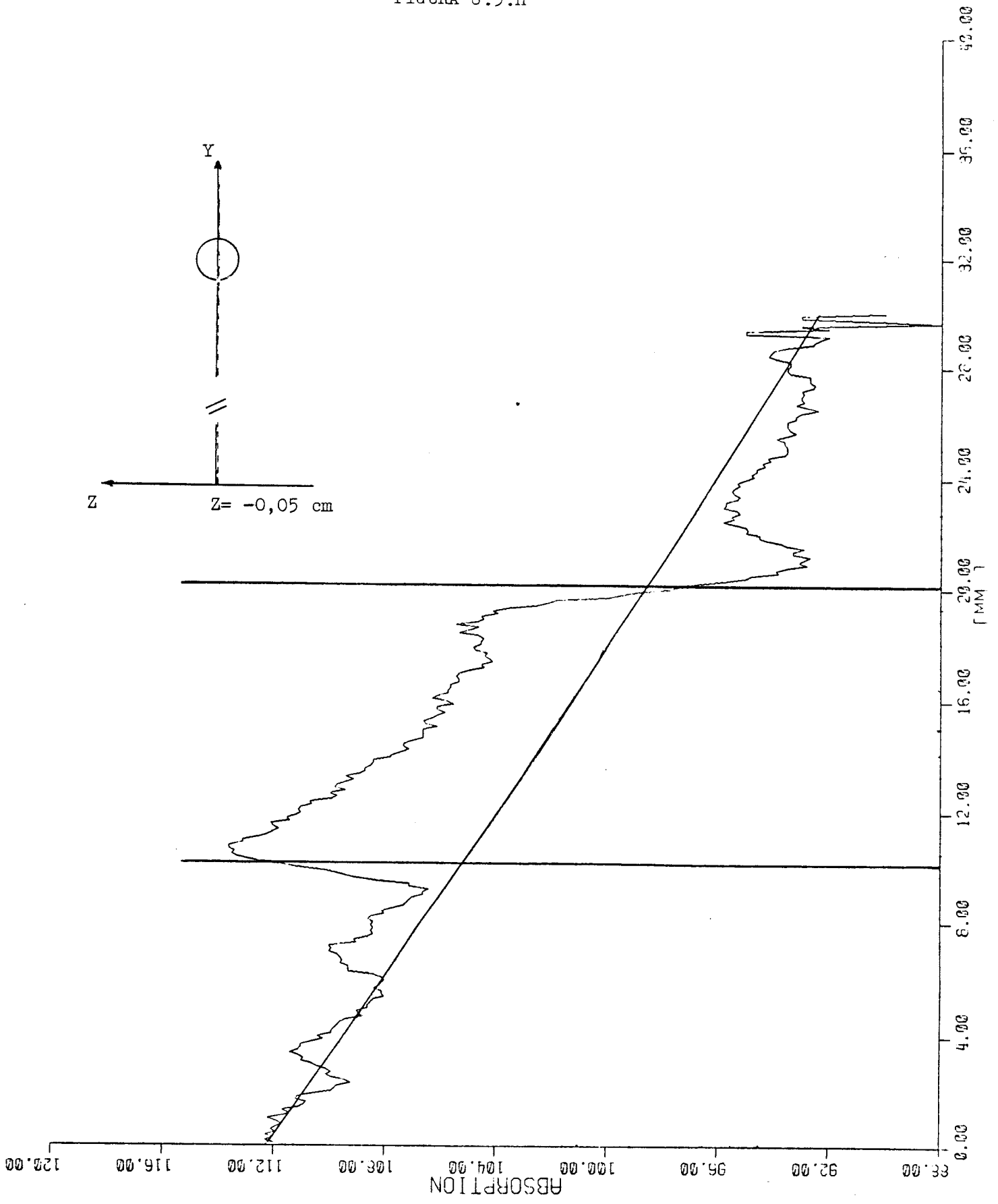


FIGURA 6.5.i

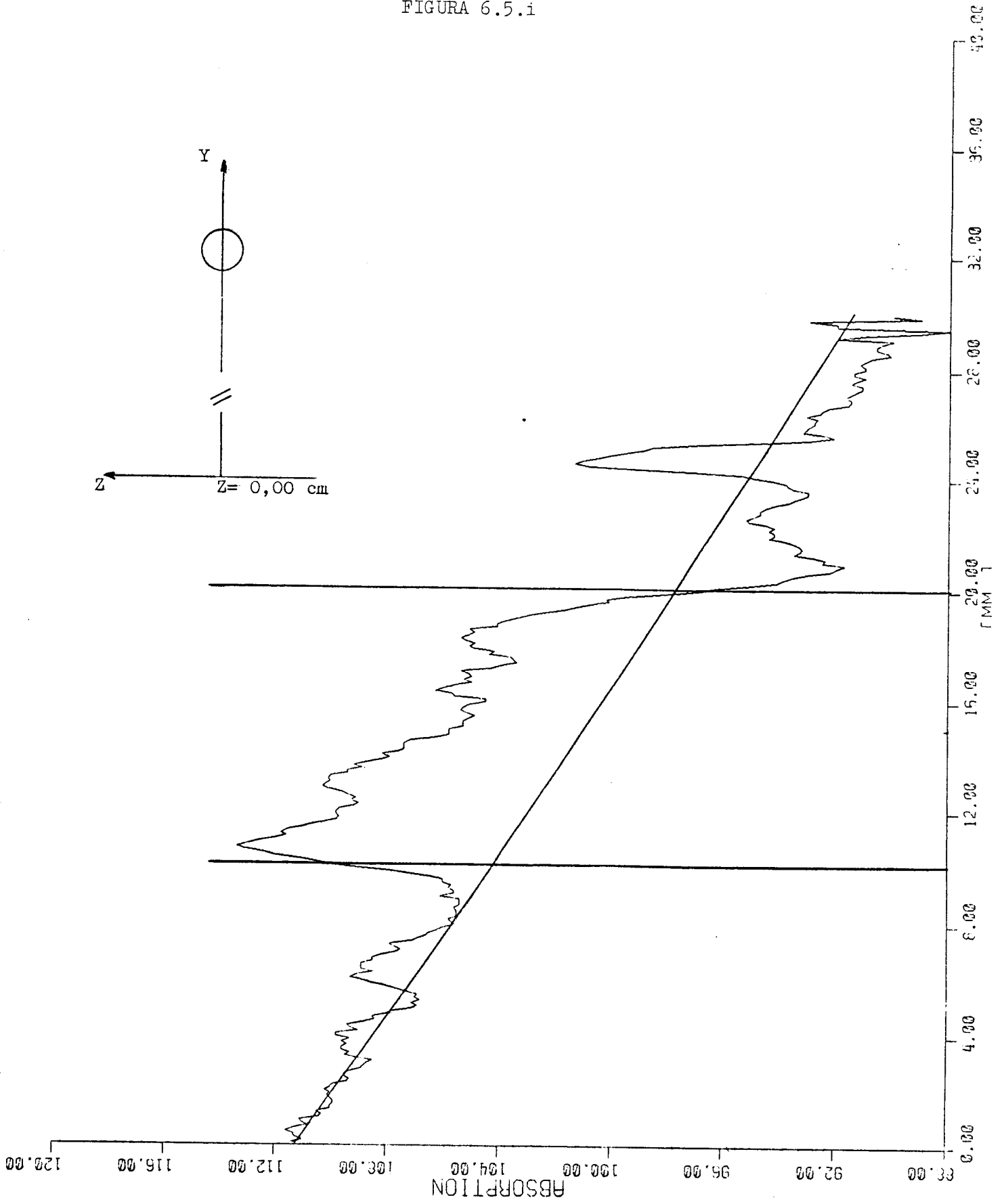


FIGURA 6.5.j

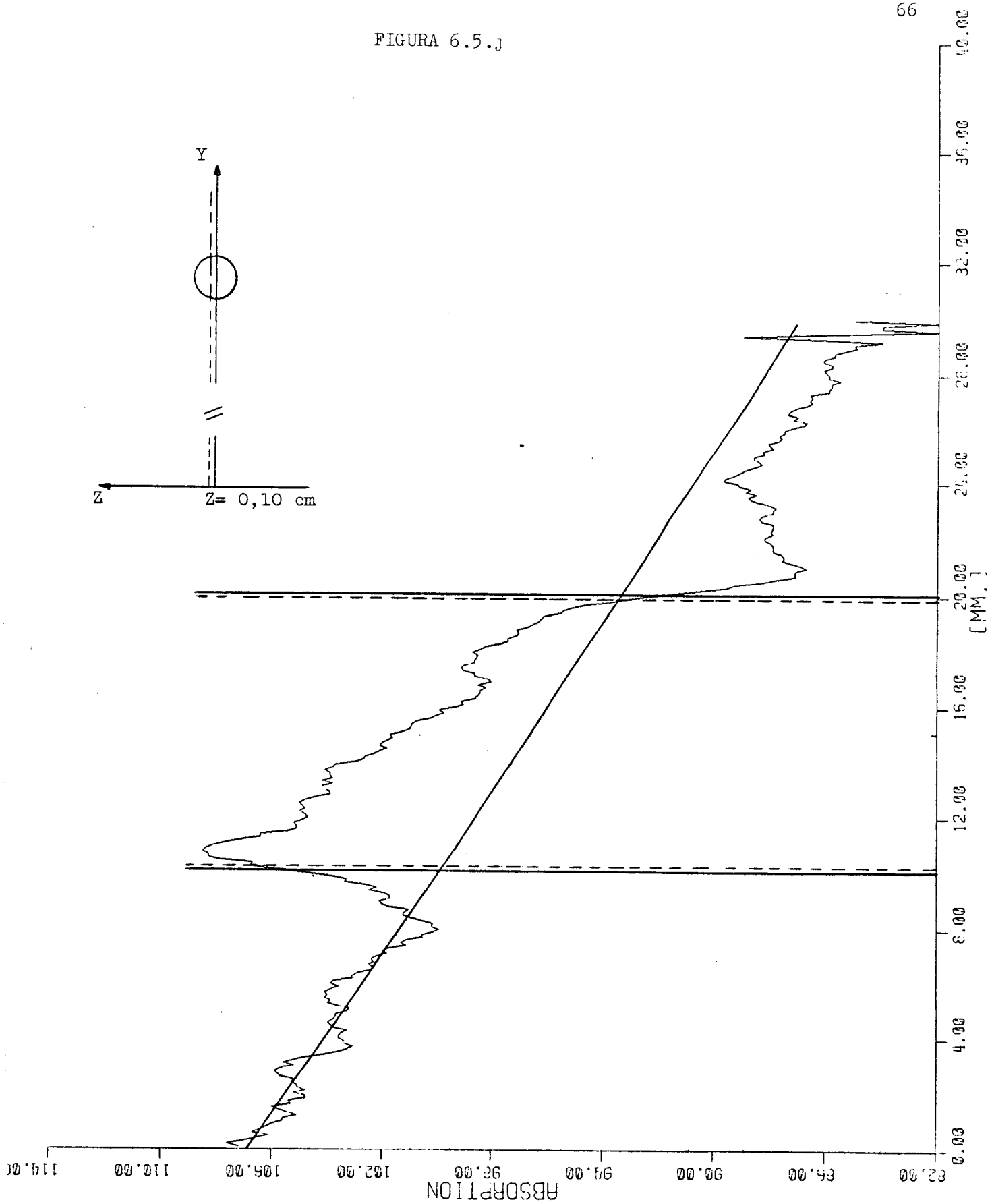


FIGURA 6.5.k

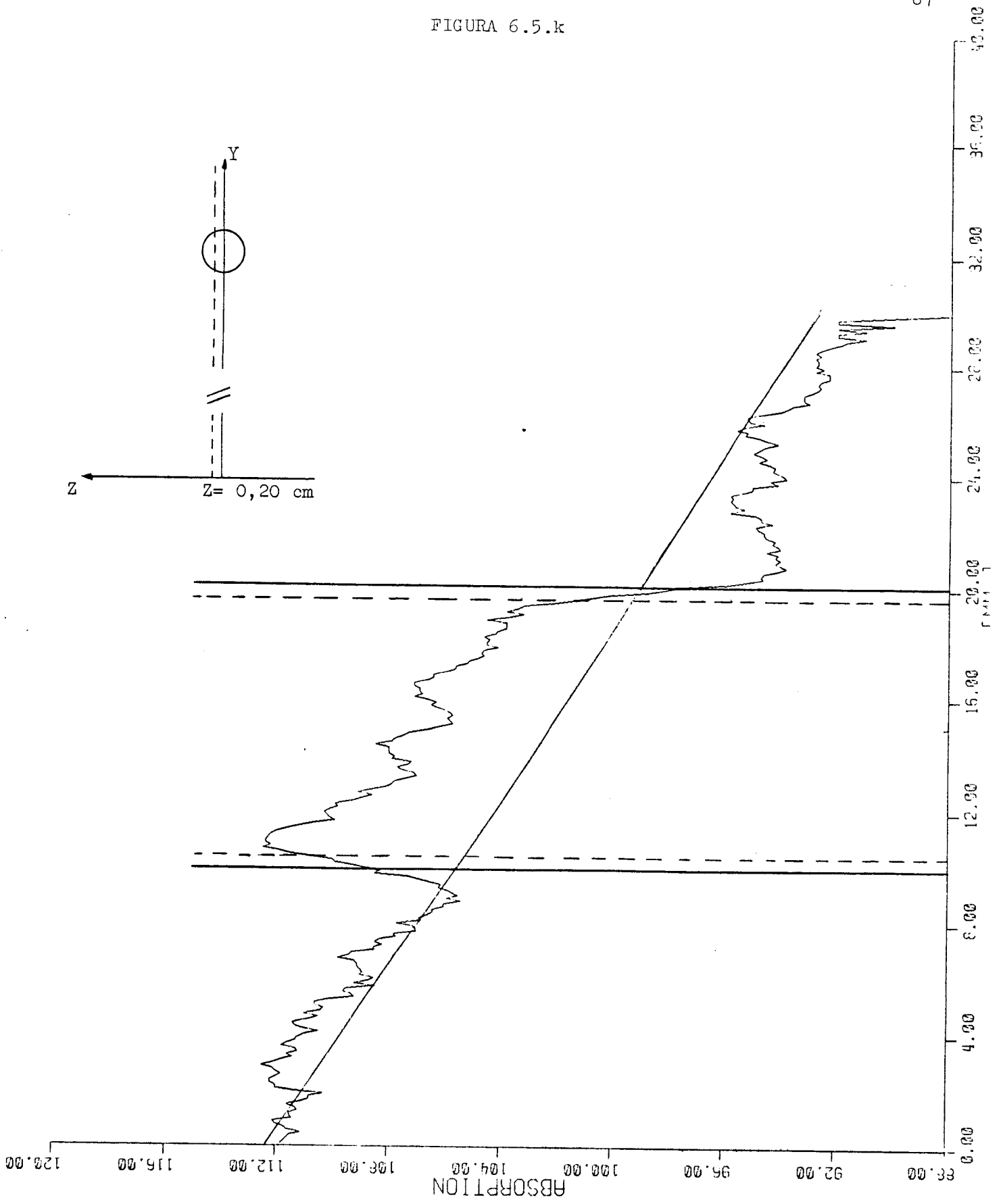
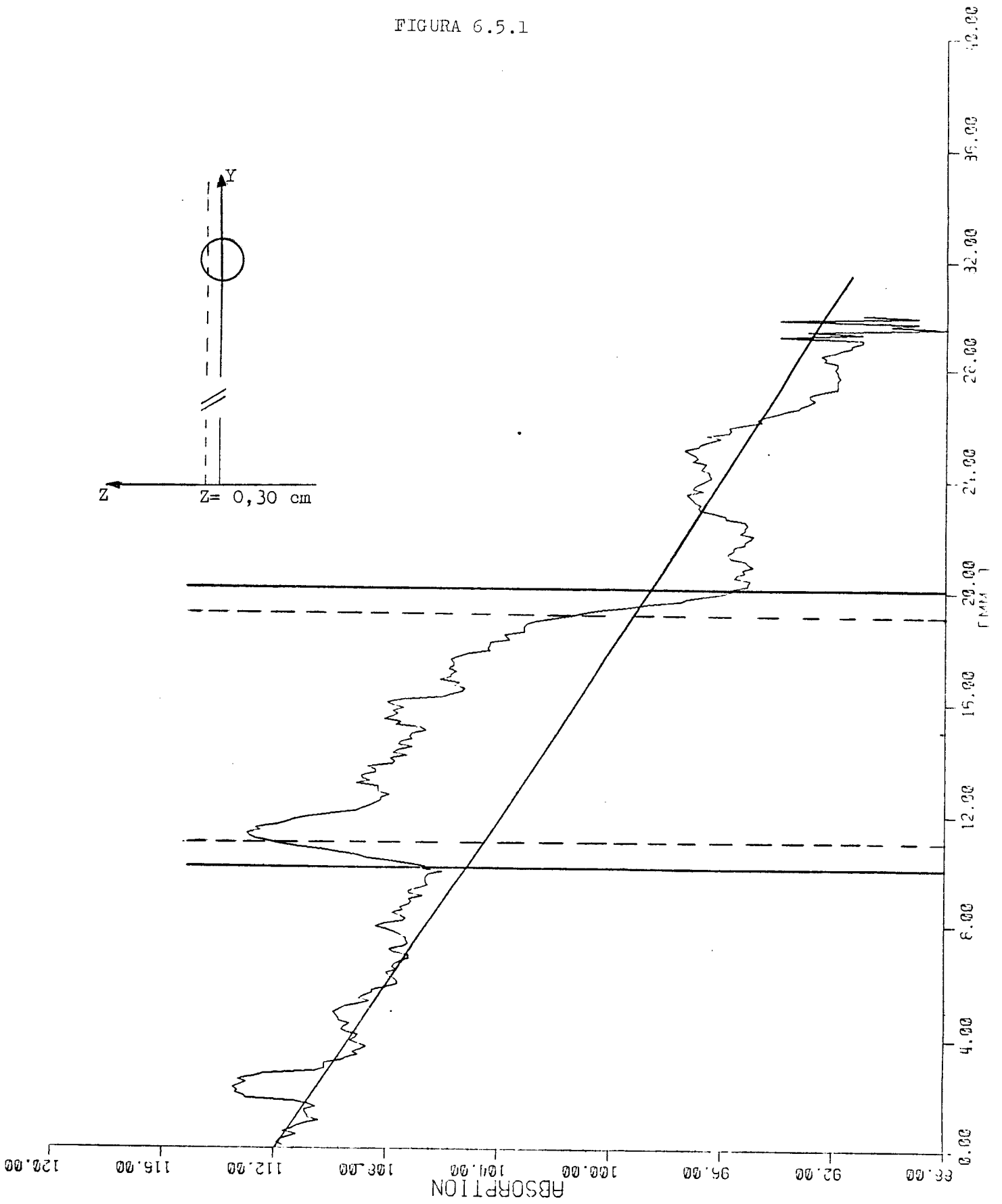


FIGURA 6.5.1



IFSC — SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

FIGURA 6.5.m

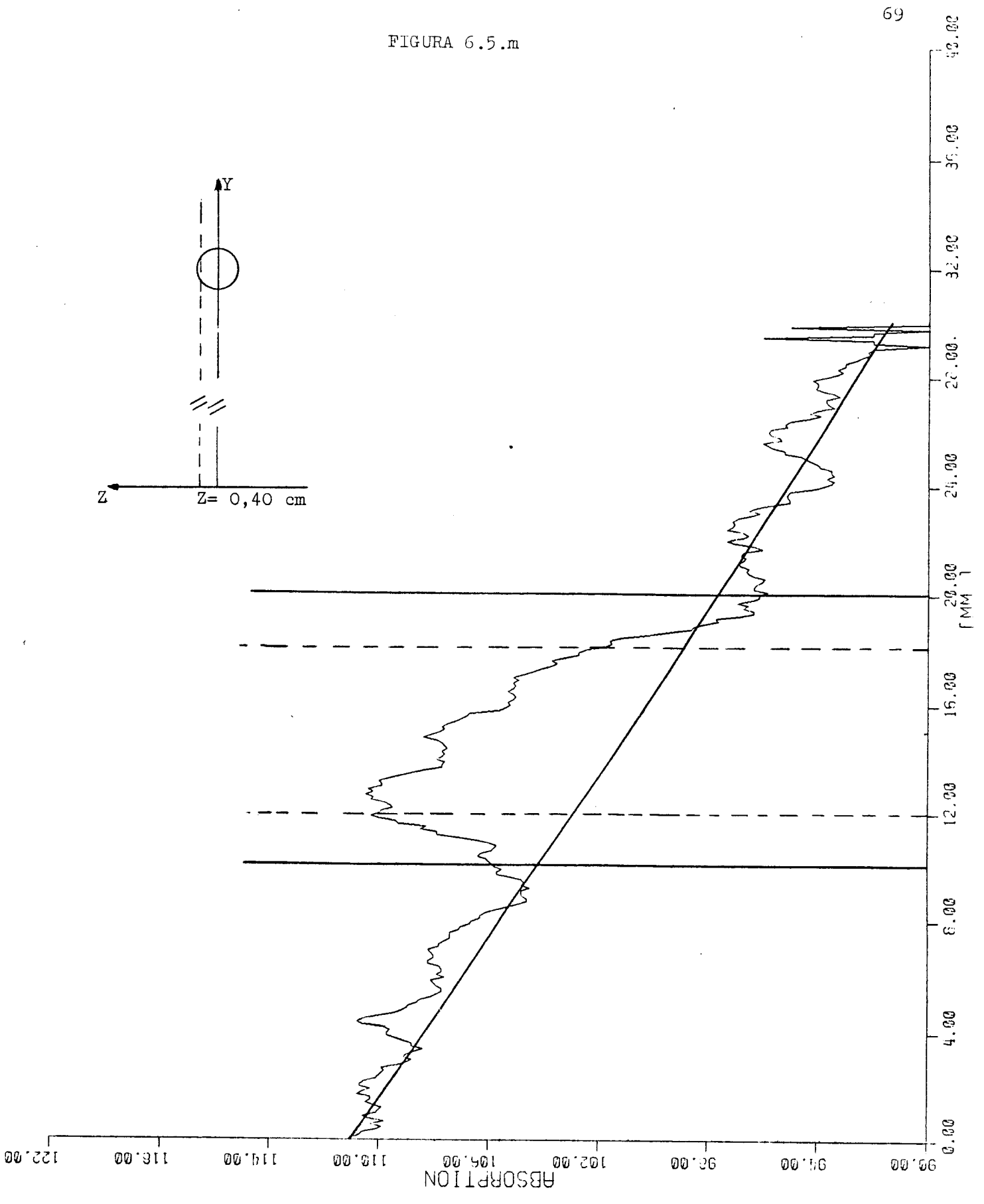
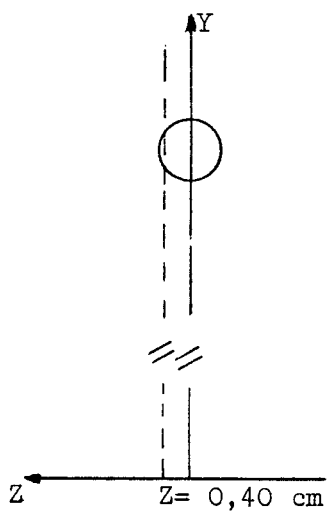


FIGURA 6.5.n

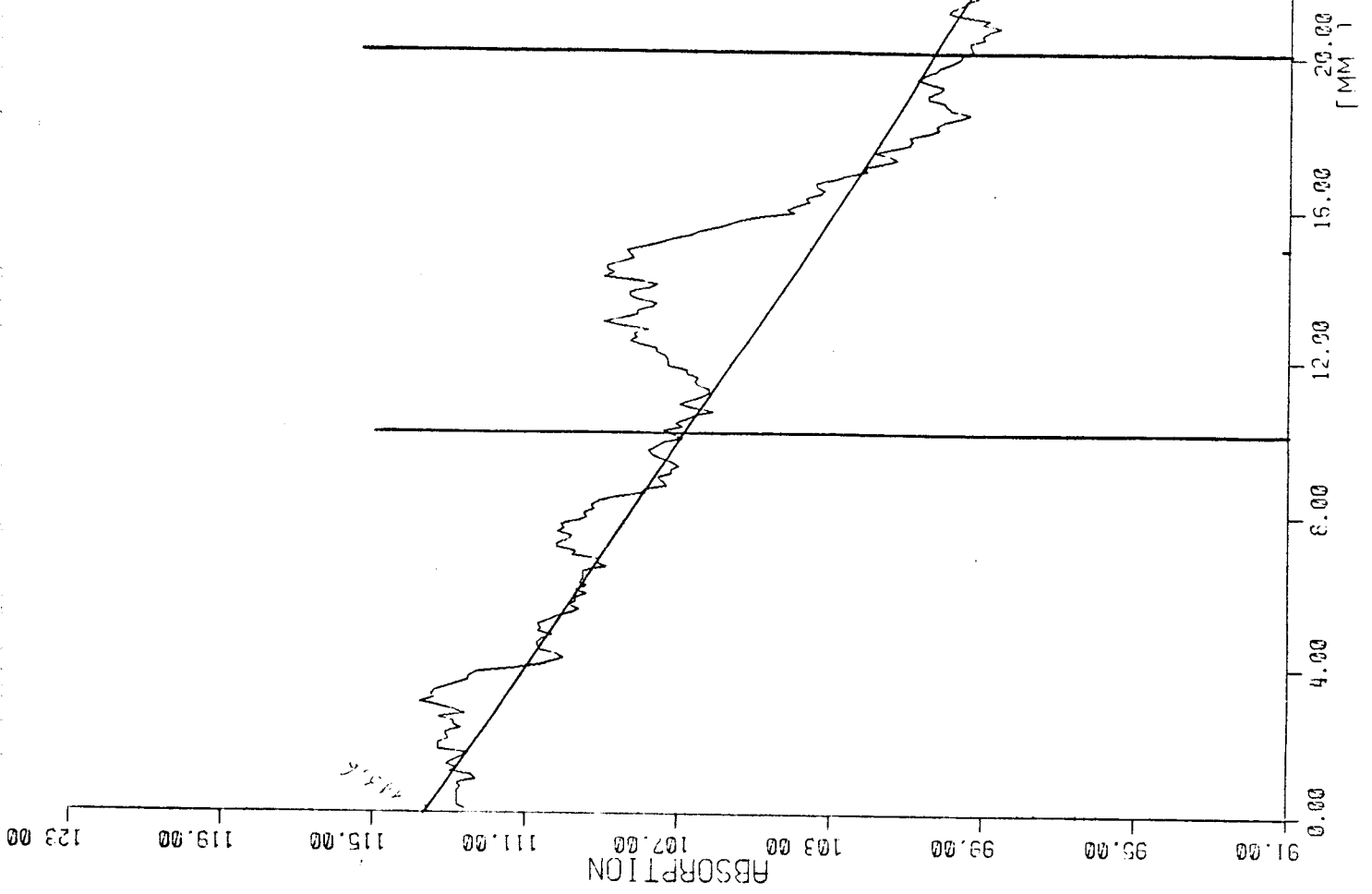
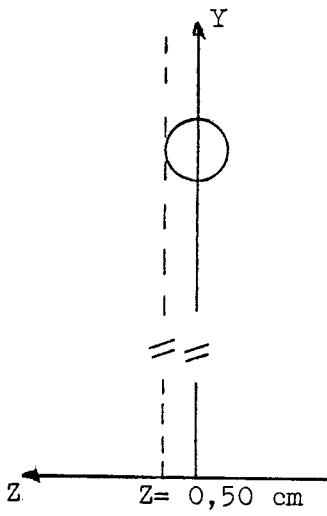


FIGURA 6.5.0

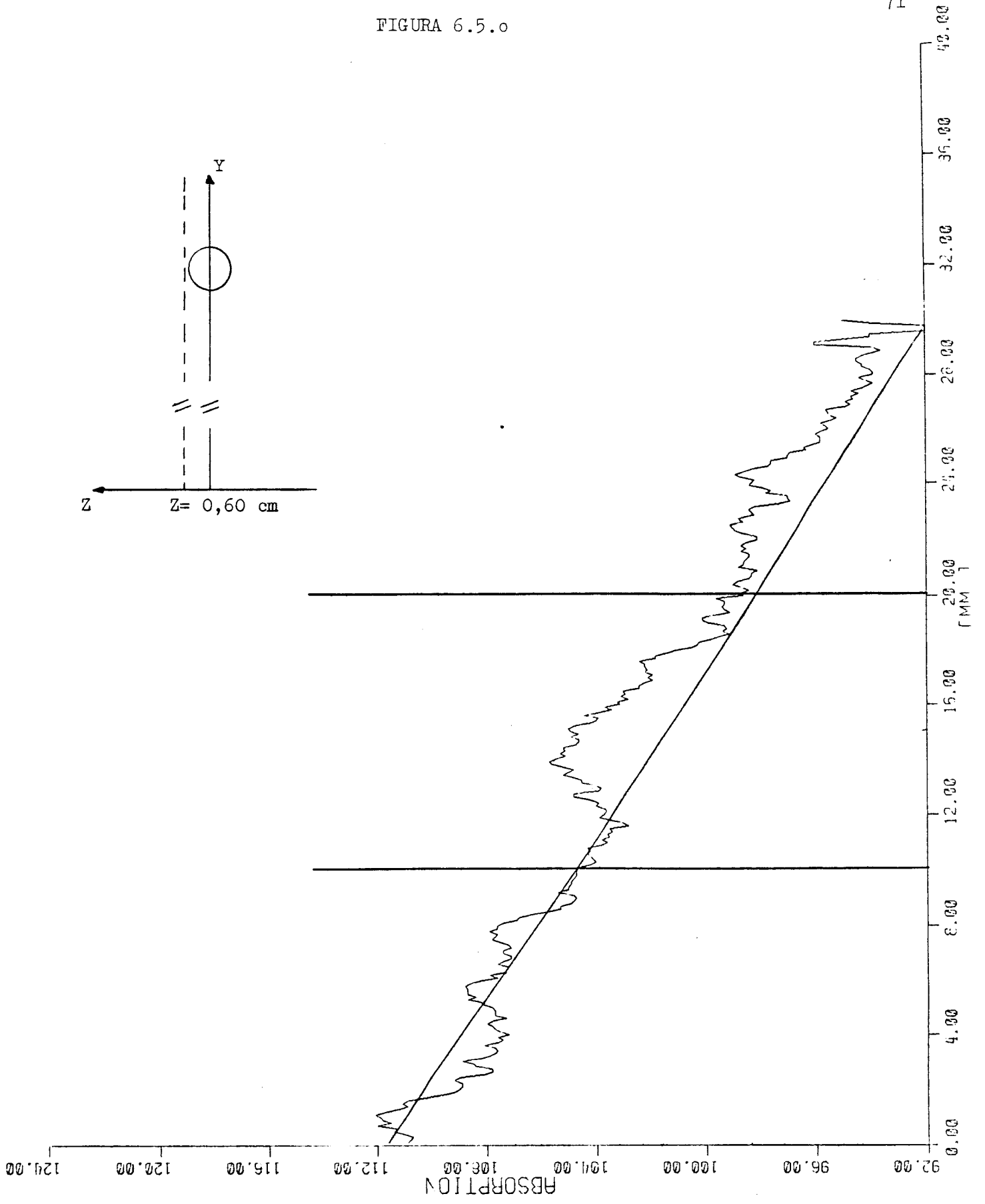


FIGURA 6.5.p

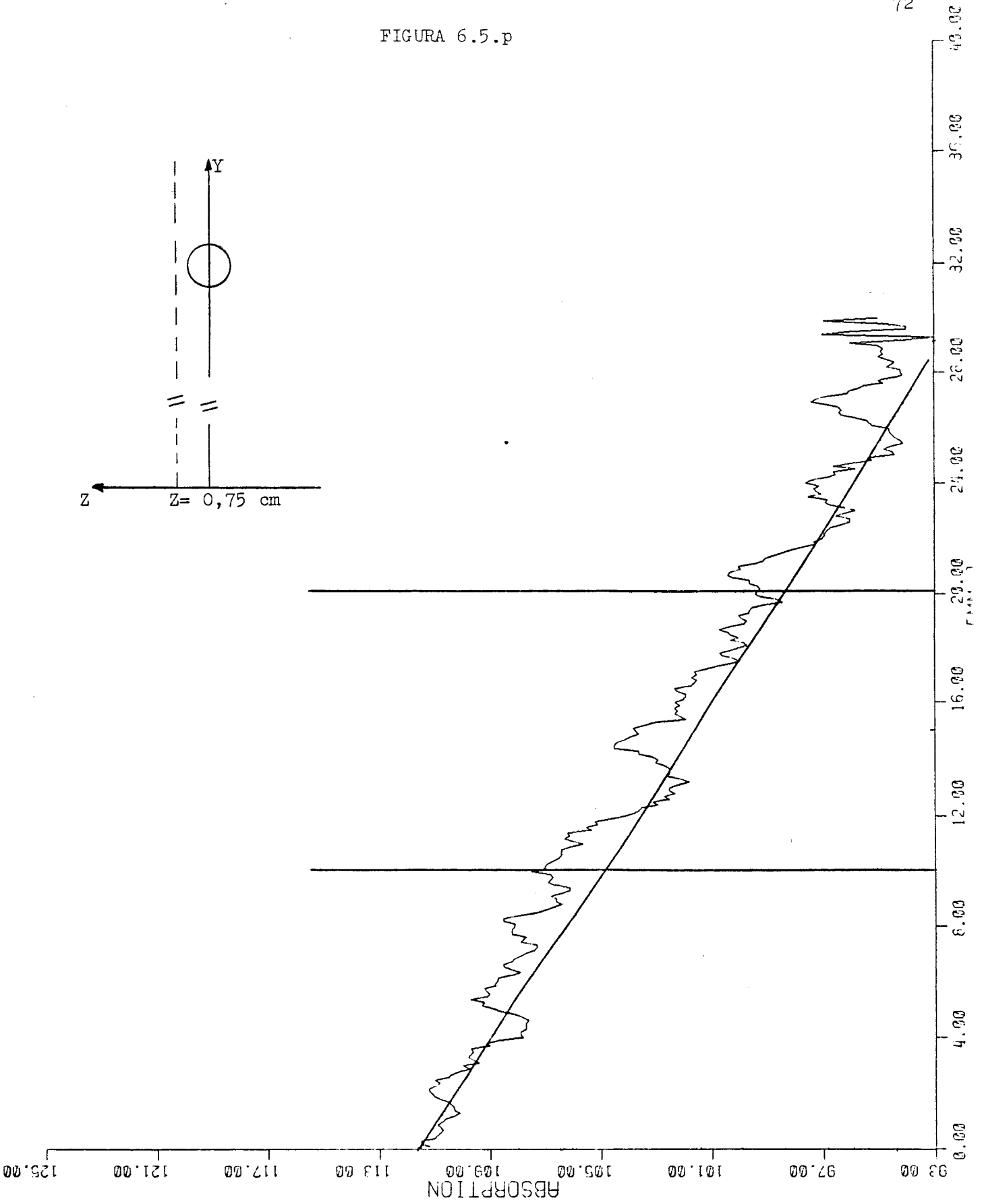


FIGURA 6.5.q

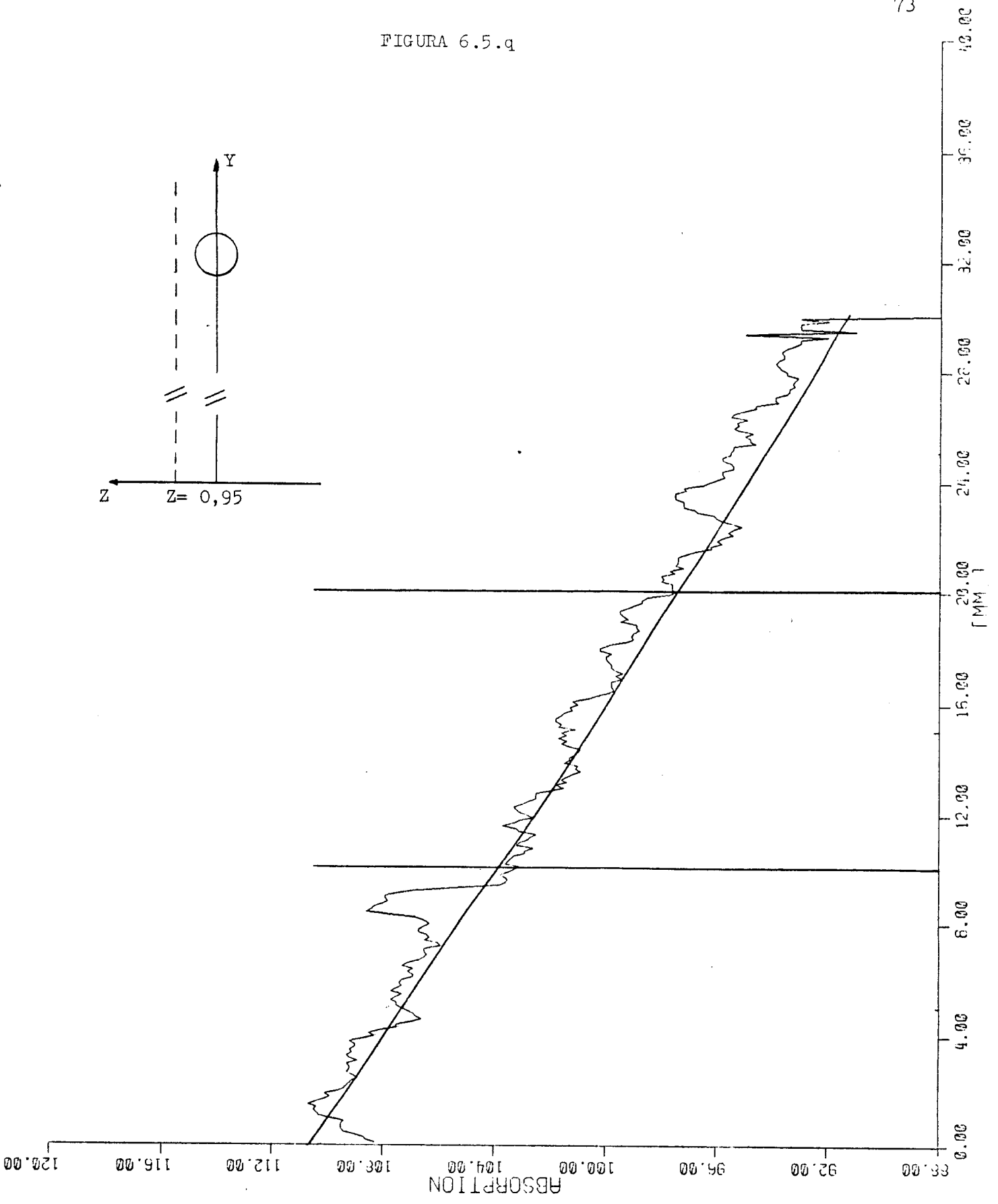
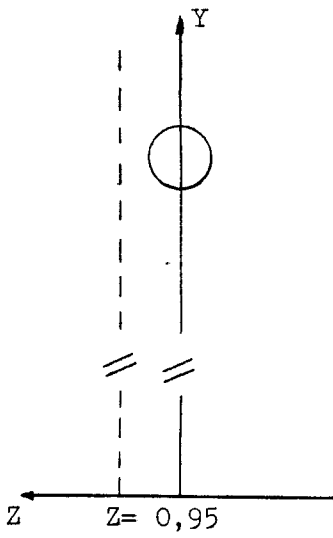
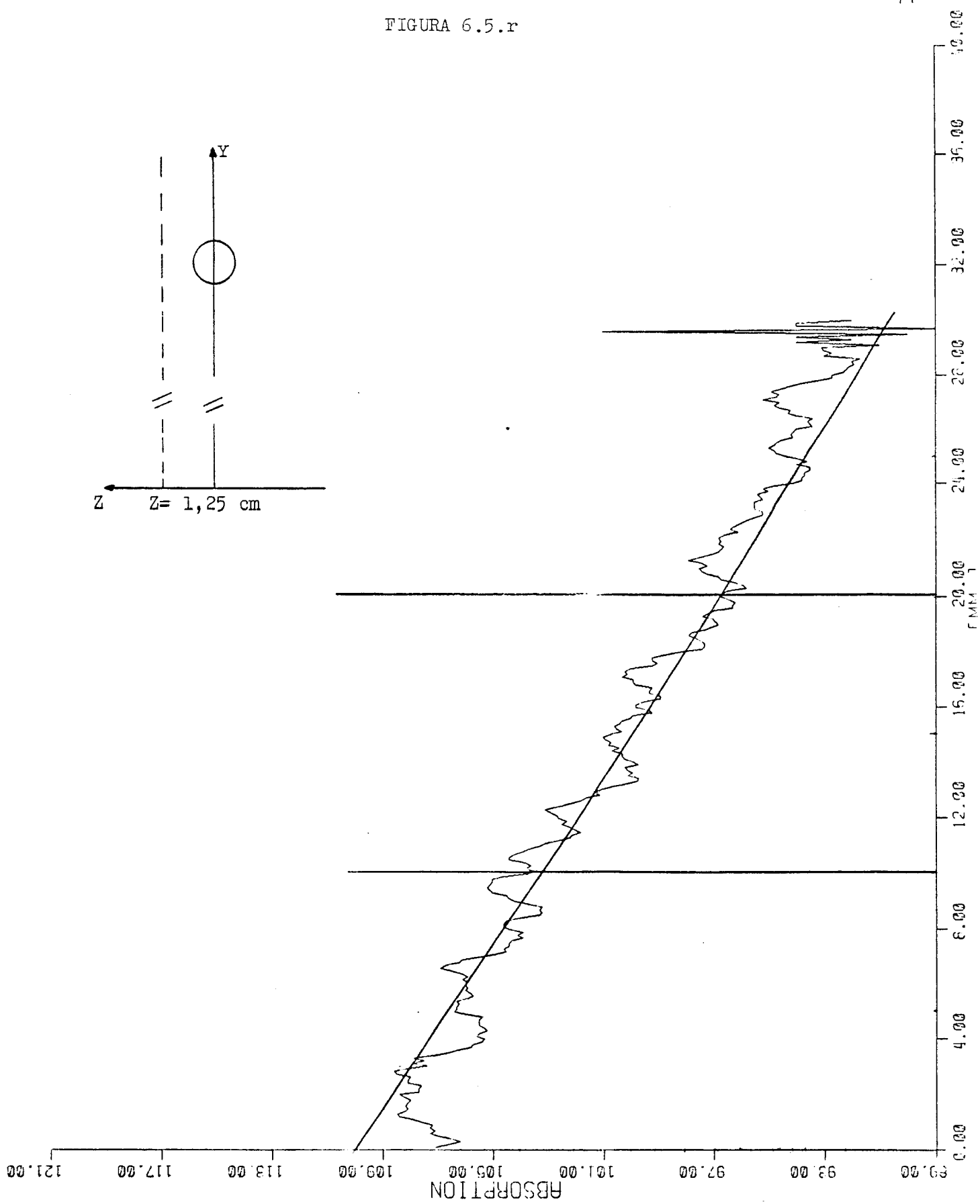


FIGURA 6.5.r



FIGURAS 6.6.a a 6.6.t - Variação da densidade ótica com a profundidade (y), na região próxima ao cilindro de alumínio, medida no micro-densitômetro Optronix Photoscan P-1000, no filme irradiado no feixe de raios X de 10 MeV. A curva contínua corresponde a variação da dose com a profundidade na água, no caso homogêneo (Fig. 6.1). Cada uma das figuras 6.6 foi obtida na posição z indicada no diagrama no alto, a direita nessas figuras, onde a reta tracejada indica a posição relativa do eixo de profundidade do gráfico. As retas contínuas que aparecem nos gráficos indicam os limites do cilindro na posição $z=0$, situados a 9,5 e 11,5 cm de profundidade. As retas tracejadas, nos gráficos, marcam as intersecções do eixo de profundidade com a base do cilindro.

FIGURA 6.6.a

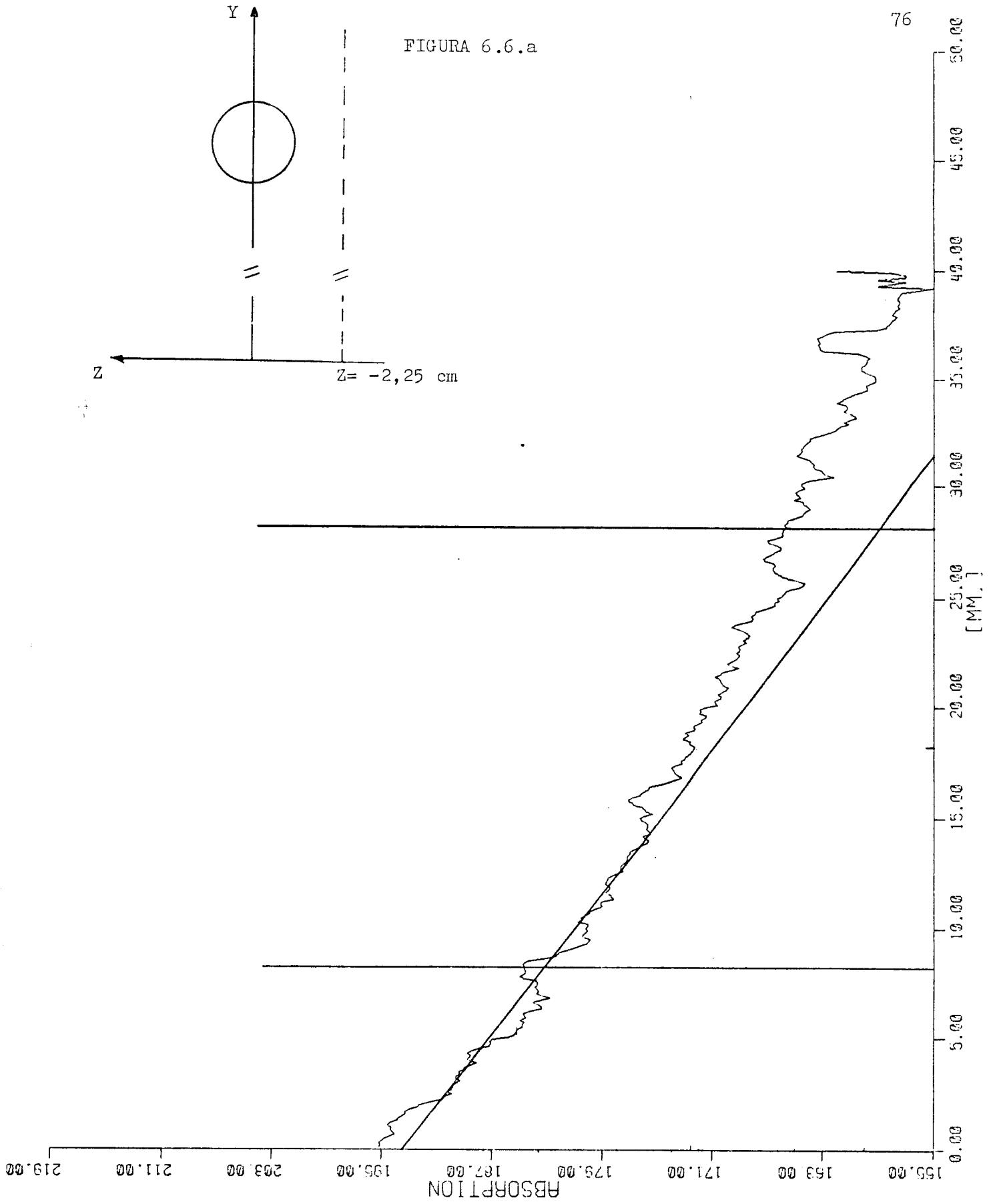


FIGURA 6.6.b

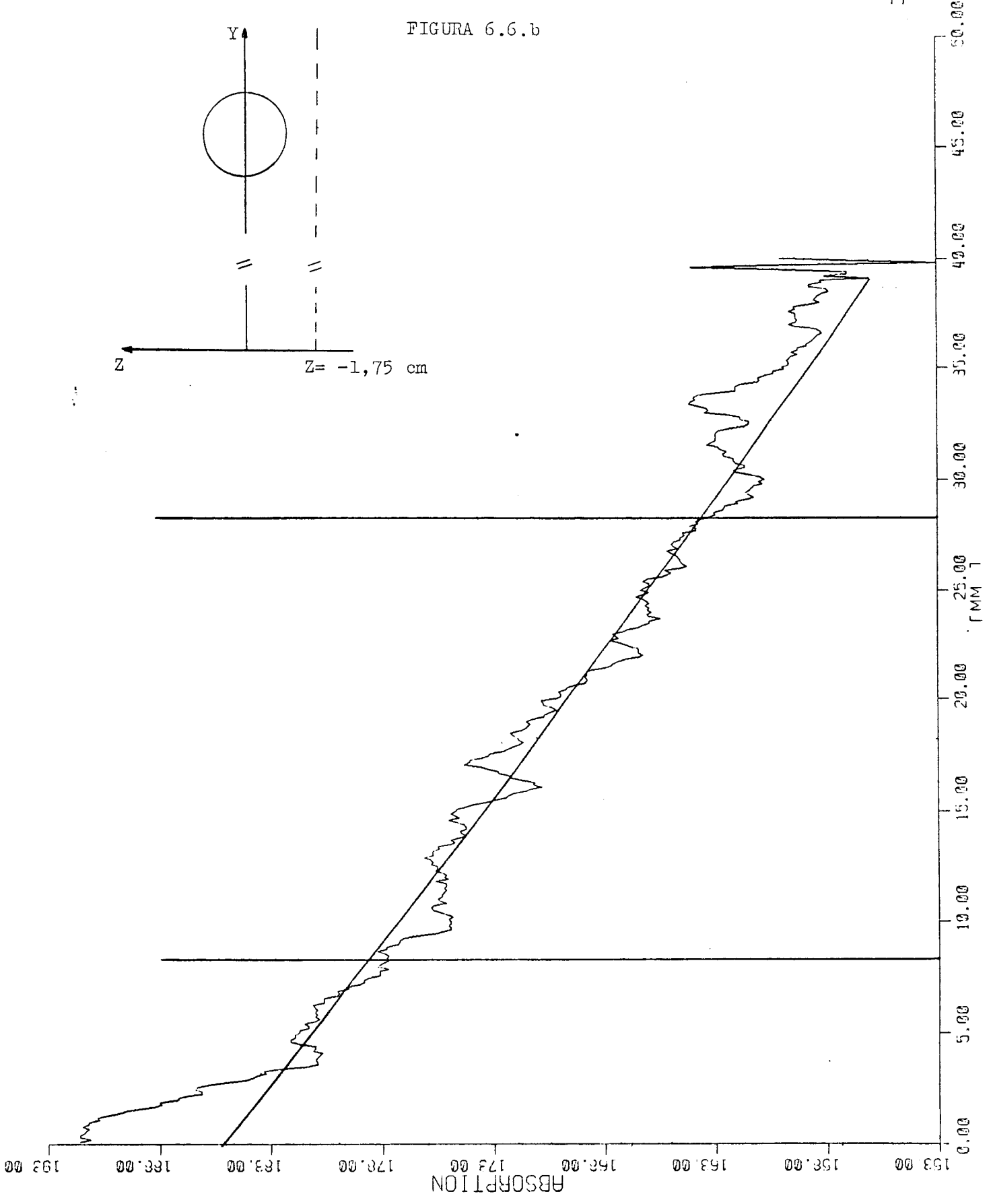


FIGURA 6.6.c

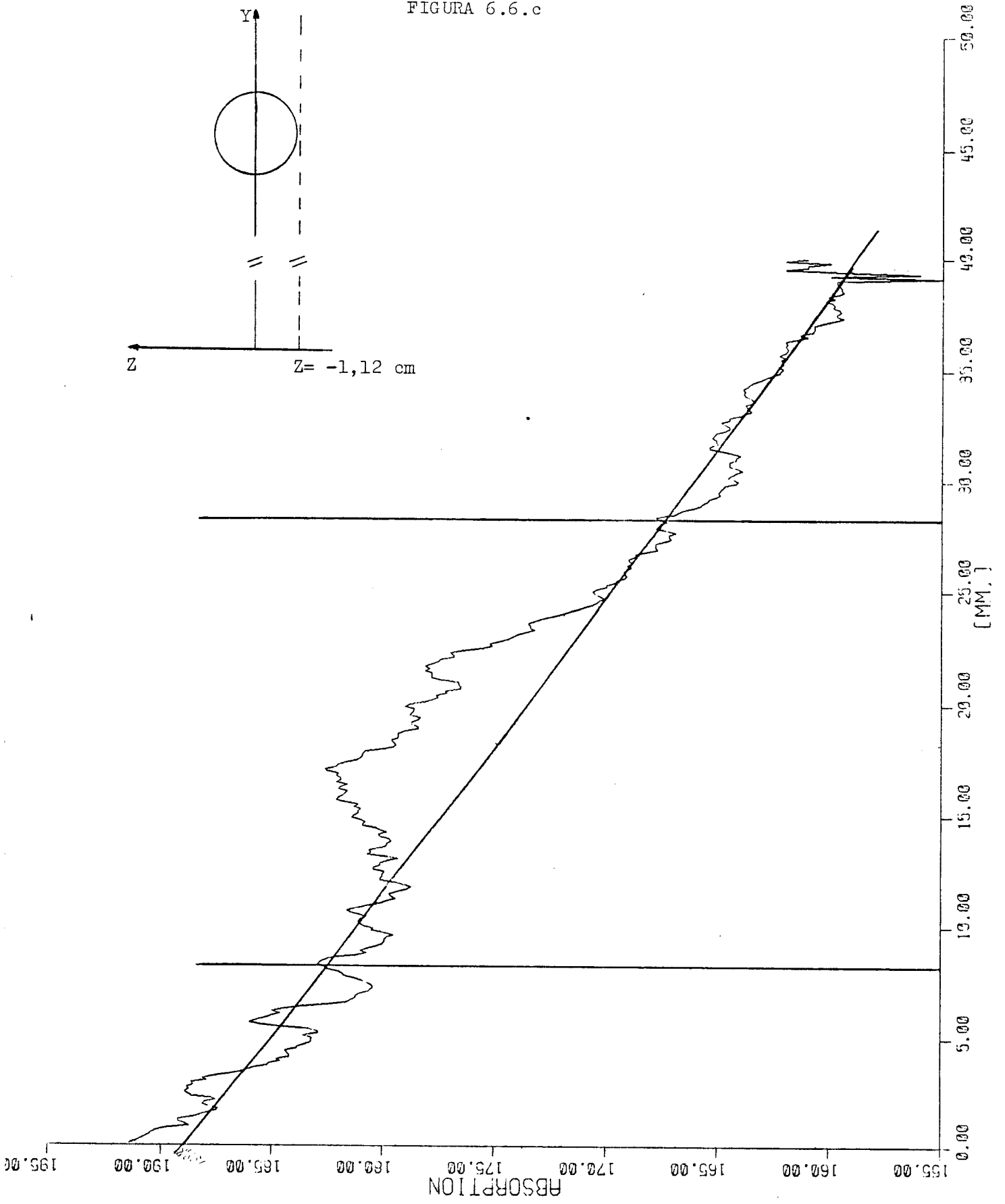


FIGURA 6.6.d

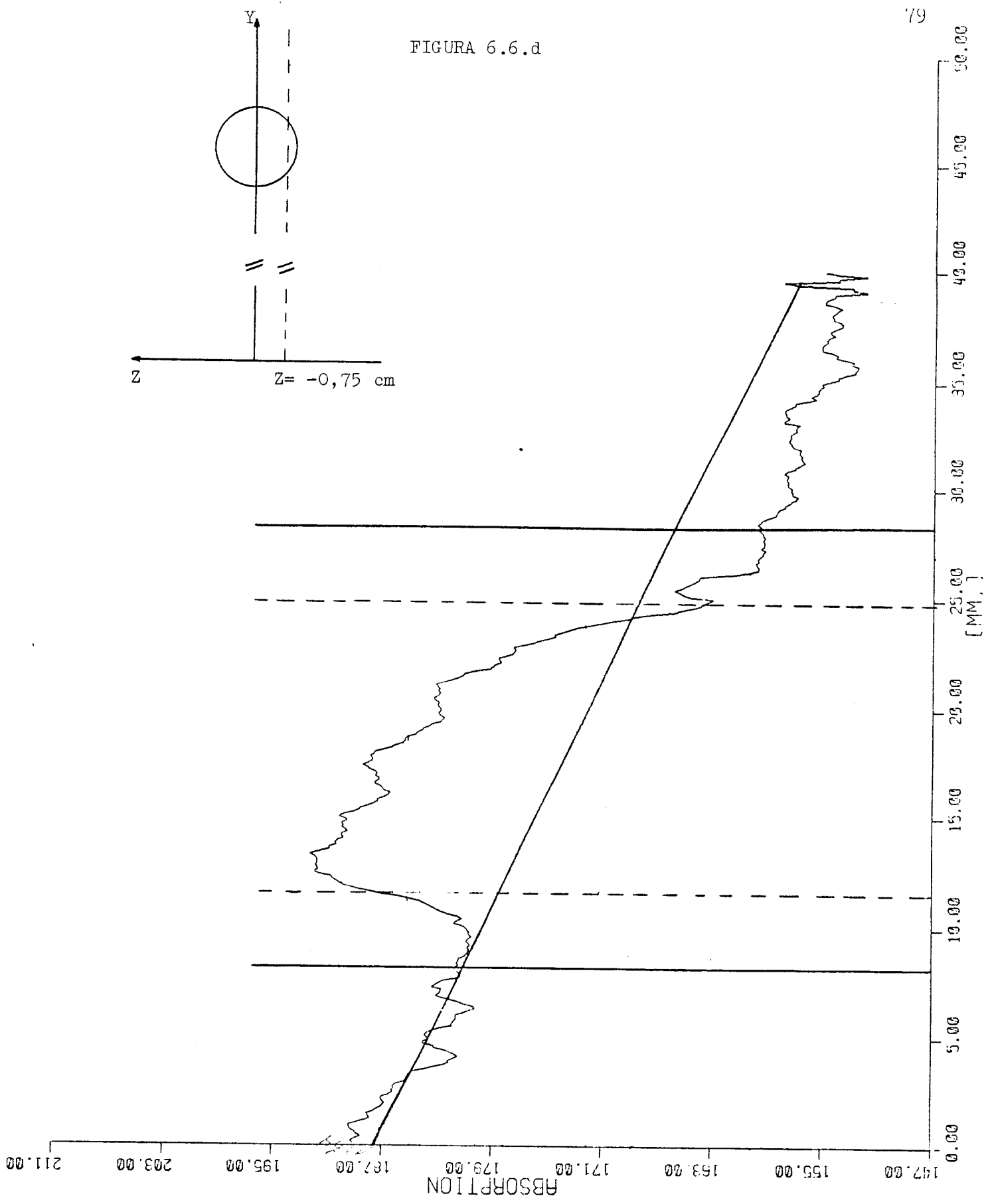


FIGURA 6.6.e

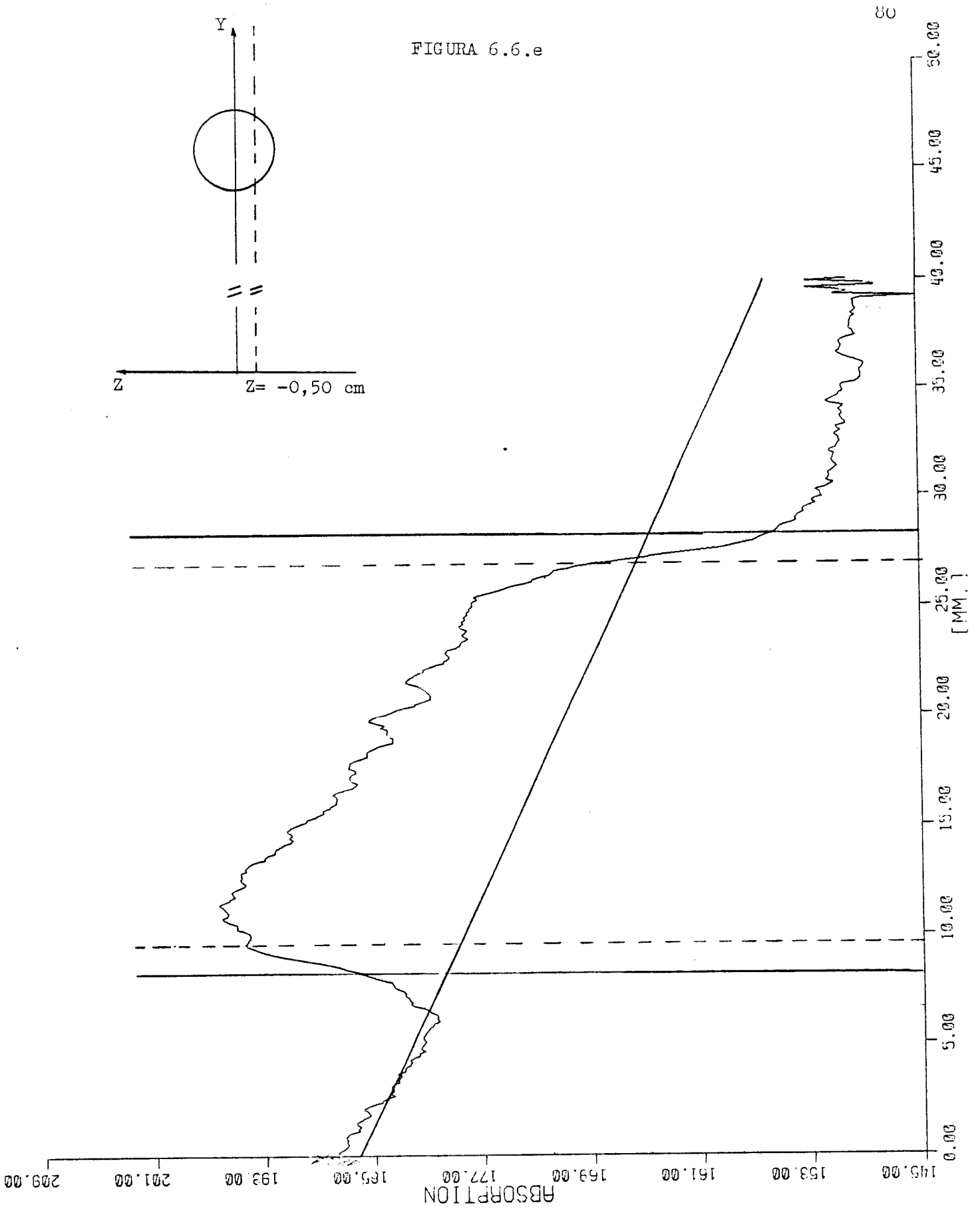


FIGURA 6.6.f

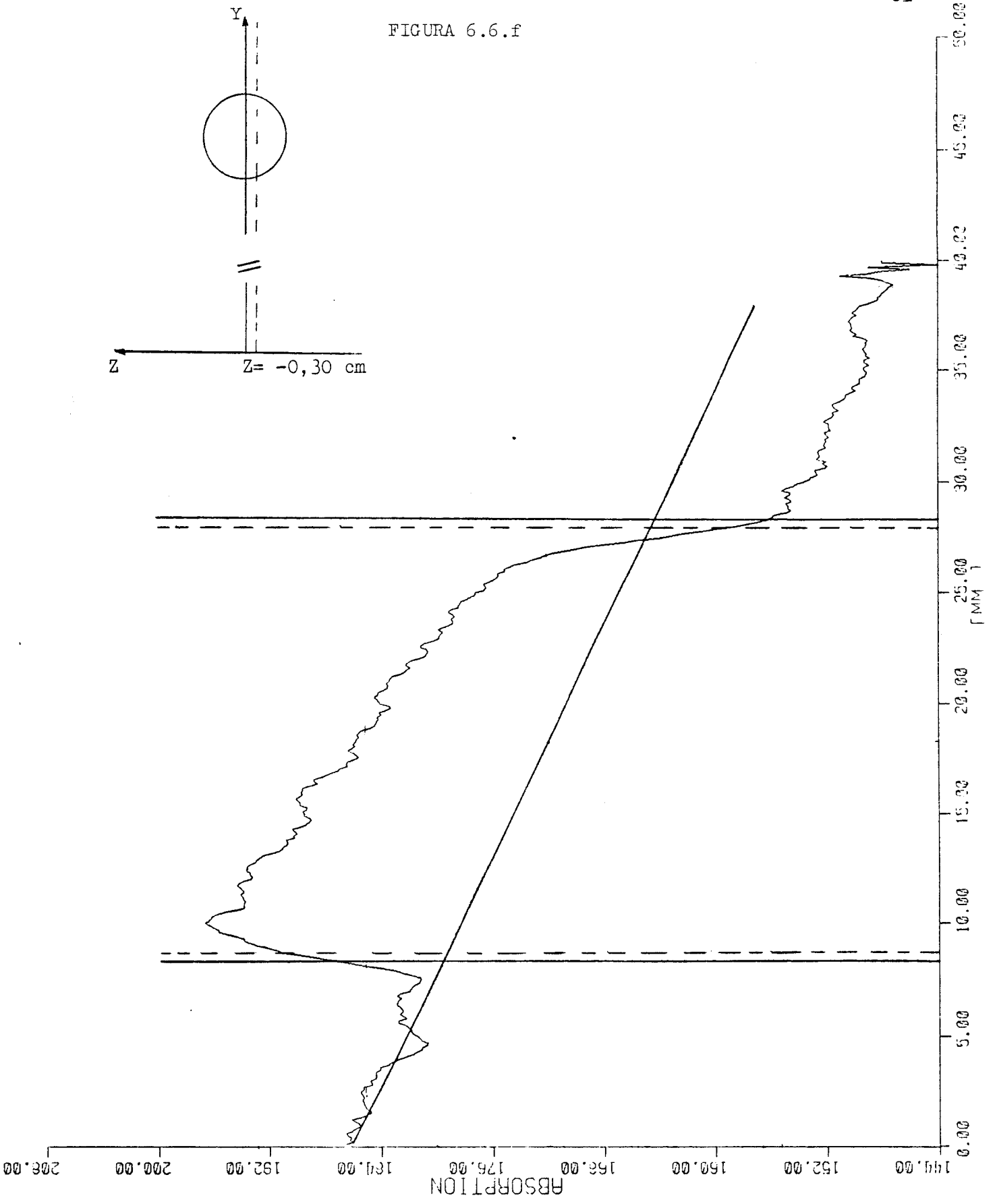


FIGURA 6.6.g

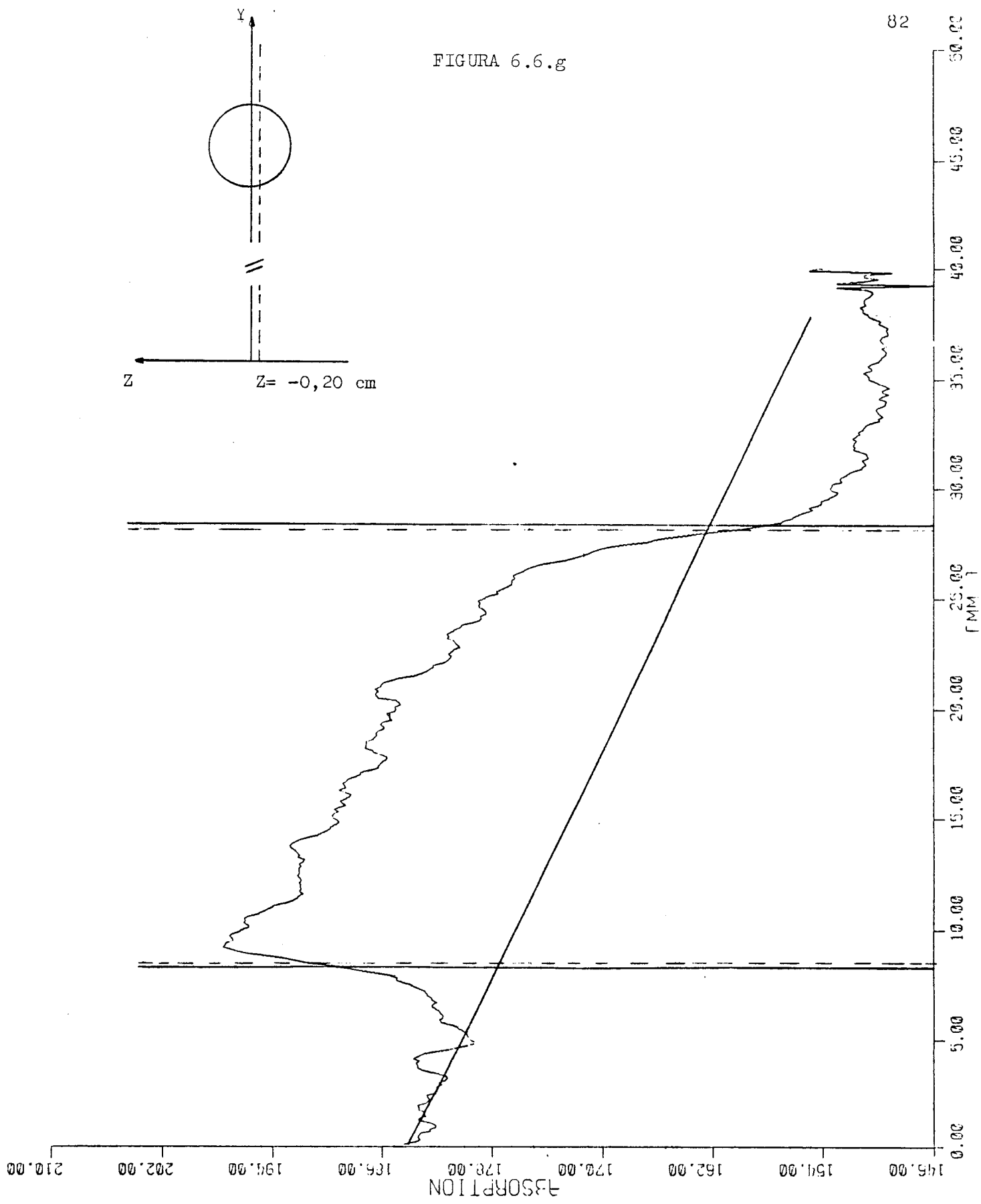


FIGURA 6.6.h

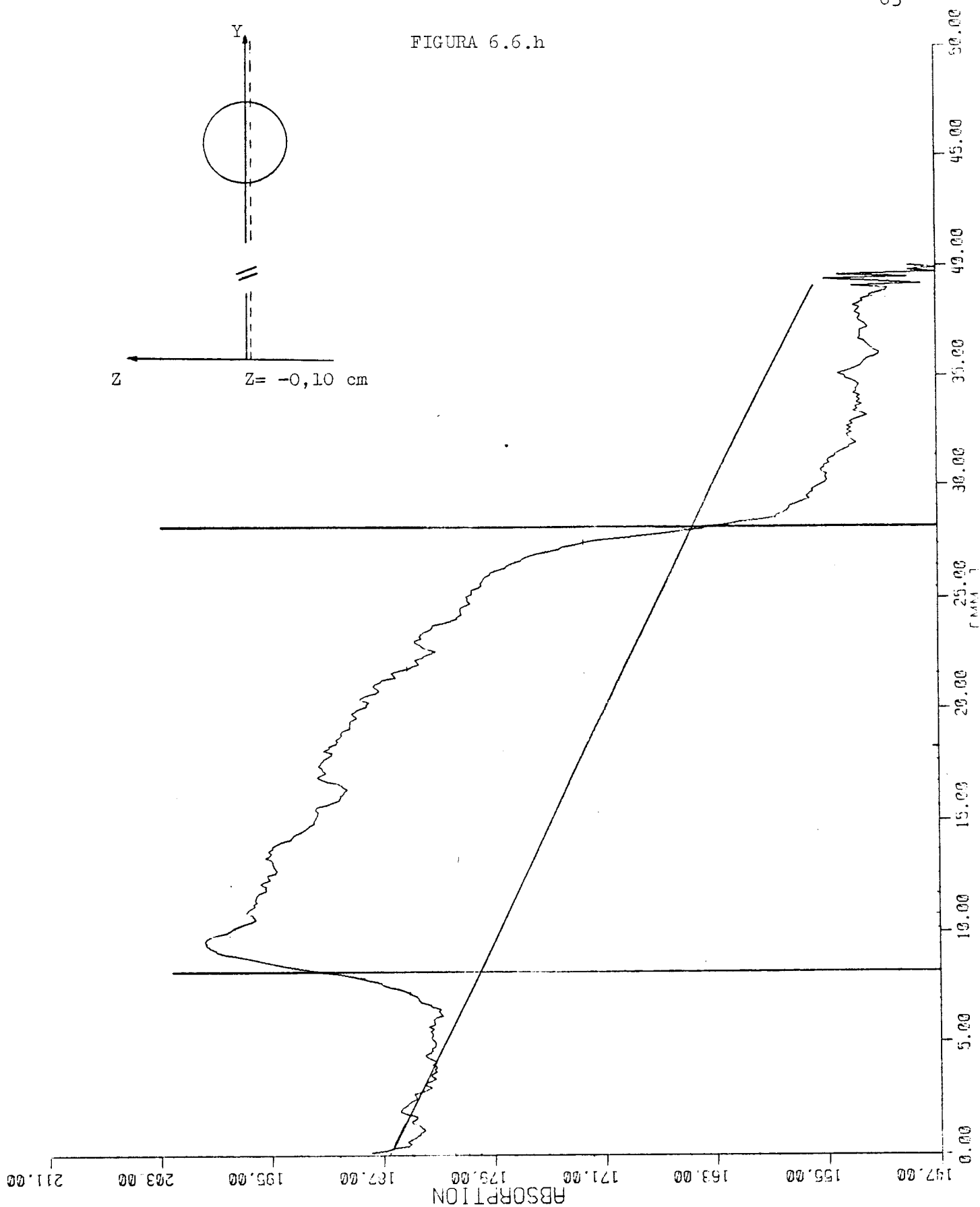


FIGURA 6.6.i

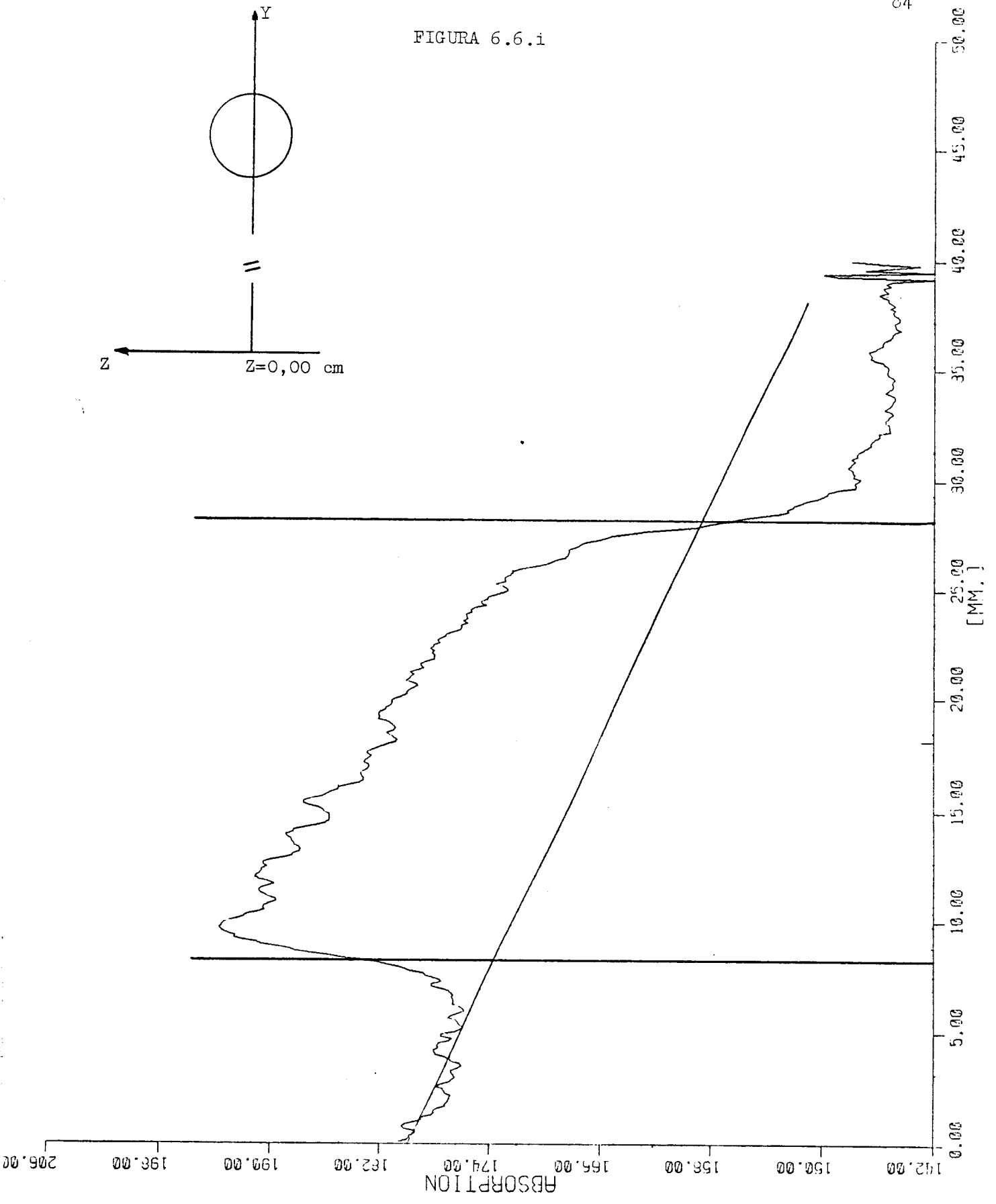
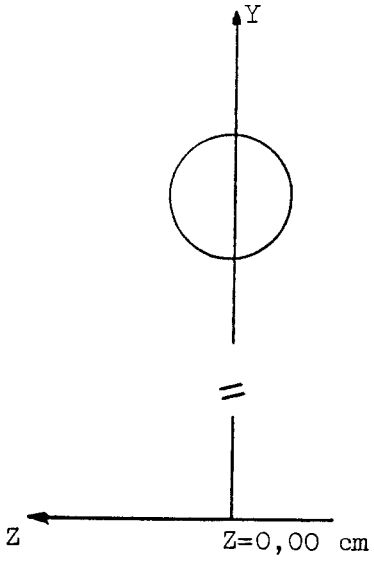


FIGURA 6.6.j

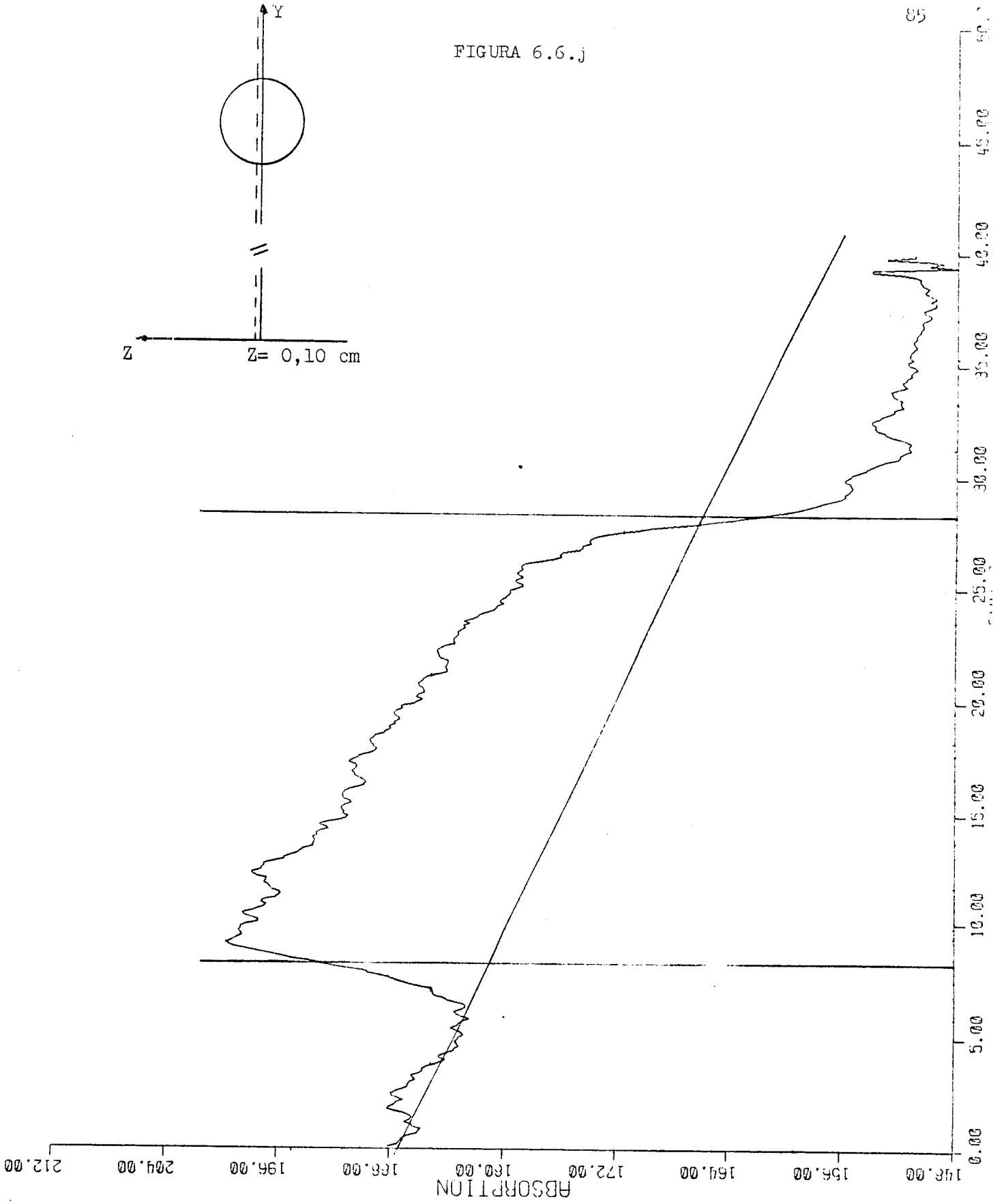
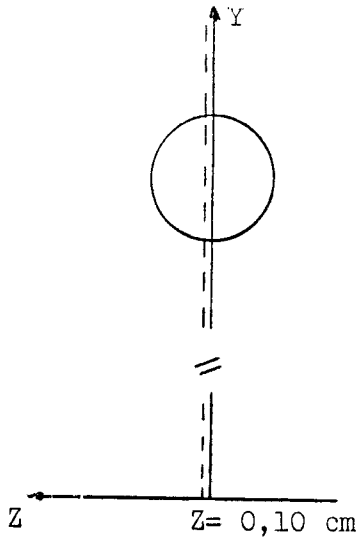


FIGURA 6.6.k

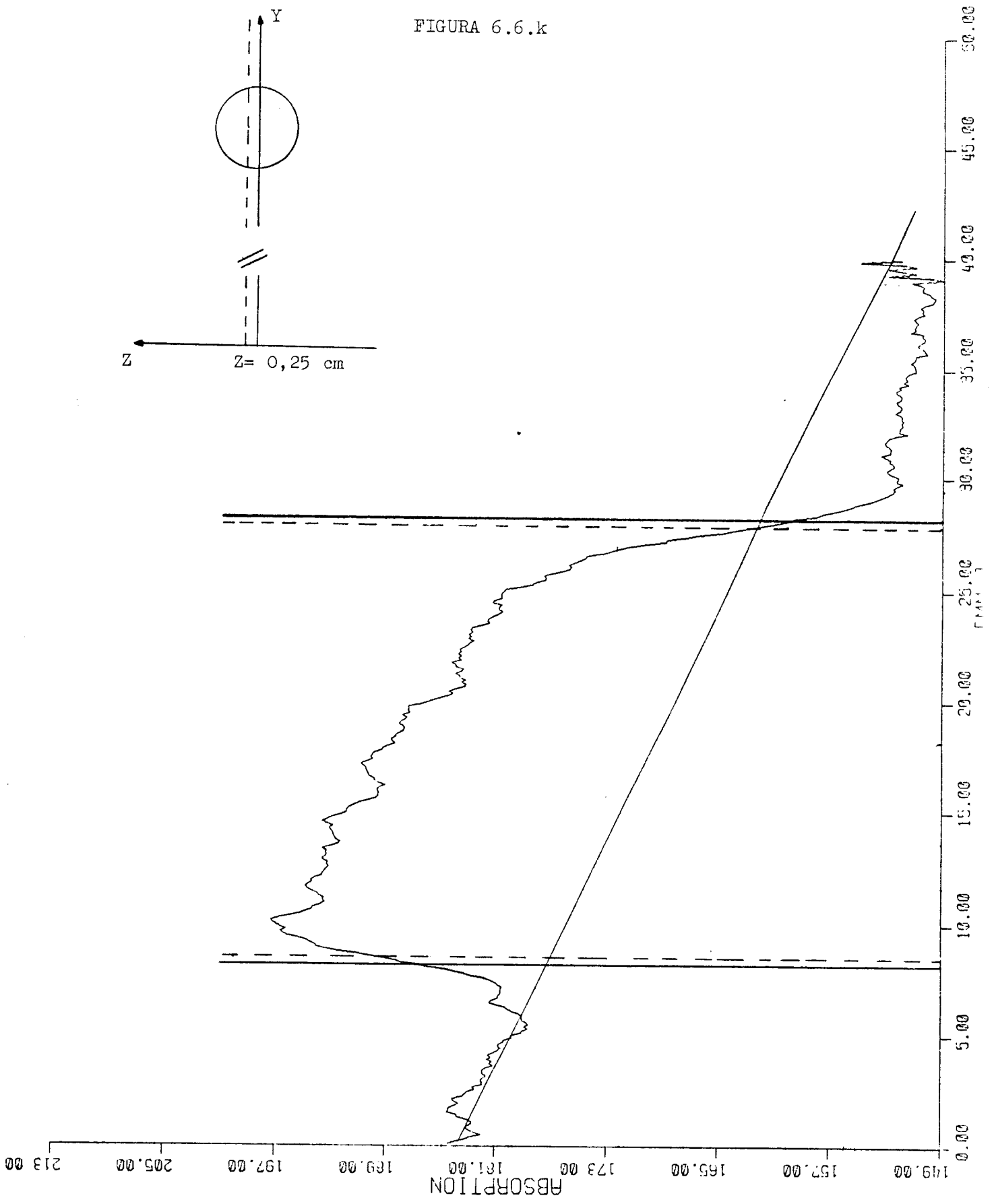
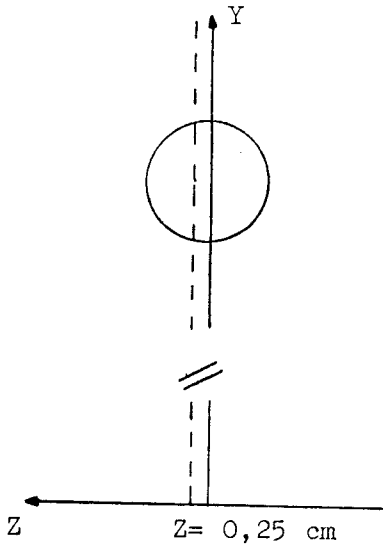


FIGURA 6.6.1

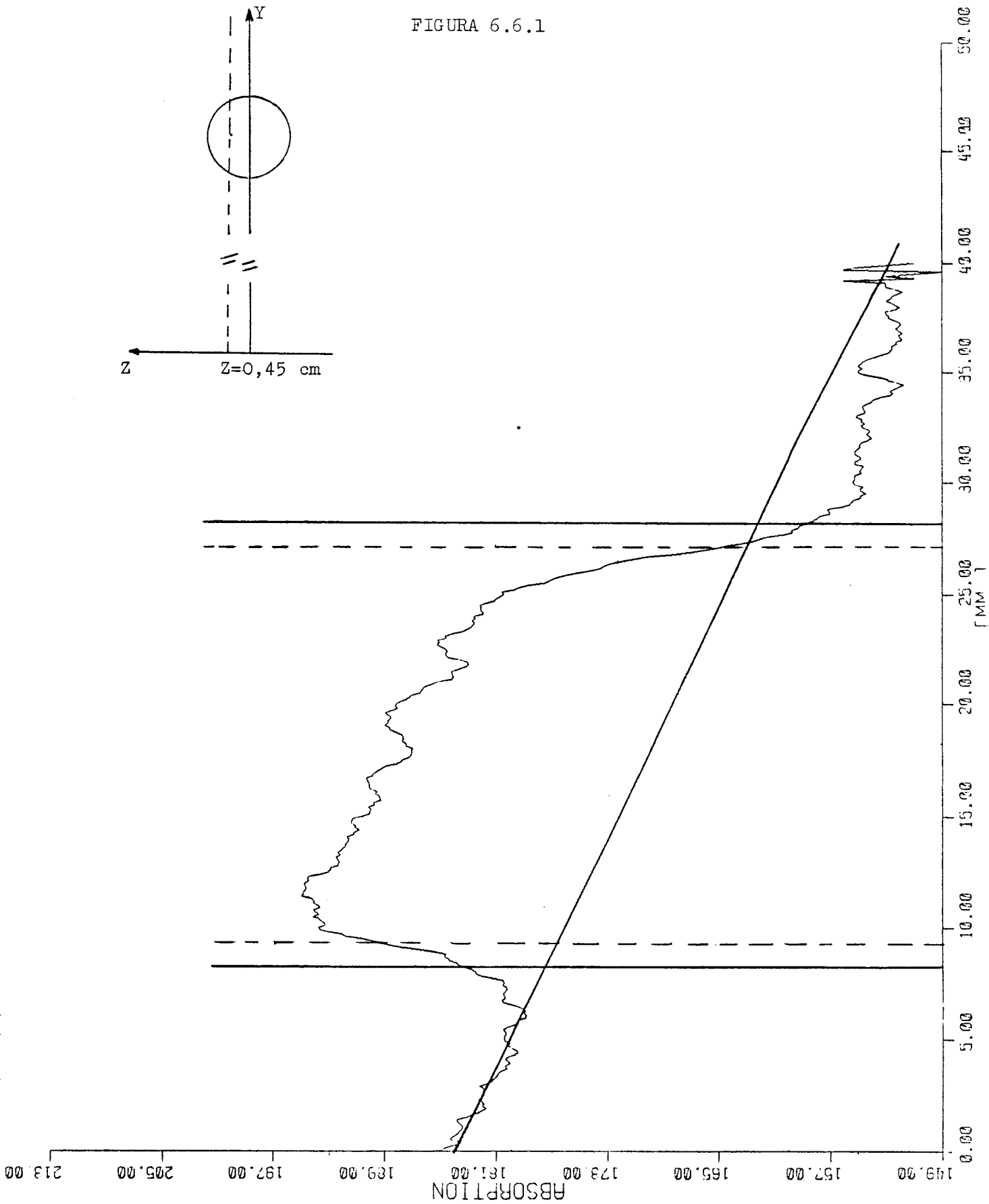
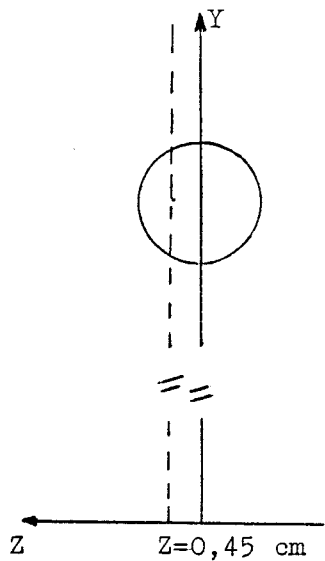


FIGURA 6.6.m

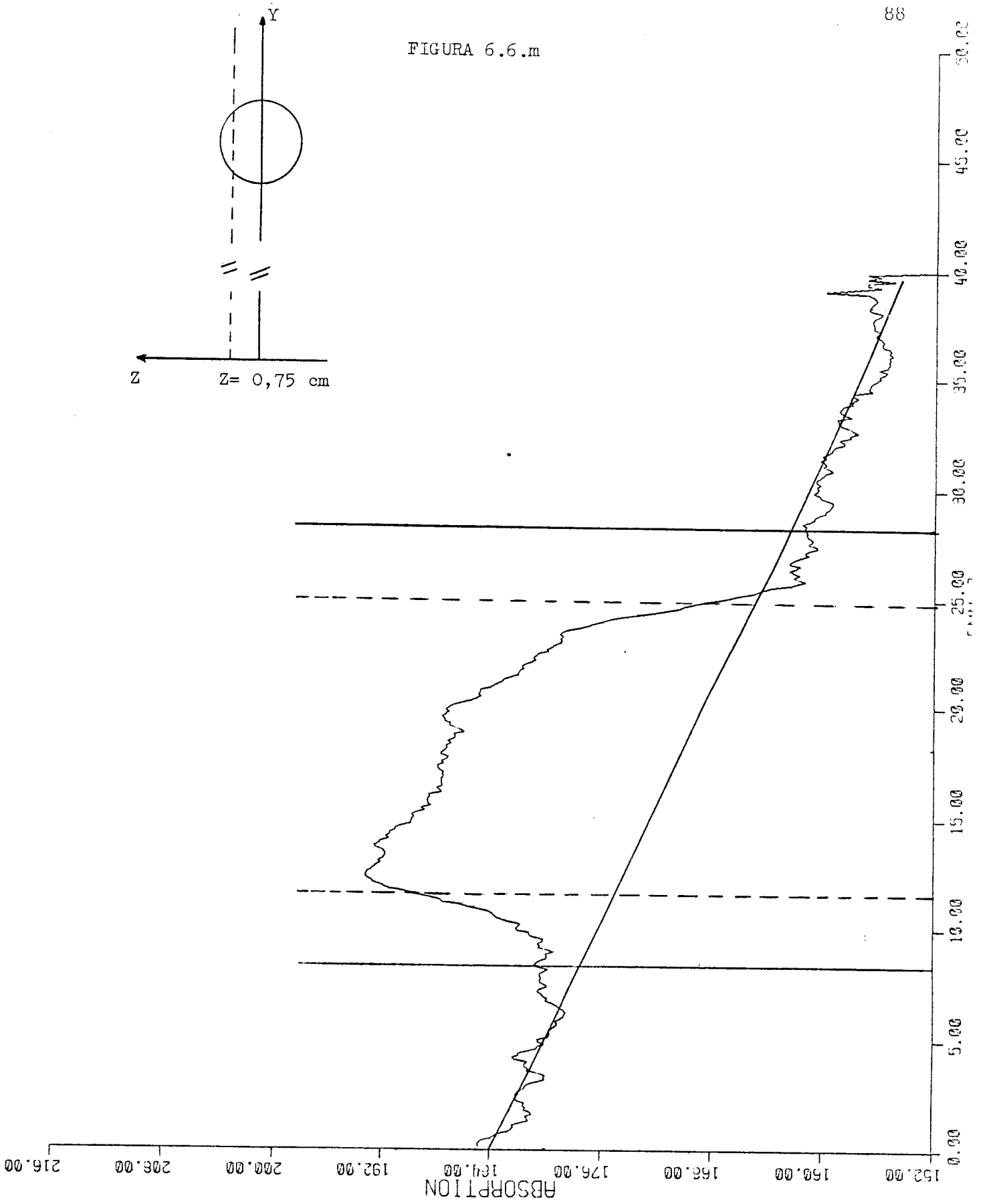
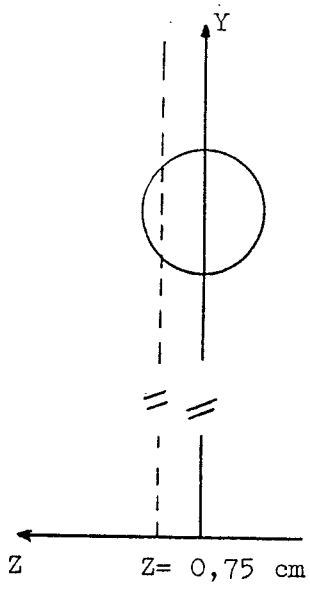


FIGURA 6.6.n

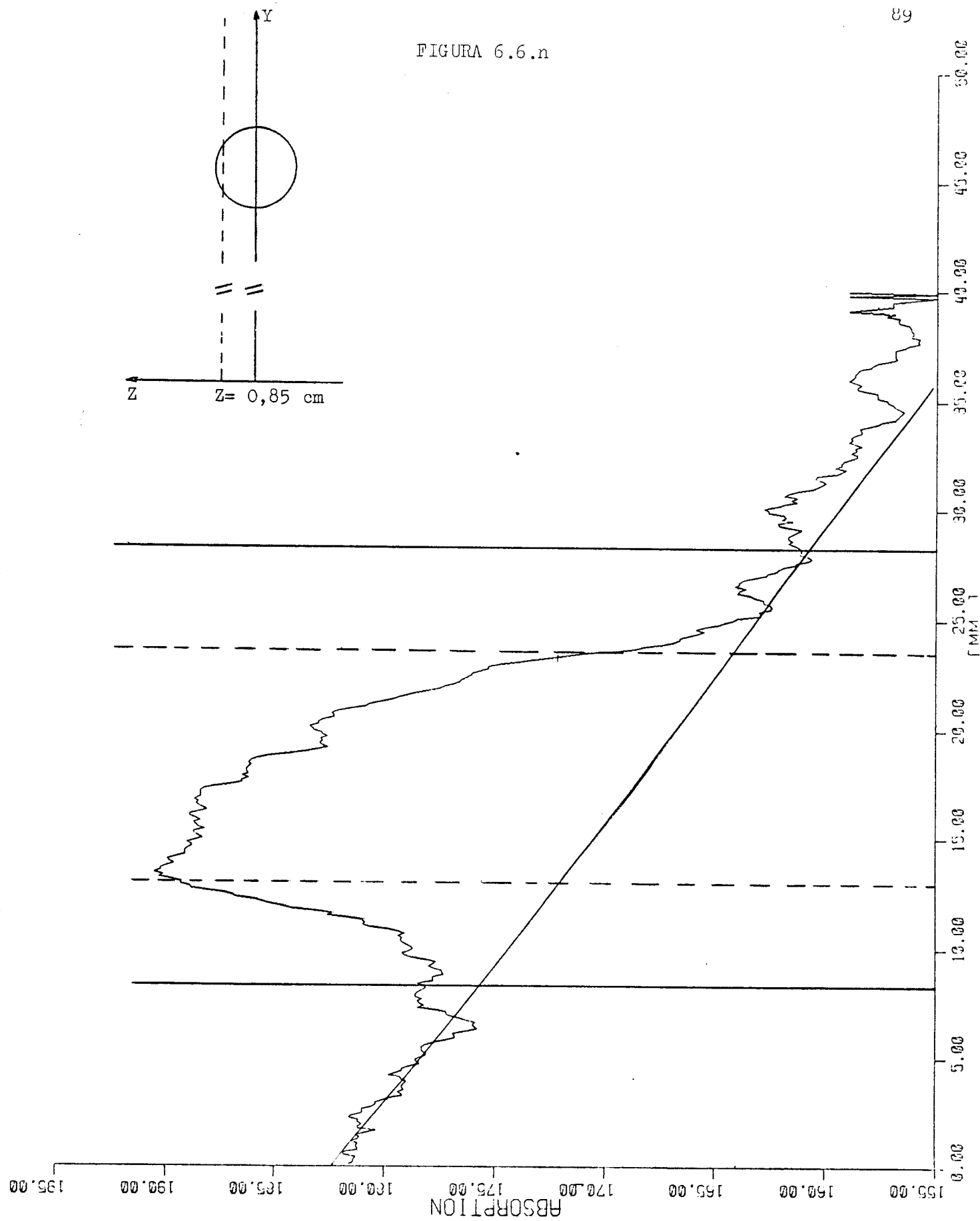


FIGURA 6.6.0

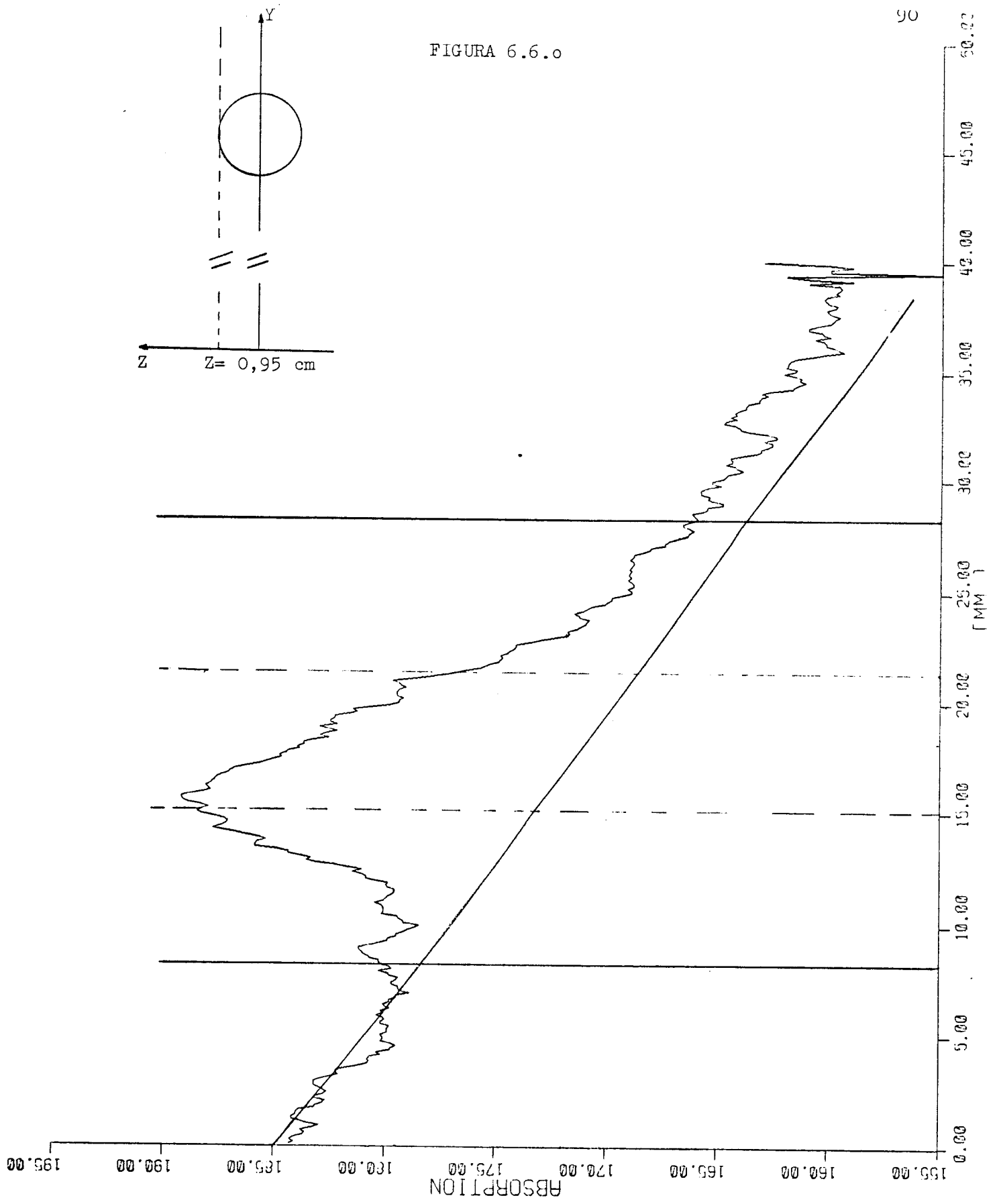


FIGURA 6.6.p

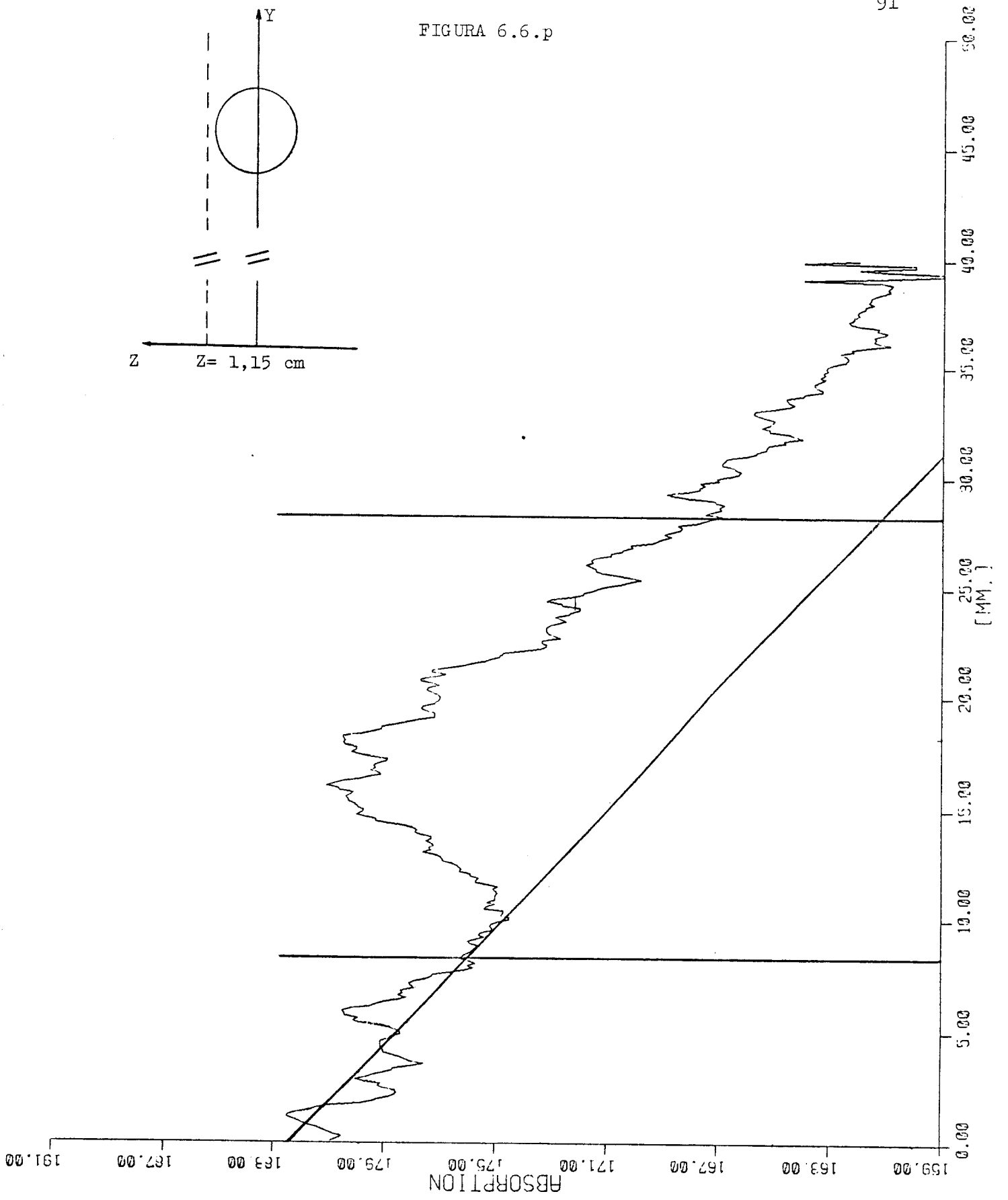
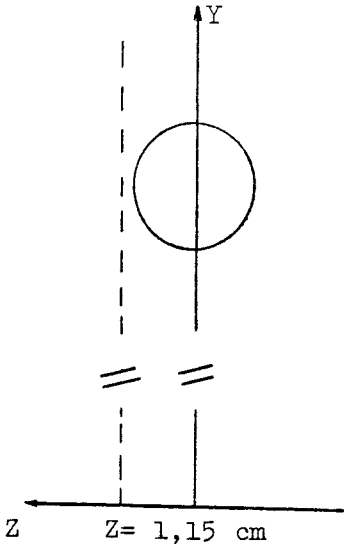


FIGURA 6.6.q

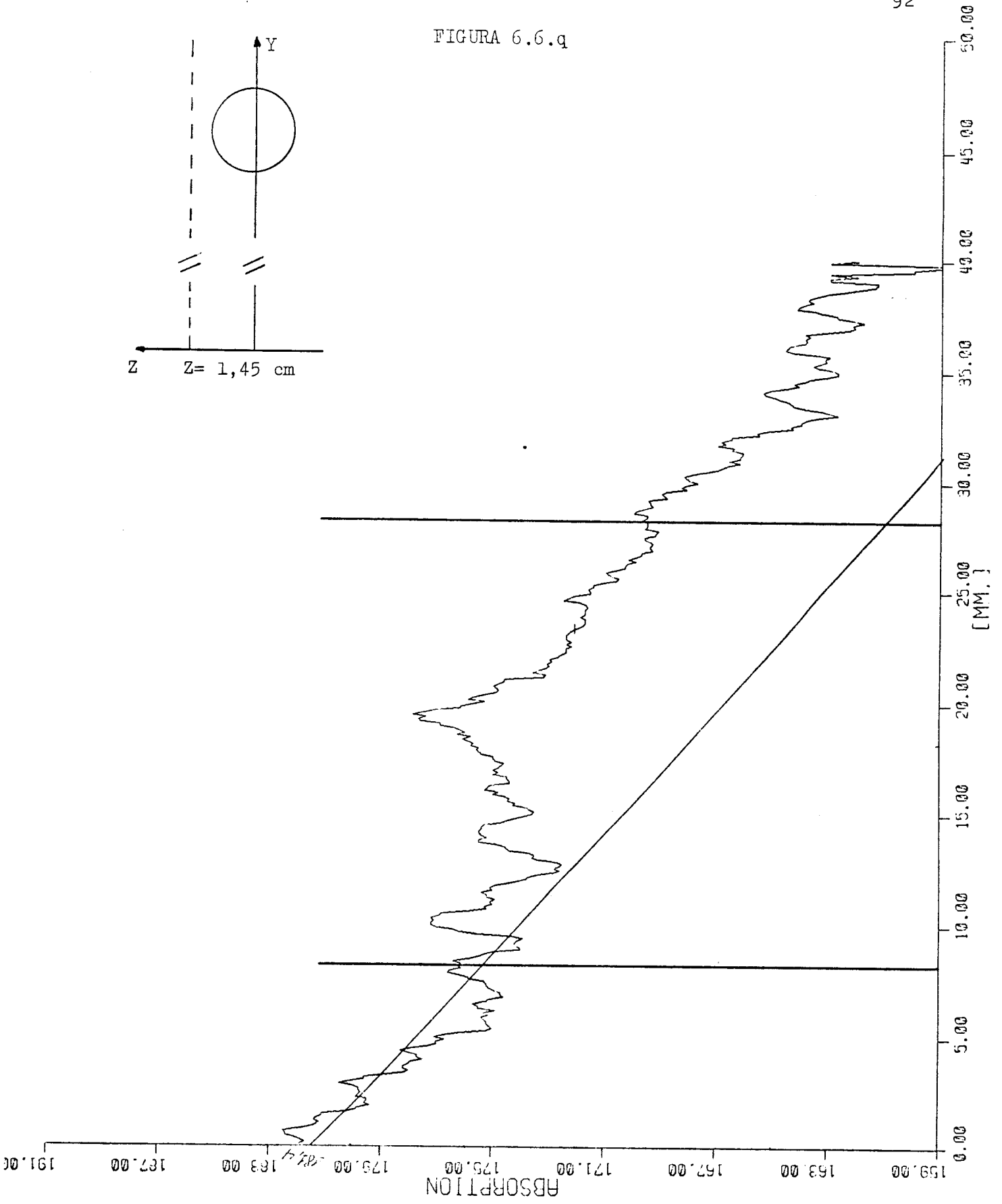
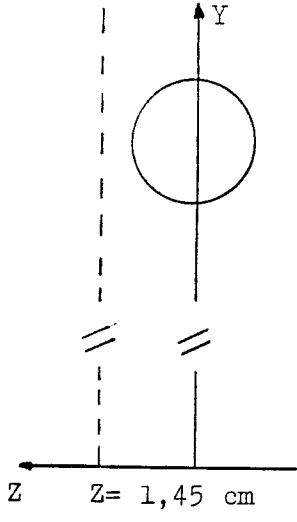


FIGURA 6.6.s

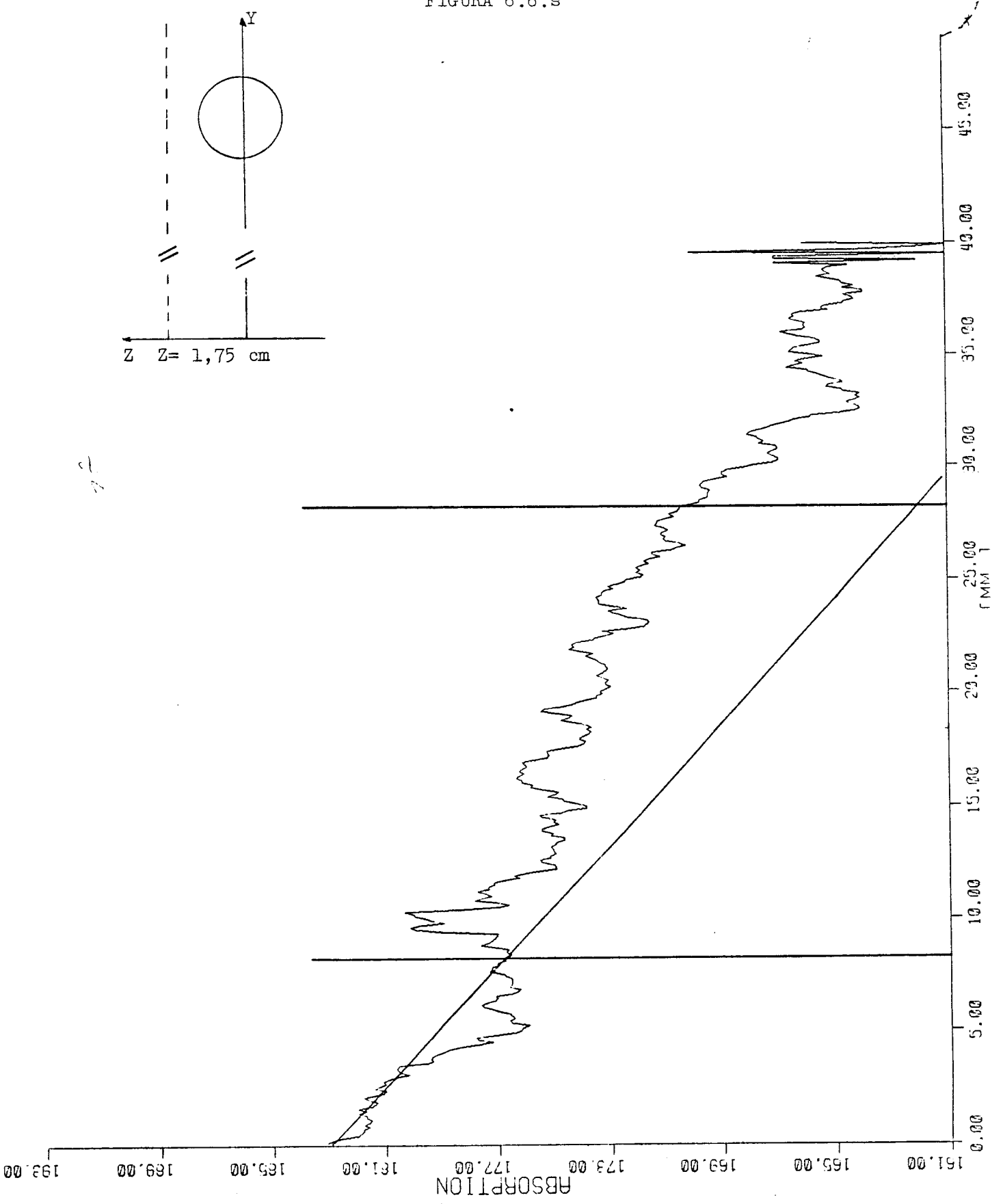
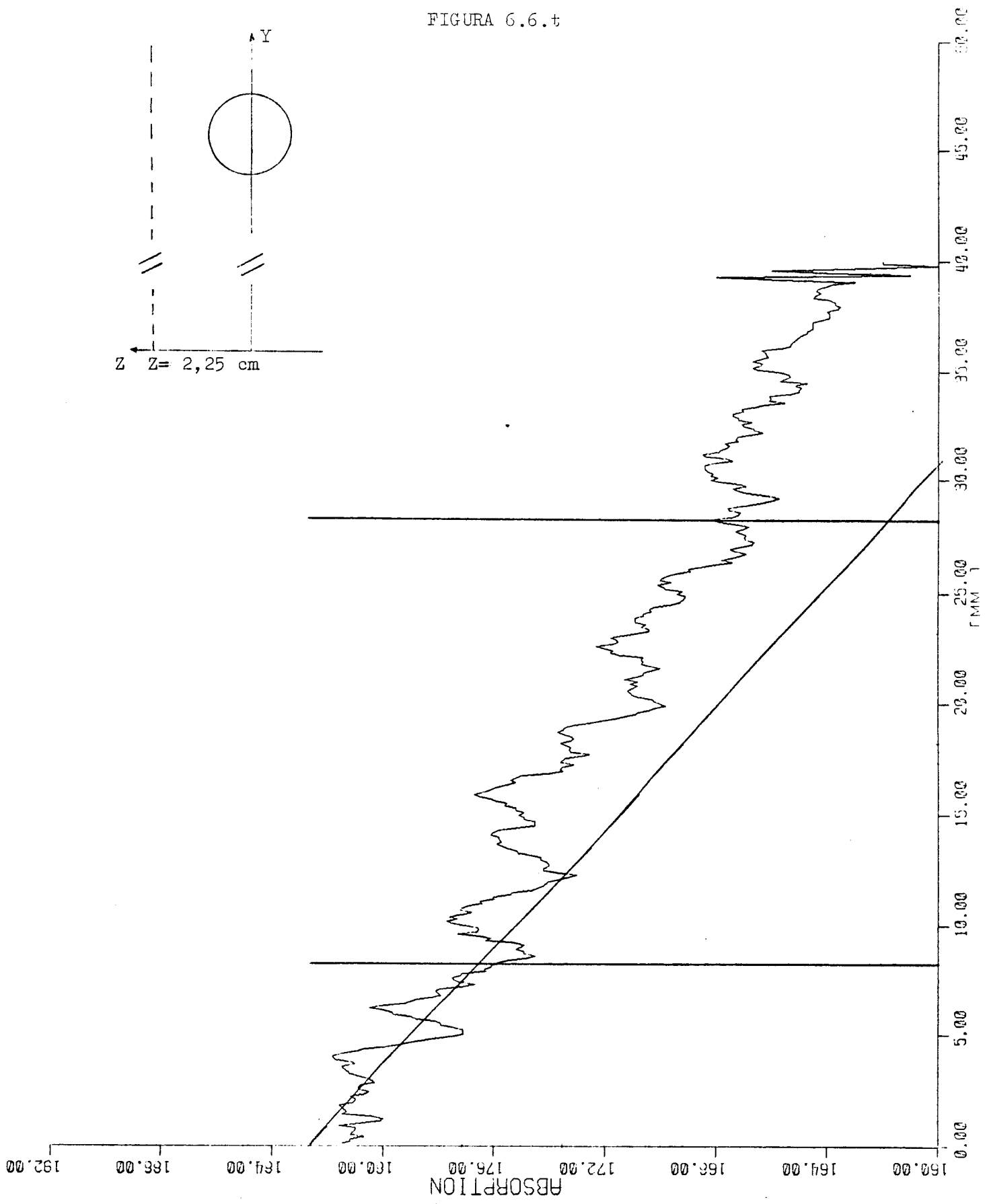


FIGURA 6.6.t



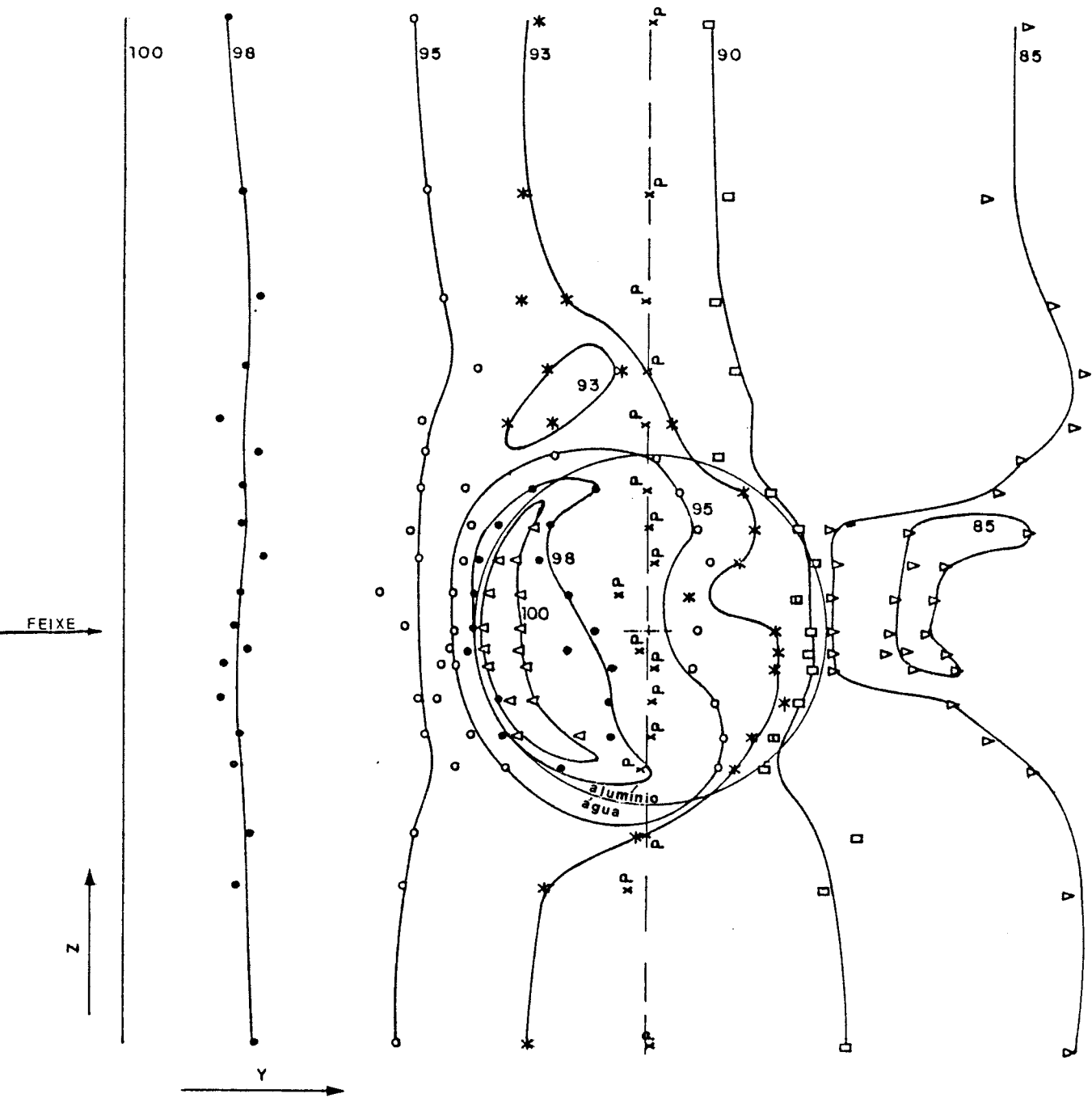


FIGURA 6.7.a - Distribuição de densidade ótica no plano do filme (plano yz, fig. 5.1), obtida das curvas 6.5.a - 6.5.r, correspondente ao filme irradiado no feixe de raios gama do cobalto. Os valores de cada curva correspondem a porcentagem em relação a curva mais a direita. A linha tracejada, passando pelos assinalados por xp foi obtida das curvas contínuas das figuras 6.5 e mostra como seria a distribuição no fantom homogêneo.

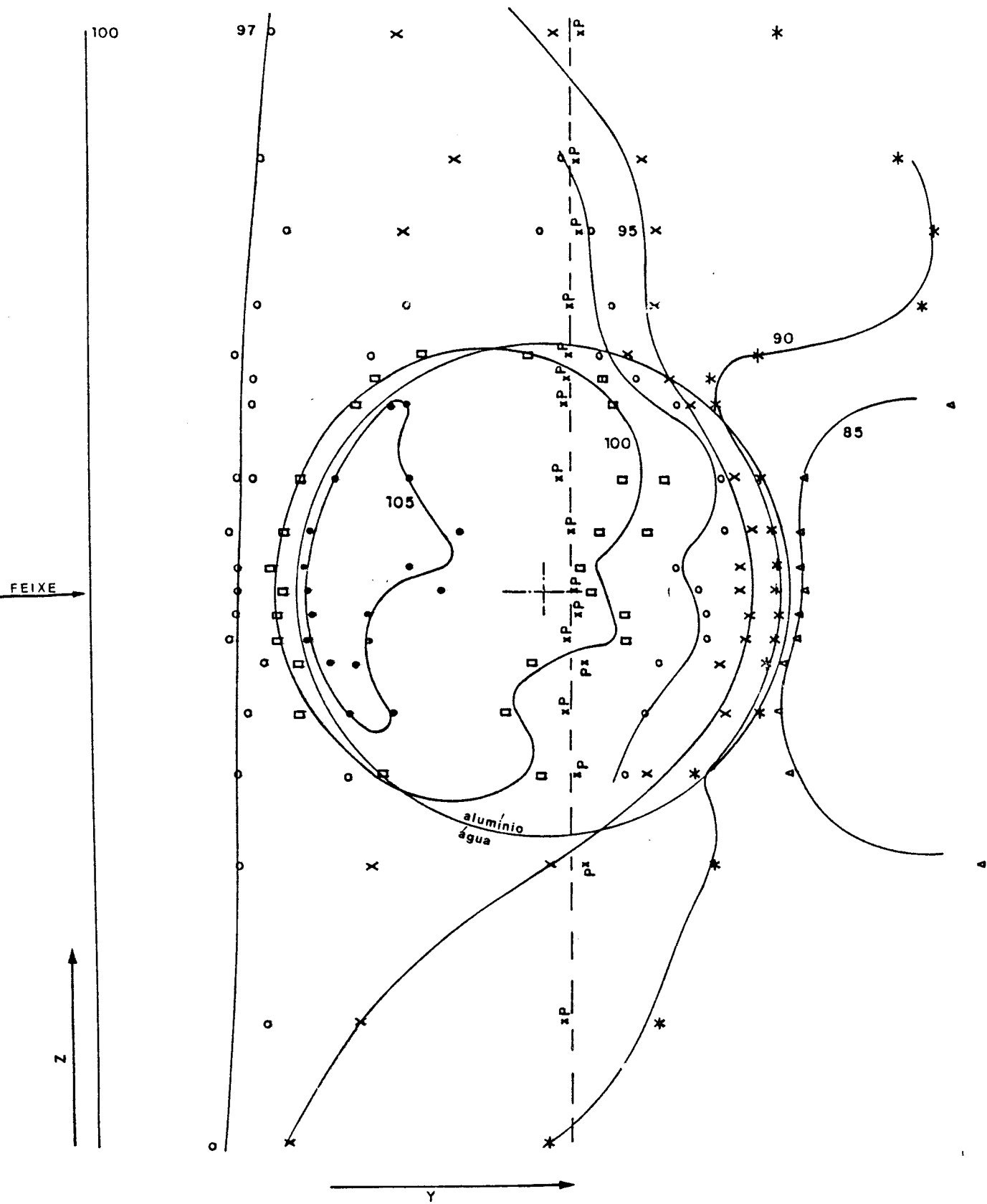


FIGURA 6.7.b - Distribuição de densidade ótica no plano do filme (plano yz, fig. 5.1), obtida das curvas 6.6.a - 6.6.t, correspondente ao filme irradiado no feixe de raios X de 10 MeV. Os valores de cada curva correspondem a porcentagem em relação a curva mais a direita. A linha tracejada, passando pelos assinalados por XP foi obtida das curvas contínuas das figuras 6.6 e mostra como seria a distribuição no fantom homogêneo.

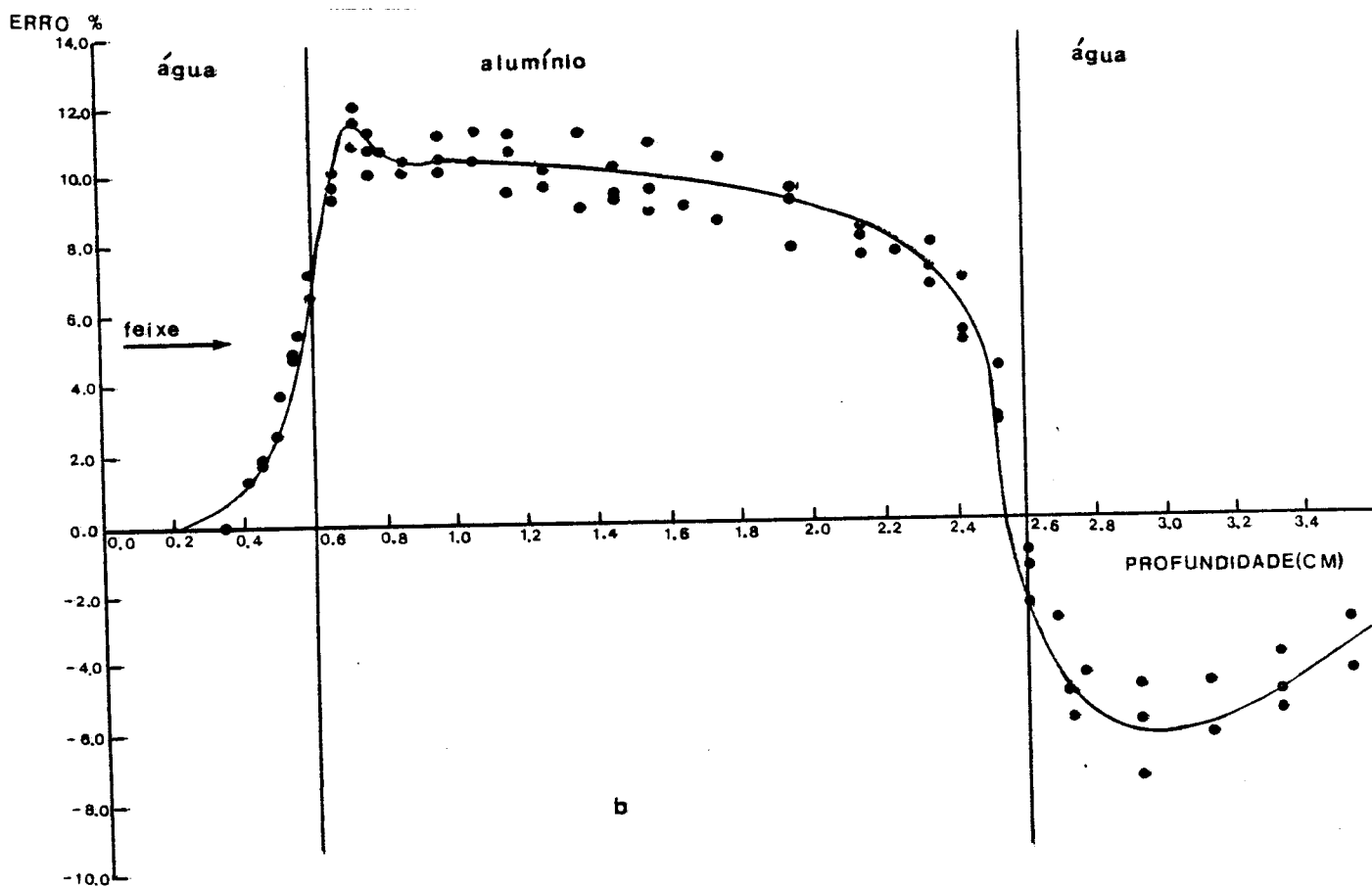
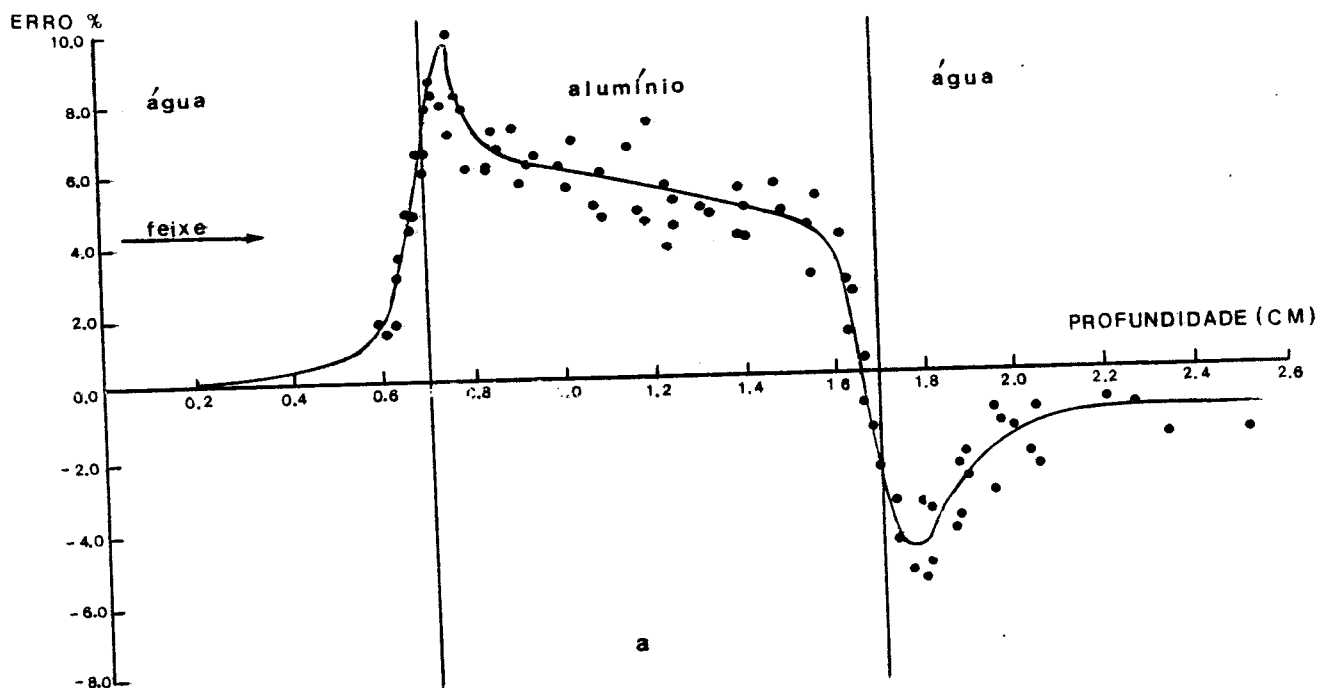


FIGURA 6.8 - Variação da diferença entre a dose medida nas vizinhanças do alumínio, em relação a dose na água, nos mesmos pontos, em um fantom homogêneo, irradiado nos dois feixes estudados. a - raios gama do cobalto 60 e curva b - raios X de 10 MeV. As curvas correspondem a região central da base dos cilindros, obtidas das curvas das Figuras 6.5.g-6.5.j e 6.6.h-6.6.k.

7 DISCUSSÃO

As figuras 6.4.a e 6.4.b mostram que a densidade ótica é proporcional a dose da radiação no meio no qual o filme é irradiado.

A comparação da resposta do filme com a relação de Bragg-Gray na água e no alumínio, cujos resultados são mostrados na tabela 6.2, mostra que no feixe de raios gama do Cobalto 60 há uma boa concordância, enquanto que para o feixe de raios-X o erro é relativamente grande. Esses resultados são contraditórios com o estudo apresentado em 3.4 (ver figura 3.3). Entretanto, o resultado desse estudo depende da relação entre a dose na água e no alumínio que foram obtidas supondo atenuação em uma espessura de alumínio igual ao raio dos cilindros. Na irradiação dos filmes, a fenda na qual o filme é colocado (0,035 cm de largura) pode permitir que uma fração dos fótons que atingem o centro do cilindro (ponto B nas figuras 6.3.a e 6.3.b) o façam através da fenda que tem um poder de atenuação menor que o alumínio, aumentando a resposta do filme no interior do alumínio.

As curvas de densidade ótica x posição nas regiões mais centrais do cilindro, no filme irradiado no feixe de raios gama do Cobalto (figuras 6.5.g - 6.5.k) mostram um pico acentuado no interior do alumínio, próximo a interface água-alumínio.

O pico é mais evidente na curva da figura 6.8 que é a diferença entre a densidade ótica medida pelo microdensitômetro e a densidade que seria obtida num meio homogêneo de água. A existência desse pico foi constatada por Dutreix et al [11], cujo resultado para a interface carbono-cobre é mostrada na figura 2.1.

A forma da curva a da figura 6.8 é explicada por vários autores [11, 12, 14 e 34] em função da diferença de retro-esp-

lhamento de elétrons nos dois materiais. Devido ao maior número atômico do alumínio, a probabilidade de colisões elásticas com o núcleo é maior nesse material do que na água. Assim, na região de fronteira entre água e alumínio, quando o feixe incide da água, o fluxo de elétrons no interior do alumínio, próximo a fronteira entre os dois meios, é formado por elétrons provenientes da água mais os elétrons produzidos no alumínio e elétrons espalhados de volta devido a espalhamento múltiplo no alumínio. É importante notar que o número de elétrons secundários na água é cerca de 15% maior na água que no alumínio, de acordo com o Kerma nesses dois materiais, na energia de 1,25 MeV.

A uma distância da fronteira água-alumínio, maior que o alcance dos elétrons mais energéticos, o equilíbrio (EPC) é estabelecido e nessas condições tudo se passa como se o meio fosse infinito de alumínio.

A inclinação da curva da figura 6.8, além do pico, é devido a diferença de absorção entre a água e o alumínio e permanece constante até pontos próximos a fronteira alumínio água quando a dose começa a diminuir devido à diminuição da fluência de elétrons retro-espalhados, isto é, a presença da água afeta a fluência de elétrons no interior do alumínio pelo fato desta apresentar um poder de retro-espalhamento menor que o alumínio. Logo após a fronteira alumínio-água, ocorre um pico mínimo de densidade ótica. Aí novamente a dose se deve a fluência de elétrons provenientes do alumínio mais os elétrons produzidos na água. Na superfície de separação, a fluência de elétrons produzidos na água aumenta desde zero até o valor de equilíbrio, a medida que a distância da interface aumenta, enquanto que a fluência de elétrons provenientes do alumínio decresce a medida que penetram na água. Aqui, novamente a diferença entre o Kerma na água e no alumínio é importante. Outro fato importante é a diferença na

distribuição angular da direção dos elétrons na água e no alumínio, introduzido por Werner et al. [34] na discussão deste problema. Os elétrons provenientes do alumínio tem uma dispersão maior na direção do que os elétrons produzidos na água, devido ao maior número atômico do alumínio. Isso contribui para a diminuição da fluência dos elétrons que passam do alumínio para a água.

A curva b da figura 6.8 que é a correspondente a curva a, para o feixe de raios X de 10 MeV, não apresenta o pico de máximo tão acentuados como no caso do feixe de raios gama. Isso se deve provavelmente ao espectro contínuo do feixe de raios-X e a menor contribuição de elétrons retro-espalhados. De fato, segundo Tabata [35], a fração de elétrons retro-espalhados no alumínio é de 0,074, 0,031 e 0,0094 para elétrons com energias de 1.0, 4.0 e 10 MeV. Na água os valores correspondentes a essas energias são 0,026; 0,0093 e 0,0023 respectivamente. Assim, a medida que a energia aumenta, a contribuição da fluência de elétrons retro-espalhados para a fluência total de elétrons diminui. A comparação da distância da fronteira alumínio-água em que as curvas da figura 6.8 começam a mudar de inclinação, mostram que o efeito do retro-espalhamento é maior no feixe de raios gama do que no feixe de raios X, se considerarmos a diferença dos alcances dos elétrons secundários. Essas distâncias são de 60% do alcance máximo dos elétrons secundários na curva a e de 20% na curva b da figura 6.8. O pico de mínimo que ocorre na água próximo a fronteira alumínio-água para o feixe de raios X é devido aos mesmos motivos que no feixe de raios gama, apenas o pico é mais largo devido ao maior alcance dos elétrons secundários e a menor diferença de Kerma no alumínio e na água para o feixe de raios X de 10 MeV (cerca de 10% maior na água considerando a energia média dos fótons como sendo de 3,5 MeV).

A comparação da dose na superfície de separação entre a

água-alumínio e alumínio-água (a ordem dos materiais se referem ao sentido de incidência do feixe de fótons) com os resultados de Dutreix et al.[11] e de Werner et al.[34], é possível através do gráfico da referência 11, que mostra a variação da dose na interface com o número atômico dos materiais. Usando esses resultados é possível extrapolar os resultados de Werner (polistireno-alumínio) e de Dutreix (carbono-alumínio) para a interface entre água e alumínio. Os resultados são mostrados na Tabela 7.1

TABELA 7.1

Dose relativa na interface entre água e alumínio, segundo os resultados de Dutreix et al.[11], Werner et al.[34] e da curva a da figura 6.8 deste trabalho. A ordem dos materiais se refere ao sentido de incidência do feixe de raios gama do cobalto 60.

	Dose na interface/Dose na água	
	Alumínio-água	Água-alumínio
Dutreix	1.162	0.949
Werner	1.071	0.930
Figura 6.8	1.065	0.960

Obs. O valor de 0.960 foi tomado no ponto de mínimo da curva a da figura 6.8, em relação a dose na água na condição de equilíbrio, atrás do cilindro, longe da interface.

O valor de 0,960 correspondente a interface alumínio-água, foi tomado no mínimo que ocorre na água a 0,6 mm da interface. Isso foi feito para comparação com o valor medido por Werner et al. que utilizaram uma câmara de ionização de placas paralelas com separação entre as placas fixa de 2 mm e parede de 0,065 mm. Portanto, o valor por eles medido corresponde a esse ponto e não a posição exata da interface.

A comparação dos resultados deste trabalho com os resultados de Dutreix mostra um erro de 8%, enquanto que há uma boa concordância com o resultado de Werner, quando o feixe incide da água para o alumínio. Quando o feixe incide do alumínio para a água, o resultado deste trabalho está mais próximo do resultado de Dutreix (1,2%) que do resultado de Werner (3,2%). É importante notar que no trabalho de Dutreix, a irradiação da interface foi feita no ar, enquanto que no de Werner a interface foi posicionada a 10,5 cm de profundidade em um fantom de polistireno, portanto em condições mais próximas deste trabalho, quanto ao espectro de energia dos fótons. Outra diferença importante entre este trabalho e os outros dois é a forma geométrica da heterogeneidade.

Do ponto de vista prático, no feixe de raios gama, nota-se um aumento de dose maior que 9% no interior do alumínio (curva a da figura 6.8). A figura 6.7.a mostra a área em que esse aumento ocorre, e corresponde a uma região de cerca de 1 mm de profundidade por 8 mm de largura que acompanha a curvatura do cilindro, muito próxima a sua superfície. A medida que a profundidade aumenta no interior do alumínio, o erro diminui, caindo a zero ainda no alumínio, próximo a fronteira com a água. Na saída do feixe do alumínio para a água, começa uma região de sub-dosagem, com erro de até 4,7%, em uma região de aproximadamente 3 mm de profundidade por 5 mm de largura. Em termos da porcentagem da área da base do cilindro, a região com dose superior a 9% cobre 10% da área, enquanto que a região com erro maior que 6% ocorre em 16% da área e a região de sub-dose em que o erro é maior que 4% representa 20% da área da heterogeneidade.

Os resultados para o feixe de raios X (curva a da figura 6.8 e figura 6.7.a) mostram que em 17% da área da base do cilindro há uma super-dosagem de 11%, em 60% da área o erro é maior que 9% e em praticamente toda a área ocupada pela base do

cilindro a dose é maior em 8% que a dose na água no caso homogêneo. Na região posterior ao cilindro ocorre sub-dosagem de até 5,5%.

8 CONCLUSÃO

A análise dos resultados, apresentada no item 7, revela que erros importantes são cometidos quando a heterogeneidade é ignorada no cálculo da dose absorvida. Os erros são maiores no feixe de raios X onde em 90% da área ocupada pelo alumínio a dose é 8% maior que a dose na água, em um fantom homogêneo, em algumas regiões superando 11%. No feixe de raios gama do cobalto, em 10% da área da base do cilindro ocorrem erros acima de 9%.

Esses resultados não se aplicam diretamente a interface osso-músculo, devido a diferença de densidade e número atômico entre osso e alumínio. Essas diferenças devem implicar em erros ligeiramente menores mas ocorrendo em regiões maiores que as medidas no alumínio.

A comparação dos resultados com outros trabalhos é difícil, uma vez que os estudos encontrados na literatura, além de escassos, tratam apenas de heterogeneidade plana, infinita, irradiada perpendicularmente ao feixe, o que limita o estudo da distribuição de dose a uma dimensão. Apesar disso, os resultados para a superfície de separação entre os dois meios, na região central do cilindro, foram comparados com os valores medidos por Dutreix et al. [11] e Werner et al. [34] e os resultados (tabela 7.1) foram satisfatórios. Também a forma da curva a da figura 6.8 é semelhante a da curva da figura 2.1, medida por Dutreix para a interface entre cobre-carbono.

Os resultados obtidos mostram que o filme é um dosímetro que pode ser utilizado em estudos semelhantes ao realizado aqui, onde a resolução espacial é importante. Por outro lado, um estudo mais completo sobre a relação entre a dose no filme e no meio, com base na teoria de cavidade é necessário para esclarecer algumas dúvidas existentes sobre o uso do filme em dosimetria de

fótons [24].

A exploração dos filmes no micro-densitômetro poderia ser melhorada com o uso de um programa de computador especialmente desenvolvido para as finalidades deste trabalho, sobretudo visando o controle mais exato da posição do ponto de medida do microdensitômetro e a superposição de dados de vários filmes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - ICRU - report 33 (1980) - Radiation Quantities and Units. International Commission on Radiation Units and Measurements. Washington D.C. U.S.A
- 2 - Roesh, W. R., Attix, F.H. (1968)- Basic Concepts of Dosimetry in Radiation Dosimetry 2º ed. vol.I, cap. I. ed. F. H: Attix e W. C. Roesh. Academic Press New York U.S.A.
- 3 - Johns, H. E., Cunningham, J. R. (1984) - The Physics of Radiology 4º ed., Charles C. Thomas Publischer, Springfield Illinois, U.S.A., pag. 411- 450; 242; 134; 724.
- 4 - Leung, P. M. K. (1978) - The Physical Basis of Radiotherapy, The Ontario Cancer Institute and The Princess Margaret Hospital.
- 5 - ICRU - report 24 (1976) - Determination of Absorbed dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. International Commission on Radiation Units and Measurements. Washington D.C. U.S.A.
- 6 - Bhrame, A. (1984) - Dosimetric Precision Requirement in Radiation Therapy. Acta Radiol. Oncol. 23, 5, 379.
- 7 - Boyer, A., Mok, E. (1984) - A photon dose distribution model employing convolution calculation. Med. Phys. 12, 169.
- 8 - Mohan, R., Chui, C., Lindofsky, L. (1986) - Differential pencil beam dose computation model for photons. Med. Phys. 13, 64.

- 9 - Spiers, F.W. (1969) - Transition- Zone Dosimetry, in Radiation Dosimetry, 2^e ed., vol III, cap. 32, ed. Attix, F. H., Tochilin, E., Academic Press New York, San Francisco, London.
- 10 - MacLaughlin, W. L., Humphreys, J. C., Farahani, M., Miller, A. (1984) - Measurement of high doses near metal and ceramic interfaces. IAEA- SM- 272/10, 109.
- 11 - Dutreix, J., Dutreix, A., Bernard, M. (1962) - étude de la Dose au Voisinage de l'Interface entre deux Milieux de Composition Atomique Différent exposés aux Rayonnement Gamma du Co 60. Phys. Med. Biol., 7, 69.
- 12 - Dutreix, J., Bernard, M. (1966) - Dosimetry at interfaces for high energy X and gamma rays. Brit. J. Radiol. 39, 205
- 13 - Frike, H., Hart, E. J. (1966) - Chemical Dosimetry, in Radiation Dosimetry 2^e ed., vol. II, cap. 12., ed. Attix, F. H., Roesch, W. C., Academic Press, New York, San Francisco, London.
- 14 - Attix, F. H. (1986) - Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, pag. 231- 257; 61- 75.
- 15 - Spencer, L. V., Attix, F. H. (1955) - A theory of cavity ionization. Radiat. Res. 3, 239.
- 16 - Burlin, T. E. (1966) - A general theory of cavity ionization. Brit. J. Radiol. 39, 727.

- 17 - Ogunleye, O. T., Attix, F. H., Paliwal, B. R. (1980) - Comparison of Burlin cavity theory with LiF TLD measurements for cobalt 60 gamma rays. *Phys. Med. Biol.* 25, 203.
- 18 - Wingate, C. L., Gross, W., Failla, G. (1962) - Experimental determination of absorbed dose from X-rays near interfaces of soft tissues and other material. *Radiology*, 79, 984.
- 19 - Carlsson, G. A., Carlsson, C. A. (1982) - Quantities and Concepts Used in Radiation Dosimetry. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 33, 953.
- 20 - Evans, R. D. (1955) - *The Atomic Nucleus*. THM ed. 1972, Tata-MacGaw Hill Publishing Company Ltd., New Delhi.
- 21 - Barrett, H. H., Swindell, W. (1981) - *Radiological Imaging. The Theory of Image Formation, Detection, and Processing* vol. 1. Academic Press New York London Paris San Diego San Francisco São Paulo Sydney Tokio Toronto.
- 22 - Mitchell, J. W. (1962) - Some aspects of Theory of Photographic Sensitivity. *J. Phys. Chem.* 66, 2359.
- 23 - Dudley, R. A. (1966) - Dosimetry with Photographic Emulsion in Radiation Dosimetry. In *Radiation Dosimetry*, 2nd ed., vol. II, ed. Attix, F. H., Roesch, W. C., Academic Press New York San Francisco London.
- 24 - Dutreix, A. (1976) - Film dosimetry. American Association of Physicists in Medicine - Summer School (University of Vermont).

25 - Ambonville, A., Marinello, G. (1979) - Intérêt et limites de la dosimétrie par films dans les faisceaux de cobalt 60. J. Radiol. 60, 11, 701.

26 - Williamson, J. F., Faiz, M. K., Subhash, C. S. (1981) - Film dosimetry of megavoltage photon beams: A practical method of iso-density-to-isodose curve conversion. Med. Phys. 8, 94.

27 - Karzmark, C. J. (1984) - Advances in linear accelerator design for radiotherapy. Med. Phys. 11, 105.

28 - Fowler, J. F. (1957) - Absorbed Dose Near Bone: A Conductivity Method of Measurement. Brit. J. Radiol. 39, 211.

29 - Seltzer, S. M., Berger, M. J. (1982) - Evaluation of the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons. Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33, 1189.

30 - Hubbell, J. H. (1982) - Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients from 1 KeV to 20 MeV. Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33, 1269.

31 - Task Group 21, Radiation Therapy Committee, American Association of Physicists in Medicine (1983)- A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. Med. Phys. 10, 741.

32 - Frere, A. F. (1982) - Investigações de qualidade de imagens radiológicas com um sistema dosimétrico computadorizado. Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos- Departamento de Ciências dos Materiais- Universidade Es-

tadual de São Paulo.

33 - De Simone, C. A. (1983) - Refinamento de estruturas cristalinas por difração de raios-X pelo método de mínimos quadrados utilizando dados de amostras policristalinas . Tese de Mestrado apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos- Departamento de Física e Ciência dos Materiais -Universidade Estadual de São Paulo.

34 - Werner, B. L., Indra, J. D., Faiz, M. K. and Meigooni, A. S. (1987)- Dose perturbation at interfaces in photon beams. Med. Phys. 14, 585.

35 - Tabata, T. (1957) - Backscattering of electrons from 3.2 to 14 MeV . Phys. Rev. 162, 336.