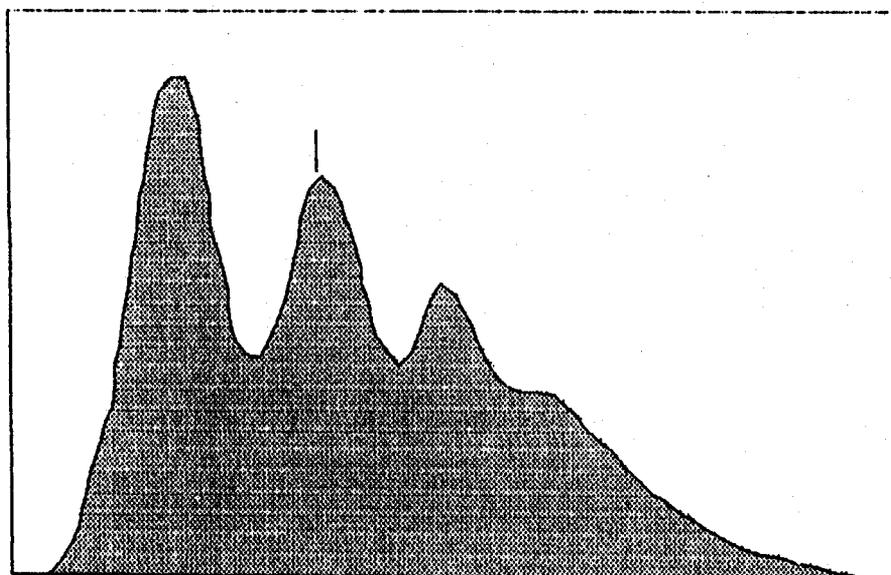


# EFEITOS DE RADIAÇÕES NUCLEARES

EM

## FIBRAS ÓPTICAS CINTILANTES DE PLÁSTICO

Luis Peralta



CL = CH # 32  
COUNTS 1349

FROM CH # 2 TO CH # 400

PSET (L) 300  
ELAP (L) 153

**Efeitos de Radiações Nucleares**  
**em**  
**Fibras Ópticas Cintilantes de Plástico**

Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta

Tese de Mestrado apresentada à

Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

Faculdade de Ciências de Lisboa

1987

## Índice

1.	Introdução	4
2.	Propagação de ondas luminosas em fibras ópticas	7
2.1	Introdução	7
2.2	Equações de propagação da luz em fibras ópticas	10
2.3	A aproximação da óptica geométrica	17
2.4	Mecanismos de atenuação e distorsão do sinal propagado em fibras ópticas	18
2.4.1.	Absorção da luz devida a impurezas ou defeitos	18
2.4.2.	Difusão de Rayleigh	19
2.4.3.	Perdas radiativas	20
2.4.4.	Distorsão do sinal propagado numa fibra óptica	21
2.4.5.	Dispersão intramodal	20
2.4.6.	Dispersão intermodal	24
3.	Montagem experimental	25
3.1	Parâmetros a medir e filosofia geral	25
3.2	Dispositivo montado	27
3.3	Dispositivos electrónicos	29
3.4	Processamento dos dados	31
3.5	Características físicas e químicas das fibras testadas	32
3.6	Características da fonte $B^+$	34
4.	Tratamento dos dados experimentais	35
4.1	Calculo do numero médio de fotoelectrões	35
4.2	Contagens de fundo	41

4.3	Forma do espectro de ruído	43
4.4	Determinação da percentagem de ruído	44
4.5	Correcção do valor médio de fotoelectrões	45
4.6	Determinação da distribuição de probabilidades $P_n$	46
5.	Efeitos de radiações nucleares em fibras ópticas cintilantes de plástico	51
5.1	Comprimento de atenuação de uma fibra óptica	51
5.2	Fibras irradiadas com neutrões e gamas no RPI	54
5.2.1	Características das fibras irradiadas	54
5.2.2	Condições de irradiação das fibras	55
5.2.3	Doses de radiação a que foram submetidas as fibras ópticas cintilantes	57
5.2.4	Resultados da irradiação no RPI	57
5.2.5	Análise dos resultados	61
5.2.6	Recuperação dos danos de radiação	64
5.3	Fibras irradiadas com radiação gamas	65
5.3.1	Irradiação das fibras	65
5.3.2	Resultados da irradiação com radiação gama	65
6.	O calorímetro electromagnético de NA38	71
6.1	Descrição do calorímetro	71
6.2	Envelhecimento dos módulos do calorímetro	72
7.	Conclusões	75
	Bibliografia	77
	Agradecimentos	79

Para o conseguir é necessário que a razão existente entre o volume de absorvedor e o volume de cintilador apresente um determinado valor ("tuning" do calorímetro) [Wig]. A utilização de fibras ópticas cintilantes além de permitir uma fácil obtenção desse valor óptimo, permite igualmente a construção de calorímetros que dispõem de uma fina granularidade visto que a cada fotomultiplicador se pode ligar o número de fibras "que se quiser". Este tipo de calorímetros hadrónicos encontram-se presentemente ainda em fase de estudo tendo sido recentemente apresentada uma proposta para a construção do primeiro calorímetro deste género [Jen].

O facto das fibras poderem ser dispostas longitudinalmente em relação ao feixe, permite minimizar o espaço morto ocupado pelo calorímetro, podendo com este esquema ser dispensado o uso de guias de luz adicionais, que no caso dos calorímetros do tipo sanduiche, representam uma fracção importante do volume total. Esta facilidade apresentada pelos calorímetros de fibras é de importância crucial em anéis de colisão onde se pretende que os detectores tanto quanto possível cubram um ângulo sólido de  $4\pi$ .

As fibras ópticas cintilantes têm sido recentemente utilizadas em detectores de traço ("tracking detectors") [Atk], tendo sido construído um detector de traços usando fibras ópticas de vidro (GS1 dopado com  $Ce^{3+}$ ) que apresenta uma resolução de 20  $\mu m$  na medição da posição da partícula que deixou o traço. UA2 construiu igualmente um detector de traço (Scintillating Fibre Detector) mas usando como elemento cintilante fibras ópticas de plástico [Ua2]. As fibras ópticas podem igualmente ser usadas como alvos activos, quando cintilantes ou ainda, apenas como conversores de comprimento de onda ("wave-length shifters") [Loe],[Bin].

Em qualquer das aplicações das fibras ópticas cintilantes, acima mencionadas, os detectores vão estar submetidos a elevadas doses de radiação, daí a necessidade de dedicarmos especial atenção aos efeitos que as radiações nucleares (neutrões, gamas e outros) produzem sobre as fibras ópticas cintilantes .

Este estudo tem em vista um melhor conhecimento da capacidade de resistência das fibras ópticas cintilantes de plástico a neutrões e radiação gama, tendo em atenção que certos dispositivos construídos com fibras ópticas de plástico (calorímetros por ex.) são submetidos a elevadas doses (~Mrad) de radiação.

Como exemplo ilustrativo de aplicação apresentaremos o caso do calorímetro electromagnético da experiência NA38/CERN, construído com fibras idênticas às que são estudadas neste trabalho, e onde a dose de radiação recebida durante o funcionamento deste, provocou o envelhecimento (deterioração) dos módulos que o constituem.

## 1. Introdução

Nos últimos anos tem-se vindo a verificar um crescente interesse pela utilização de fibras ópticas, tanto de vidro como de plástico, em vários dispositivos de detecção de partículas.

As fibras ópticas cintilantes de plástico podem em muitos casos substituir com vantagem os cintiladores clássicos de plástico. Assim, além da rapidez do sinal em tempo (com larguras da ordem dos poucos nanosegundos) e da amplitude deste ser directamente proporcional à energia depositada, apresentam menores dimensões transversais, o que permite construir hodoscópios de fina granularidade ou calorímetros de amostragem com melhor resolução espacial e em energia ([Bur1],[All],[Per])

A utilização de fibras ópticas cintilantes no desenvolvimento de calorímetros tem conhecido um crescente interesse. Estes dispositivos têm vindo a ganhar uma importância cada vez maior em Física de Altas Energias, dado que entre outras propriedades é um instrumento extremamente compacto. Um calorímetro com alguns centímetros de comprimento pode conter totalmente a cascata devida, por exemplo, a um electrão de alguns GeV, aumentando as suas dimensões longitudinais apenas com o logaritmo da energia da partícula incidente. Outra das suas características atraentes é que a resolução em energia melhora com a energia ( $\sigma_E/E \sim 1/\sqrt{E}$ ) dado que o seu funcionamento se baseia em processos estatísticos.

Têm sido construídos calorímetros electromagnéticos em que fibras ópticas cintilantes são embebidas em metal de Wood† [Blu], formando um bloco compacto, ou então camadas de fibras são alternadas com folhas de chumbo, conseguindo-se resoluções da ordem de  $\sigma_E/E=0.08/\sqrt{E}$  [Bur2].

No caso de calorímetros hadrónicos, em geral a melhor resolução é conseguida quando a chamada razão  $e/h$  (razão entre a energia depositada por electrões ou gamas secundários e a energia depositada por hadrões) é igual a 1,0.

---

† O metal de Wood é uma liga de Bi-Pb-Sn-Cd que tem o ponto de fusão a 65 °C e densidade  $\rho=9,75 \text{ g/cm}^3$ .

## 2. Propagação de ondas luminosas em fibras ópticas

### 2.1 Introdução

Uma fibra óptica é um sistema constituído em geral por um corpo central cilíndrico, transparente e dieléctrico de índice de refração  $n_1$  (núcleo) sendo revestido por uma segunda camada de material dieléctrico de índice de refração  $n_2$  (bainha), sendo  $n_1 > n_2$ .

Dado que por definição o índice de refração é  $n=c/v$ , sendo  $c$  a velocidade de propagação da luz no vácuo e  $v$  a velocidade da luz no meio que atravessa, poderíamos utilizar o ar como bainha pois o índice de refração de um meio material é sempre maior que 1 ( $v < c$ ). No entanto a utilização de uma bainha de um material que não seja o ar cumpre vários objectivos. Em primeiro lugar protege o núcleo contra possíveis contaminações químicas, torna a superfície de separação entre os dois meios mais homogénea, e acrescenta robustez à fibra. Por outro lado torna a condução da luz na fibra independente do meio exterior em que esta se encontra, permitindo além disso a associação de um conjunto de fibras num cabo óptico.

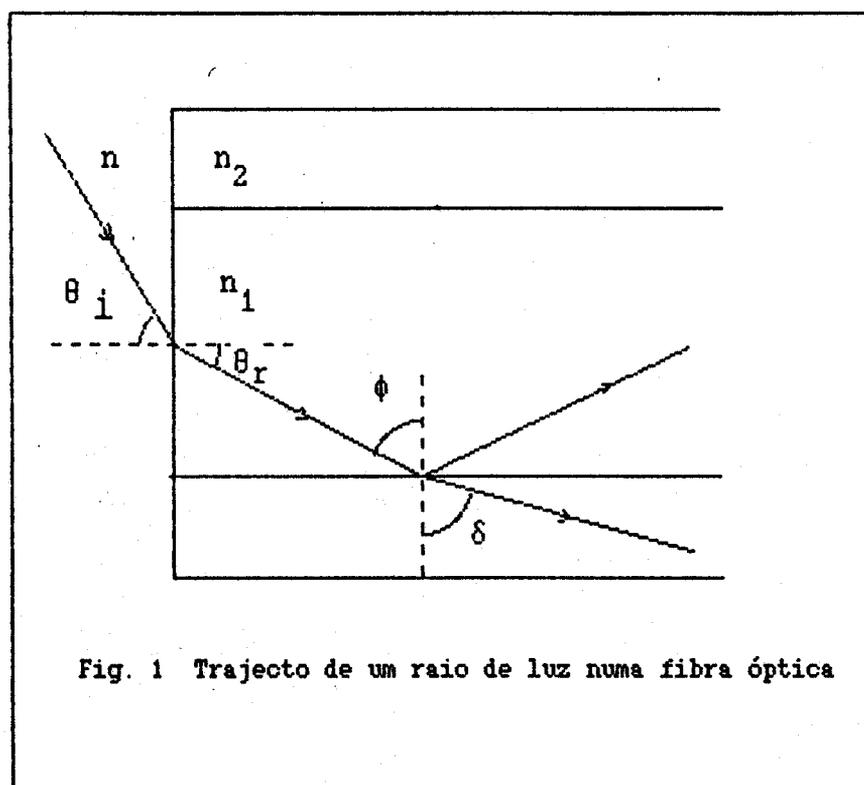
Em geral as dimensões da fibra óptica estão compreendidas entre 100 $\mu$ m e 1 a 2mm de diâmetro total, sendo o vidro ou os plásticos os materiais mais usados.

O principio básico de funcionamento da fibra óptica pode ser explicado recorrendo à lei de Snell para a refração da luz :

$$n_1 \sin \phi = n_2 \sin \delta \quad (2.1)$$

em que  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração dos materiais de que são constituídos os meios em que se refracta a luz e  $\phi$  e  $\delta$  os ângulos de incidência e refração respectivamente (fig.1).

No caso em que  $n_1 > n_2$  então  $\phi < \delta$  pelo que existe um ângulo crítico  $\phi = \phi_c$  para o qual se tem  $\delta = 90^\circ$ . O ângulo crítico tem então o valor  $\phi_c = \arcsin(n_2/n_1)$ . Para ângulos de incidência que verifiquem a relação  $\phi_1 > \phi_c$  não existe raio refractado mas verifica-se uma reflexão total do raio incidente. Assim para ângulos de incidência maiores que o ângulo crítico, o raio luminoso é impedido de sair da fibra, sendo guiado ao longo desta.



Convém conhecer também qual é o ângulo de incidência máxima que um raio de luz pode ter ao entrar na fibra óptica para que possa dentro desta sofrer reflexão total.

Assim da fig.1 tem-se que para  $\phi$  igual ao ângulo crítico  $\phi_c$

$$n_1 \sin \phi_c = n_2$$

ou

$$\sin\phi_c = n_2/n_1 \quad (2.2)$$

e por outro lado tem-se para o maior ângulo de entrada possível

$$\theta_1 = \theta_0$$

$$n \sin\theta_0 = n_1 \sin\theta_r = n_1 \cos\phi_c$$

mas dado que

$$\cos\phi_c = (1 - \sin^2(\phi_c))^{1/2}$$

vem que

$$n \sin\theta_0 = n_1 ((n_1^2 - n_2^2) / n_1^2)^{1/2} \quad (2.3)$$

Definindo abertura numérica N.A. como sendo

$$N.A. = n \sin\theta_0 \quad (2.4a)$$

obtemos finalmente:

$$N.A. = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.4b)$$

Para ângulos de incidência superiores a  $\theta_0$  o raio não sofrerá reflexão total interna na fibra, sendo rapidamente atenuado, pois a cada reflexão uma parte da energia perde-se para a bainha (havendo no entanto uma pequena parte desta energia que ainda é recuperada, sendo conduzida ao longo da bainha).

## 2.2 Equações de propagação da luz em fibras ópticas

Um tratamento exacto da propagação de luz ao longo de uma fibra óptica requer que se resolvam as equações de Maxwell para o problema em questão. Vamos aqui seguir apenas os passos principais dessa resolução, podendo um tratamento mais completo ser obtido em textos da especialidade [Kei],[Jac].

Assumindo que a fibra óptica é constituída por um material dieléctrico, isotrópico (a menos das condições fronteira), linear e que não existem cargas eléctricas livres as equações de Maxwell tomam a forma :

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.5b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.5c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5d)$$

e  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  e  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , sendo  $\epsilon$  a constante dieléctrica e  $\mu$  a permeabilidade do meio. A partir destas equações é fácil obter as equações de propagação

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.6a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.6b)$$

Considerando a fibra óptica como sendo cilíndrica, e que as ondas electromagnéticas se propagam ao longo do eixo de simetria da fibra ( eixo dos  $zz$  ), podemos propôr a seguinte forma para os campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  escritos em coordenadas cilíndricas ( $r, z, \phi$ ):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.7a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.7b)$$

em que  $\beta$  é a projecção do vector de propagação  $\mathbf{K}$  ( $k=2\pi n/\lambda$  sendo  $\lambda$  o comprimento de onda da luz no vazio ) segundo o eixo dos  $zz$  (fig. 2) .

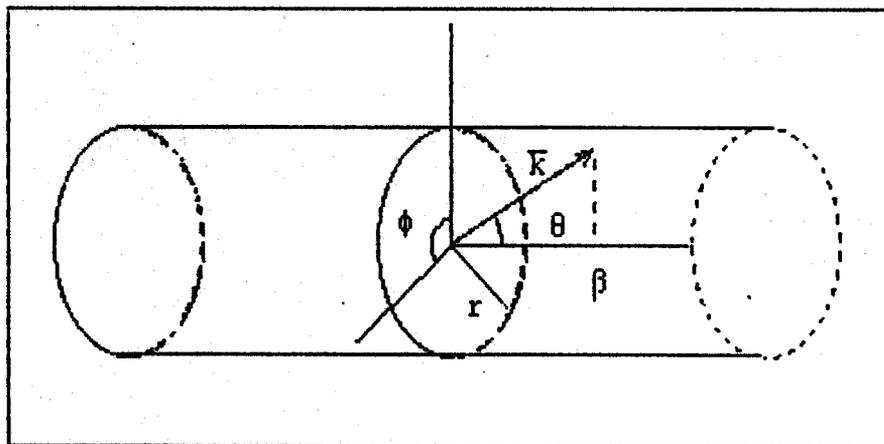


Fig. 2 Fibra óptica cilíndrica

Se substituirmos esta expressão nas equações (2.5a) e (2.5b) vamos obter o seguinte conjunto de equações para as componentes de  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  em coordenadas cilíndricas :

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + ir\beta E_\phi \right) = -i\omega\mu H_r \quad (2.8a)$$

$$i\beta E_r + \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega\mu H_\phi \quad (2.8b)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) - \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right) = -i\omega\mu H_z \quad (2.8c)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + ir\beta H_\phi \right) = i\omega\epsilon E_r \quad (2.9a)$$

$$i\beta H_r + \frac{\partial H_z}{\partial r} = -i\omega\epsilon E_\phi \quad (2.9b)$$

$$\frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) - \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right) = i\omega\epsilon E_z \quad (2.9c)$$

Por eliminação de variáveis estas equações podem reescrever-se como:

$$E_r = -\frac{i}{q^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega\mu}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (2.10a)$$

$$E_\phi = -\frac{i}{q^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (2.10b)$$

$$H_r = - \frac{i}{q^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \epsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (2.10c)$$

$$H_\phi = - \frac{i}{q^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (2.10d)$$

em que  $q^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2 = k^2 - \beta^2$ .

Assim uma vez conhecidas as componentes  $E_z$  e  $H_z$  é imediata a determinação das outras componentes.

Para determinarmos  $E_z$  e  $H_z$  vamos substituir as equações (2.10c) e (2.10d) em (2.9c) e as equações (2.10a) e (2.10b) em (2.8c) obtendo respectivamente:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + q^2 E_z = 0 \quad (2.11a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + q^2 H_z = 0 \quad (2.11b)$$

Vamos sumariamente analisar as soluções que podem ser obtidas para o caso em que a fibra é constituída por um núcleo de índice de refração  $n_1$  e uma bainha de índice de refração  $n_2$ .

Neste caso dizemos que o índice de refração da fibra varia em degrau ("step-index fiber" . fig. 3).

Para tornamos o problema matematicamente mais fácil vamos admitir que o núcleo tem um raio  $a$  e a bainha tem uma extensão transversal infinita .

Comecemos por admitir que as soluções das equações (2.11a) e (2.11b) se podem genericamente escrever como:

$$E_z = A F_1(r) F_2(\phi) e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$H_z = B F_1(r) F_2(\phi) e^{i(\omega t - \beta z)}$$

admitindo portanto uma separação de variáveis .

Dado que o problema apresenta uma simetria cilíndrica quando a variável  $\phi$  aumenta de  $2\pi$  os campos não devem sofrer alteração, pelo que é assumida a seguinte forma periódica para  $F_2(\phi)$  :

$$F_2(\phi) = e^{i\nu\phi}$$

em que  $\nu$  tem que ser inteiro, pois  $\phi$  tem período  $2\pi$  .

Substituindo então  $E_z = A F_1(r) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)}$  em (2.11a) obtemos :

$$\frac{\partial^2 F_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_1}{\partial r} + \left( q^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) F_1 = 0 \quad (2.12)$$

equação que tem como solução as funções de Bessel.

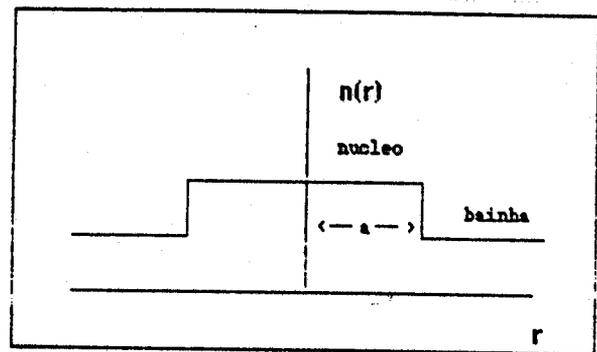


Fig. 3 Step-index fibre

Tendo em vista que estamos interessados em soluções que sejam ondas guiadas dentro do núcleo da fibra, vamos exigir que dentro deste essas soluções permaneçam finitas quando  $r \rightarrow 0$ , enquanto que exigimos que as soluções na bainha tendam para zero quando  $r \rightarrow \infty$

Assim para  $r < a$  as soluções são as funções de Bessel de 1ª espécie, de ordem  $\nu$ ,  $J_\nu(ur)$  em que  $u^2 = k_1^2 - \beta^2$  e  $k_1 = 2\pi n_1/\lambda$ .

Para  $r > a$  as soluções são as funções de Bessel de 2ª espécie  $K_\nu(wr)$ , em que  $w^2 = \beta^2 - k_2^2$  e  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$

As soluções para  $E_z$  e  $H_z$  podem então escrever-se como:

$$E_z(r < a) = A J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.13a)$$

$$H_z(r < a) = B J_\nu(ur) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.13b)$$

$$E_z(r > a) = a K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.13c)$$

$$H_z(r > a) = a K_\nu(wr) e^{i\nu\phi} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.13d)$$

Assimptoticamente as funções  $K_\nu(wr)$  comportam-se com  $e^{-wr}$ .

Desta forma para que  $K_\nu(wr) \rightarrow 0$  quando  $r \rightarrow \infty$  tem que ser  $w > 0$ . Então dado que  $w^2 = \beta^2 - k_2^2$  concluímos que  $\beta > k_2$ , o que representa uma condição de corte.

Do comportamento da função  $J_\nu(ur)$  pode igualmente tirar-se outra condição de corte. Dado que  $u$  tem que ser real para que  $J_\nu(ur)$  também o seja, então de  $u^2 = k_1^2 - \beta^2$  tira-se que  $k_1 \geq \beta$ . Portanto o intervalo de valores permitido para  $\beta$  é:  $k_2 < \beta \leq k_1$ .

A imposição das condições fronteira vai determinar que apenas um conjunto discreto de valores é permitido a  $\beta$ . A cada valor de  $\beta$  corresponde um modo de propagação na fibra. O cálculo desses valores, que não efectuaremos aqui, envolve a resolução de uma equação transcendental que no caso mais geral apenas pode ser resolvida recorrendo a métodos numéricos.

O numero de modos guiados na fibra óptica é aproximadamente dado por [Kei] :

$$N = \frac{v^2}{2} \quad (2.14)$$

em que  $V$  é a chamada frequência normalizada

$$V = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (2.15)$$

sendo  $a$  o raio do núcleo da fibra óptica .

É de notar que como dissemos, este é o numero de modos guiados, ou seja aqueles que se encontram confinados ao nucleo, existindo no entanto modos de propagação em que parte da energia é transportada na bainha.

### 2.3 A aproximação da óptica geométrica

No caso em que o comprimento de onda da luz que se propaga na fibra é pequeno comparado com as dimensões do diâmetro do núcleo desta, podemos utilizar os métodos da óptica geométrica para descrever os fenómenos de propagação ao longo da fibra.

Esta aproximação tem a vantagem de permitir uma interpretação mais directa do fenómeno de propagação na fibra.

No entanto a aproximação da óptica geométrica não consegue descrever completamente os fenómenos observados. Assim de acordo com a óptica geométrica todos os raios cujo o ângulo de incidência seja superior ao ângulo crítico são guiados o que não é correcto. Uma vez que a dependencia do campo electromagnético em  $z$ , dentro da fibra é do tipo  $e^{i\beta z}$ , significa que ao fim de um comprimento  $2\pi/\beta$  as propriedades da onda se repetem.

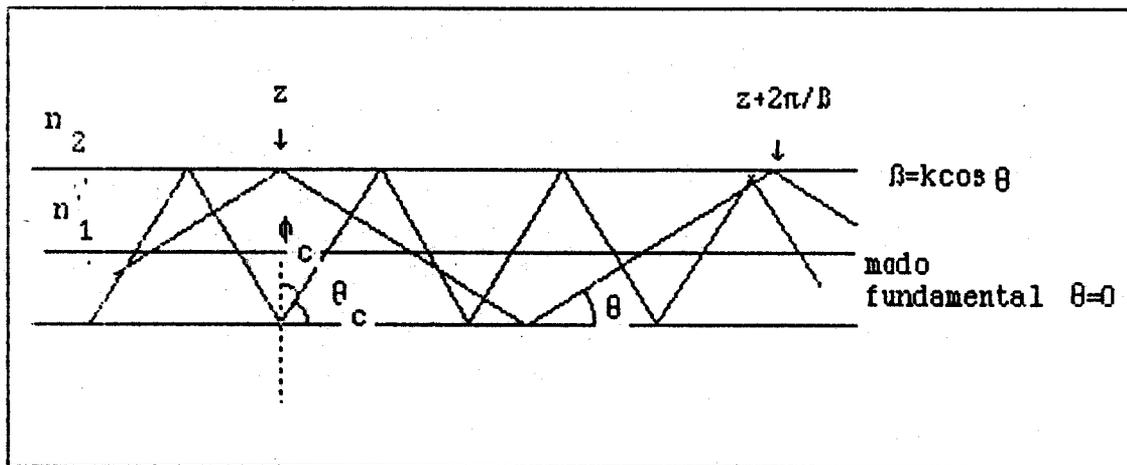


Fig.4 Modos de propagação numa fibra óptica. Quando  $\theta=0$  temos o modo de propagação fundamental, enquanto que para  $\theta=\theta_c$  (ângulo crítico) temos o modo de ordem mais alta.

Portanto os pontos  $z$  e  $z+2\pi/\beta$  da fig. 4 têm de se encontrar em fase. Ora dado um feixe de luz monocromática de comprimento de onda  $\lambda$  e constante de propagação  $k$ , esta condição apenas é verificada para alguns valores de  $\beta$ . Dado que  $\beta = k \cos\theta$ , significa portanto que apenas alguns ângulos  $\theta$  são permitidos (correspondendo a cada um um modo de propagação- fig. 4).

## 2.4 Mecanismos de atenuação e distorsão do sinal propagado em fibras ópticas

De um modo geral todas as fibras ópticas atenuam o sinal luminoso que nelas se propaga. Vamos aqui fazer uma breve referência aos processos físicos envolvidos na atenuação da luz nas fibras ópticas, bem como das causas da distorsão do sinal por elas propagado.

### 2.4.1. Absorção da luz devida a impurezas ou defeitos

Um dos processos que mais contribuem para a absorção da luz numa fibra óptica é a presença de impurezas no material de que é constituída a fibra. São particularmente importantes as impurezas de metais de transição bem como de iões  $\text{OH}^-$ . Basta que estas impurezas se encontrem numa proporção de uma parte por bilião para causarem atenuações de 1 a 10 dB/km .

De facto grande parte dos esforços de desenvolvimento de fibras ópticas têm-se dirigido para tentativas de purificação dos materiais de que são fabricadas .

No entanto existe um limite inferior para o valor da absorção da luz numa fibra, e que é imposto pela absorção intrínseca do material. Esta absorção é devida à absorção electrónica na zona do ultravioleta e a excitação de níveis vibracionais na zona do infravermelho.

Os defeitos de estrutura atómica no condutor de luz, bem como a ausência de moléculas em certos pontos ou a aglomeração de grupos de átomos ("clusters") em outros, constituem igualmente causas de atenuação do sinal propagado. Estas causas podem tornar-se muito importantes em fibras que tenham sido submetidas a elevadas doses de radiações nucleares.

#### 2.4.2. Difusão de Rayleigh

A difusão de Rayleigh é devida a variações no índice de refração à escala microscópica (i.e. para comprimentos menores que o comprimento de onda do sinal luminoso em questão). Estas flutuações devem-se essencialmente a variações de densidade, composição e defeitos de estrutura ocorridos durante o processo de fabrico das fibras.

Este tipo de difusão é responsável por uma grande parte da contribuição para atenuação da luz em fibras de alta qualidade.

Dado que o coeficiente de atenuação de Rayleigh é proporcional a  $\lambda^{-4}$ , a atenuação devida a este processo torna-se rapidamente pouco importante quando o comprimento de onda da luz aumenta, o que torna atractivo deste ponto de vista a transmissão de sinais de grande comprimento de onda (infravermelho).

### 2.4.3. Perdas radiativas

Quando uma fibra óptica apresenta um raio de curvatura finito numa determinada extensão, surgem perdas por efeitos radiativos. Essas perdas aumentam exponencialmente com a curvatura.

Qualitativamente podemos explicar o fenómeno da seguinte forma: Os modos de propagação guiados têm uma parte da onda que se propaga na bainha (e que decresce exponencialmente com a distância ao núcleo da fibra). Quando se diminui o raio de curvatura a velocidade com que se propaga esta parte da onda (do lado em que o raio é maior) tem que ser maior para se manter em fase com a parte que se propaga na região central da fibra. A partir de um certo valor do raio de curvatura a velocidade com que parte da cauda da onda teria que se propagar seria maior que a velocidade da luz no vázio, pelo que parte da energia é irradiada. Dado que os modos de propagação de ordem mais alta são os que se encontram menos ligados ao núcleo (maiores caudas a propagarem-se na bainha) são os primeiros a irradiarem a sua energia para o exterior, extinguindo-se. Desta forma uma fibra curva apresenta um menor número de modos de propagação.

O raio a partir do qual as perdas começam a ser importantes depende obviamente da fibra em questão, mas por exemplo uma fibra de vidro de diâmetro da ordem dos 0,1 mm pode apresentar um raio de curvatura de 40 mm sem sofrer perdas sensíveis por radiação [Ple].

As perdas por radiação podem ainda surgir quando a fibra apresenta um conjunto de microcurvaturas aleatoriamente distribuídas. Estas microcurvas são mudanças aleatórias na curvatura da fibra e podem surgir durante o processo de fabricação ou através da manipulação subsequente da fibra.

#### 2.4.4. Distorsão do sinal propagado numa fibra óptica

Um sinal luminoso ao percorrer uma fibra óptica sofre distorsões que podem conduzir, por exemplo ao alargamento do sinal fazendo com que exista sobreposição de dois sinais que viajem suficientemente próximos.

Os efeitos da distorsão podem ser explicados em termos da velocidade de grupo de cada um dos modos de propagação guiados, e que basicamente podem ser divididos em duas categorias: a dispersão intramodal, que resulta da dependência da velocidade de grupo no comprimento de onda da luz, e a dispersão intermodal que é resultado dos diferentes modos terem diferentes velocidades.

#### 2.4.5. Dispersão intramodal

Em geral uma fonte de luz possui um determinado espectro de emissão com uma certa largura. Vejamos então qual é o atraso que o condutor óptico introduz em cada uma das componentes do espectro.

Designemos por  $T_g$  o tempo que uma determinada componente do espectro leva para percorrer um comprimento  $L$  segundo a direcção do eixo da fibra. Então neste caso a velocidade de grupo (segundo a direcção do eixo da fibra) será dada por :

$$V_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (2.16)$$

ou tomando o módulo do vector de propagação da onda no vázio

$$k = 2\pi/\lambda = \omega/c :$$

$$v_g = c \left( \frac{dk}{d\beta} \right) \quad (2.17)$$

então o valor de  $T_g$  é dado por

$$T_g = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk} = -L \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (2.18)$$

Supondo que a largura espectral da fonte é pequena e igual a  $\Delta\lambda$  então o atraso total introduzido entre as componentes que se encontram a  $\Delta\lambda/2$  da frequência central  $\lambda_0$  é dado aproximadamente por:

$$\Delta T = \frac{dT_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (2.19)$$

ou seja

$$\Delta T = - \frac{L \Delta\lambda}{2\pi c} \left( 2\lambda \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right) \quad (2.20)$$

A grandeza

$$D = \frac{1}{L} \frac{dT_g}{d\lambda} \quad (2.21)$$

é designada por dispersão e define o alargamento do sinal como função do comprimento de onda.

Em muitas aplicações a dispersão é essencialmente devida ao facto do índice de refração não ser uma função linear do comprimento de onda. Este é portanto um efeito que é introduzido pelo material que constitui o guia de ondas.

Consideremos então que num material dieléctrico de índice de refração  $n(\lambda)$  em que se propaga uma onda plana de constante de propagação

$$\beta = \frac{2\pi n(\lambda)}{\lambda} \quad (2.22)$$

(esta situação é equivalente a estar-se a considerar o modo de propagação fundamental na fibra óptica).

Substituindo a expressão de  $\beta$  em (2.18) obtemos para o tempo de atraso devido à dispersão do material

$$T_m = \frac{L}{c} \left( n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (2.23)$$

Usando agora esta expressão podemos calcular qual é o alargamento  $\Delta T_m$  introduzido no sinal

$$\Delta T_m = \frac{dT_m}{d\lambda} \Delta\lambda = - \frac{L}{c} \lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \quad (2.24)$$

Verificamos que como foi dito, este alargamento é devido ao facto do índice de refração não depender linearmente do comprimento de onda, pois  $\Delta T_m$  depende exclusivamente da 2ª derivada de  $n(\lambda)$ . Dado que este tipo de tipo de dispersão é proporcional à largura espectral da fonte luminosa, pode ser reduzida usando fontes com larguras espectrais reduzidas (por ex. laser).

## 2.4.6. Dispersão intermodal

Como foi referido, mesmo para uma fonte monocromática continua a subsistir um alargamento do sinal, pois os vários modos guiados possuem velocidades diferentes.

Usando a aproximação geométrica facilmente se explica a existência desta dispersão. Se analisarmos a fig.4 verificamos que enquanto o modo fundamental se propaga em linha recta não sofrendo reflexões, um outro modo de propagação sofrerá múltiplas reflexões, percorrendo portanto um espaço maior. Dado que o módulo da velocidade de propagação dentro da fibra é para todos os modos igual a  $c/n_1$ , quanto maior for o caminho percorrido maior será o atraso em relação ao modo fundamental.

Vejamos então qual é a diferença entre o tempo que o modo fundamental leva para percorrer uma distância  $L$  segundo o eixo da fibra, e o tempo gasto pelo modo de ordem mais alta ( para o qual  $\theta \approx \theta_c$  )

A partir da fig.4 verificamos que

$$\sin\phi_c = \cos\theta_c = \frac{n_2}{n_1}$$

Temos pois

$$T_{\min} = Ln_1/c$$

e

$$T_{\max} = L'n_1/c = Ln_1/(\cos\theta_c \cdot c)$$

donde obtemos para o tempo de atraso

$$\tau = T_{\max} - T_{\min} = \frac{Ln_1}{c} \left( 1 - \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.25)$$

### 3. Montagem experimental

#### 3.1 Parâmetros a medir e filosofia geral

No decorrer desta experiência pretendemos medir essencialmente dois parâmetros: a produção de luz na fibra óptica cintilante (nº de fótons produzidos), e a transmissão da luz ao longo da fibra (medição do comprimento de atenuação), após as fibras serem irradiadas com neutrões e gamas.

As linhas gerais do método são as seguintes: Fazemos incidir sobre um ponto da fibra radiação  $\beta^-$  proveniente de uma fonte radioactiva de  $Sr^{90}$  (à falta de uma fonte de  $e^-$  monoenergéticos), produzindo a ionização dos electrões, luz de cintilação. Os fótons produzidos são conduzidos ao longo da fibra óptica sendo detectados por um fotomultiplicador de grande sensibilidade. O sinal dado pelo fotomultiplicador é posteriormente amplificado e acumulado num analisador multicanal. No multicanal vamos obter o espectro de fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo. A informação sobre o nº de fótons que chega ao fotomultiplicador é retirada do valor médio do nº de fotoelectrões, pelo que é de toda a conveniência a eliminação de todo o ruído de fundo.

Esse ruído de fundo tem essencialmente duas origens: Radiações parasitas, como sejam a radioactividade natural, ou luz ambiente, e ruído gerado no próprio fotomultiplicador devido à agitação termica.

Procuramos resolver o problema da luz ambiente, colocando o conjunto constituído pelos fotomultiplicadores, fibras e fonte  $\beta^-$  numa caixa fechada, e envolvendo toda a caixa com uma cobertura de cor preta.

Quanto ao ruído produzido pelo fotomultiplicador, ele encontra-se sempre presente, mesmo quando não existe sinal luminoso à entrada do fotomultiplicador, sendo constituído por sinais de fraca amplitude (i.e. o número de fotoelectrões libertados pelo fotocátodo devido à agitação termica é da ordem de 1).

A importância destes sinais para a nossa experiência vem do facto de ser baixa a média de fotoelectões (1 a 10) libertados pelo fotocátodo, quando nele incidem sinais luminosos produzido na fibra. Desta forma não podemos utilizar um discriminador que pura e simplesmente corte estes sinais pois estaríamos também a eliminar parte dos sinais que queremos observar. Assim vamos recorrer à técnica de coincidências para procurarmos eliminar os sinais indesejados.

Vamos então fazer passar a partícula  $\beta$  emitida pela fonte de  $\text{Sr}^{90}$  por outras duas fibras de controle, produzindo desta forma sinais simultaneos nas três fibras (as duas de controle - vias 1 e 3- e a fibra que pretendemos medir - via 2). Fazemos coincidências entre os sinais das três vias e usamos esse sinal para abrirmos a porta do multicanal, podendo desta forma eliminar os sinais devidos ao ruído térmico. Um sinal é pois válido quando aparece simultâneamente nas três vias. Devido à disposição das fibras, em que a fibra de teste se encontra entre as fibras de controle, quando existe uma coincidência entre sinais das vias 1 e 3, o sinal da via 2 é um sinal válido ( a menos de um certo nº de coincidências fortuitas). Portanto o nº de coincidências entre as vias de controle (  $C_{13}$  ) dá-nos o nº total de sinais válidos. No entanto ao fazermos a coincidência entre o sinal da via de teste e o sinal saído da coincidência entre as vias de controle, verificamos que o nº de coincidências obtido (  $C_{123}$  ) é menor que  $C_{13}$  .

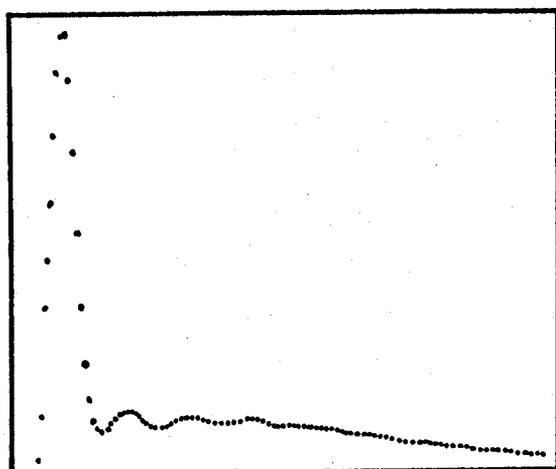


Fig. 5 Espectro de fotoelectrões sem eliminação do ruído

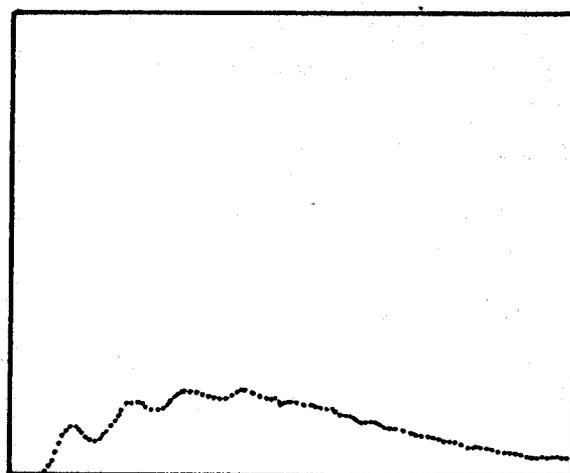


Fig. 6 Espectro de fotoelectrões depois de eliminado o ruído

Isto deve-se ao facto de existir uma probabilidade do sinal luminoso que chega ao fotomultiplicador da via 2 não ser detectado por este (a eficiência do fotomultiplicador é menor que 100%) , bem como existe uma probabilidade de o electrão vindo da fonte de  $Sr^{90}$  não produzir ionização na fibra, não existindo também neste caso sinal na via 2.

Na fig.5 pode ver-se um espectro em que não se eliminou o ruído de fundo utilizando o sistema de coincidências e na fig.6 podemos ver um espectro acumulado nas mesmas condições mas eliminando o ruído .

### 3.2 Dispositivo montado

A fonte  $Sr^{90}$  de  $\beta^-$  encontra-se montada numa base cilíndrica feita de perspex possuindo uma janela giratória com dois furos de diâmetros respectivamente iguais a 1 e 2 mm. Este furos permitem uma colimação do feixe  $\beta^-$  .

Durante a presente experiência usamos o furo de maior diâmetro , a fim de obtermos uma maior taxa de contagens.

As três fibras são dispostas paralelamente numa caixa metálica de face quadrada cerca de 4 cm de lado , e possui uma ranhura por onde passa o feixe  $\beta^-$ . Esta caixa abre-se pelo meio para se poderem dispor as fibras no seu interior.

Dado que a caixa dispõe de sulcos no seu interior, com uma largura quase igual ao diâmetro das fibras, uma vez fechada a caixa estas permanecem paralelas entre si.

Todo este conjunto é montado numa base que permite o correcto alinhamento da fonte  $\beta^-$  com as fibras (ver fig.7 e 8).

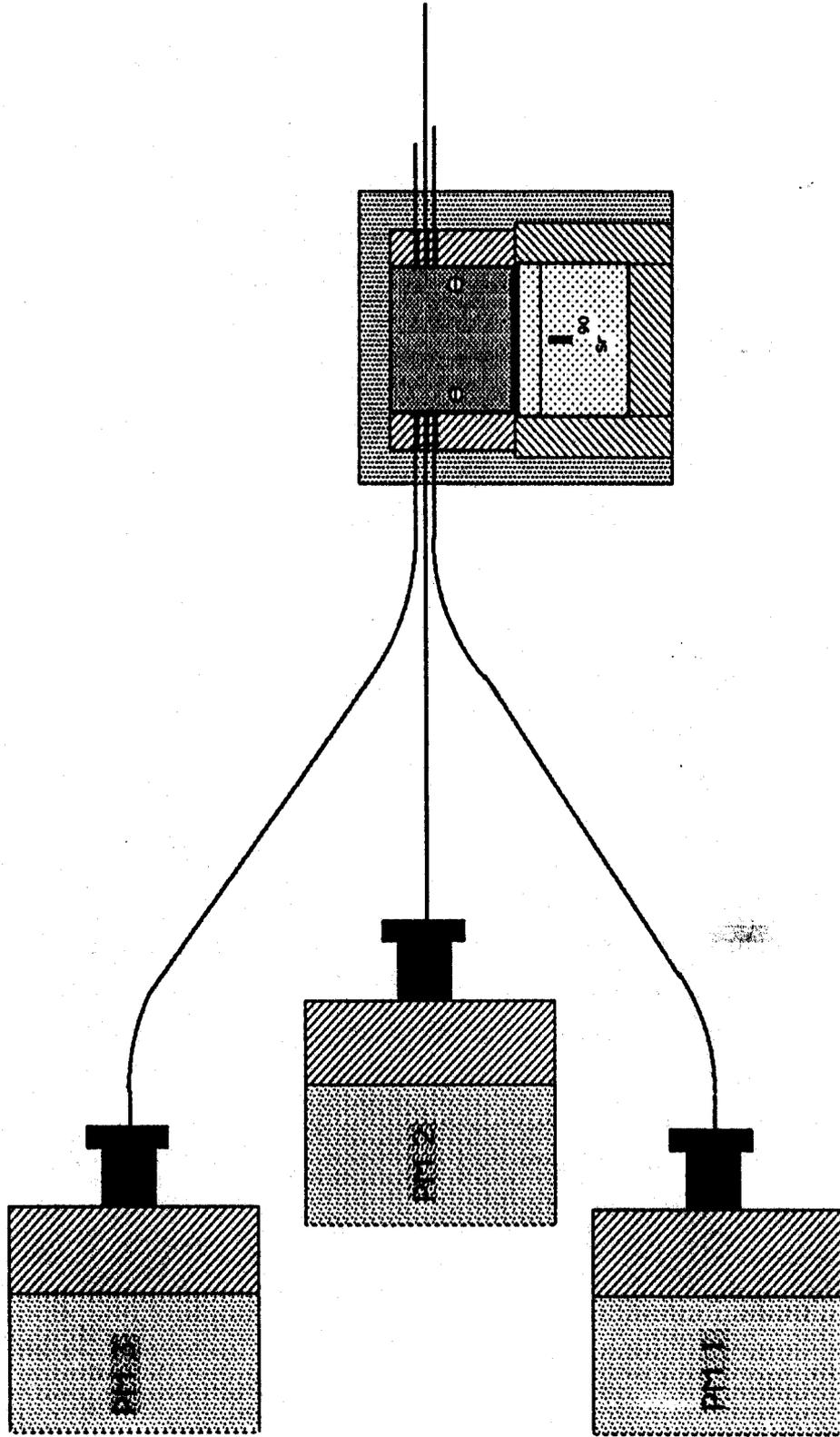


Fig. 7 Esquema da montagem dentro da caixa de testes

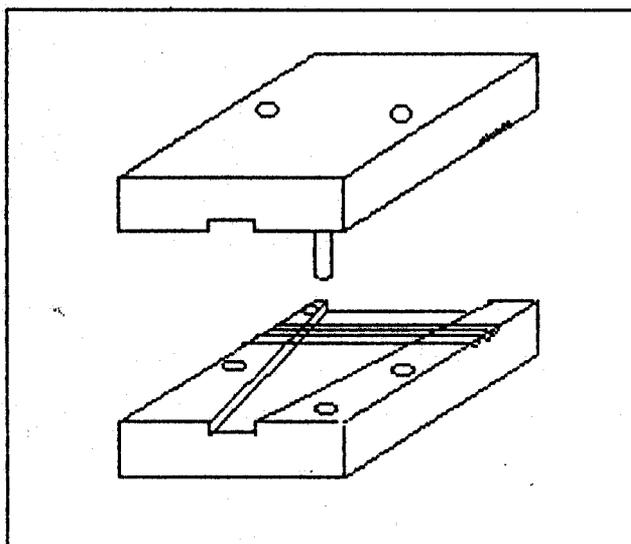


Fig.8 Esquema da caixa metálica onde são presas as fibras

As fibras entram na caixa do fotomultiplicador através de um cilindro de ebonite, sendo as extremidades das fibras encostadas às janelas dos respectivos fotomultiplicadores. Para que as fibras não saiam da posição correcta, o cilindro de ebonite apresenta na sua extremidade uma tampa, também em ebonite, com um "O-ring" no interior, que uma vez apertada evita qualquer movimento da fibra.

### 3.3 Dispositivos electrónicos

A luz de cintilação da fibra de teste é recolhida por um fotomultiplicador RCA 8850, apresentando o sinal de ânodo um tempo de subida ("rise time") de 3 ns e um tempo de descida ("decay time") de 7.5 ns. Nas vias 1 e 3 utilizamos fotomultiplicadores 56AVP.

Os fotomultiplicadores das vias 1 e 3 são alimentados por tensões de 2000 V, enquanto a tensão de funcionamento do fotomultiplicador da via 2 é de 2200 V.

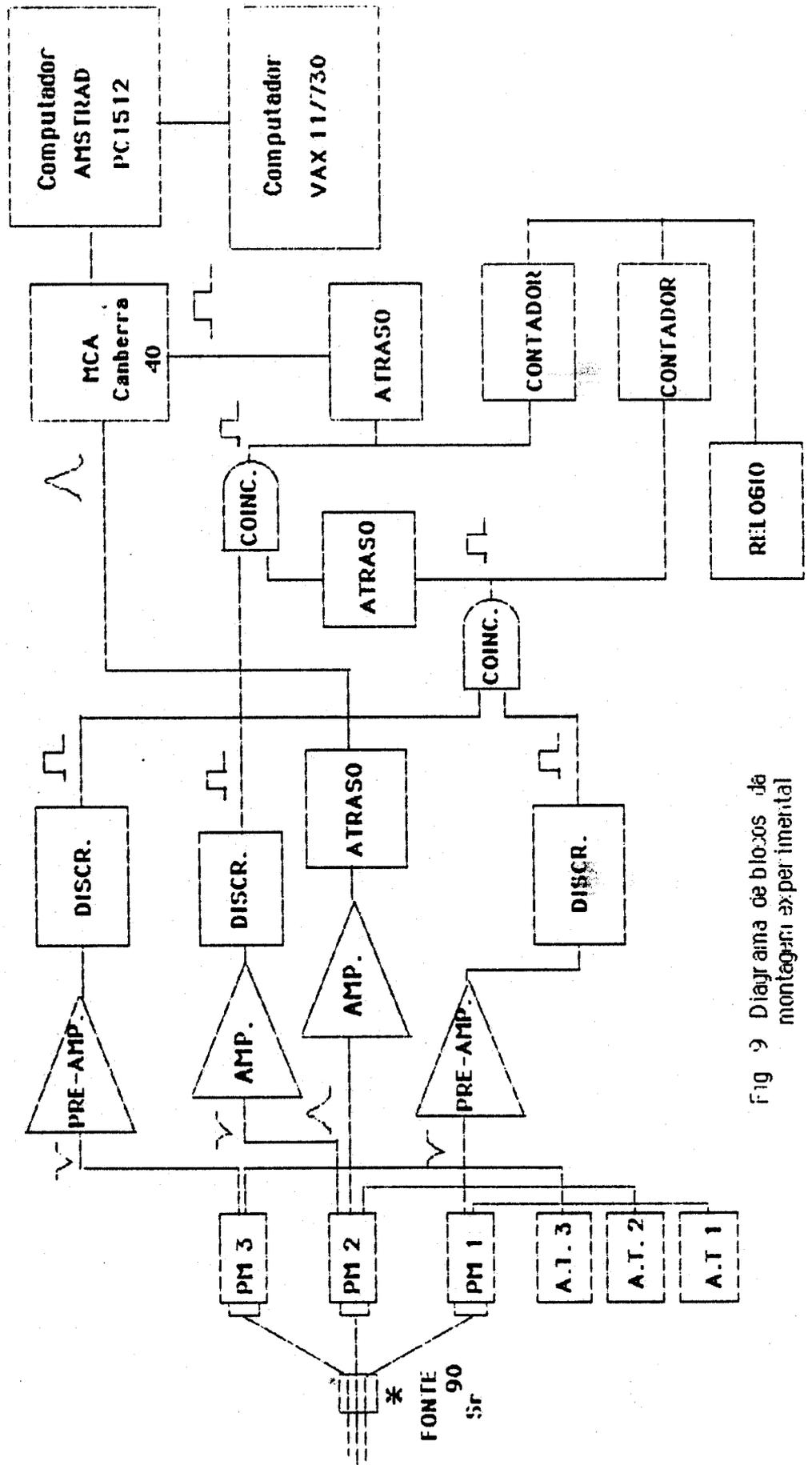


Fig 2 Diagrama de bloxos da montagem experimental

Os sinais de ânodo são discriminados usando unidades de discriminação rápida, obtendo à saída sinais lógicos que vamos usar para introduzir nas unidades de coincidências.

A unidade de coincidências entre a via 1 e 3 ( $C_{13}$ ) tem uma porta regulada para 20 ns enquanto que a unidade que faz as coincidências entre a via 2 e  $C_{13}$  tem uma porta de 50 ns. O sinal desta última unidade passa por um gerador de atrasos e é então usado como sinal de porta do multicanal (ver esquema de blocos na fig. 9 ).

Tanto as coincidências  $C_{13}$  como as  $C_{123}$  são acumuladas em contadores separados, que são comandados por um relógio comum.

O sinal de ânodo da via 2, que contém a informação do número de fotoelectrões libertados pelo fotocátodo é amplificado cerca de 500 vezes e depois de passar por uma unidade de atrasos é convertido pela ADC do multicanal e seguidamente acumulado .

A unidade de atrasos da via 2 permite ajustar o tempo de chegada do sinal desta via com o sinal de porta do multicanal.

O facto de existir igualmente um atraso na via do sinal de porta do multicanal, dadas as características da unidade utilizada, permite-nos, além de um ajuste fino dos tempos de chegada dos sinais, a fixação da largura do sinal de porta em 1  $\mu$ s, que é da ordem de grandeza da largura dos sinais que saem do amplificador da via 2.

### 3.4 Processamento dos dados

Os espectros acumulados no multicanal são transferidos deste para um computador pessoal (Amstrad PC1512 ) sendo gravados em "diskette". Esses dados são posteriormente transferidos para um computador VAX-730, onde são analisados por um programa desenvolvido especialmente para o tratamento do tipo de espectros obtidos. Os resultados, bem como os dados relativos aos espectros, são no final armazenados em banda magnética.

### 3.5 Características físicas e químicas das fibras testadas

As fibras ópticas cintilantes em estudo são constituídas por um núcleo cilíndrico de polistireno de diâmetro igual a 1 mm, e são revestidas por uma bainha de acetato de polivinilo com uma espessura aproximadamente igual a 10  $\mu$ m.

O núcleo é dopado com 1% ou 2% de Butil-PBD e 0,01% de Dimetil-POPOP.

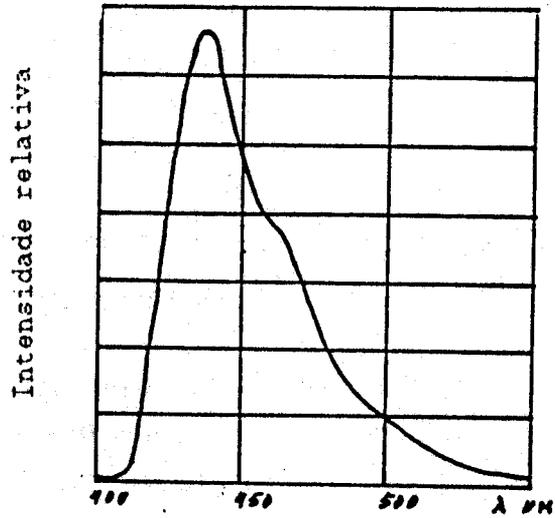
A luz de cintilação emitida pelo Butil-PBD na zona do ultravioleta ( $\lambda \sim 375$  nm) é deslocada para a zona do visível (azul,  $\lambda \sim 430$  nm) pelo Dimetil-POPOP, podendo o espectro de emissão deste último composto ser observado na fig.10.

Os índices de refração do núcleo e da bainha são respectivamente  $n_1=1,59$  e  $n_2=1,46$ , sendo a abertura numérica igual 0,63.

A partir da expressão (2.14) podemos calcular o número de modos de propagação guiados para uma fibra óptica com estas características obtendo  $N \sim 10^7$ . O atraso existente entre o modo fundamental e o modo de ordem mais alta, calculado a partir da expressão (2.25) é da ordem de 0,4 ns por metro. Este alargamento do sinal é bastante pequeno, e não foi detectado nas medições efectuadas em fibras com comprimentos da ordem de 1 m.

O manuseamento destas fibras ópticas de plástico tem que processar-se com bastante cuidado, pois devido à fina espessura da bainha, esta é facilmente danificada. Pela mesma razão procurou-se não colocar nas fibras qualquer tipo de marca (faixas auto-colantes, traços de marcador, etc.), sendo cada fibra depois de medida, guardada num envelope individual.

Antes de podermos medir uma fibra, a extremidade que fica encostada à janela do fotomultiplicador tem que ser polida, a fim de permitir uma boa transmissão da luz da fibra para o fotomultiplicador.



Espectro de emissão

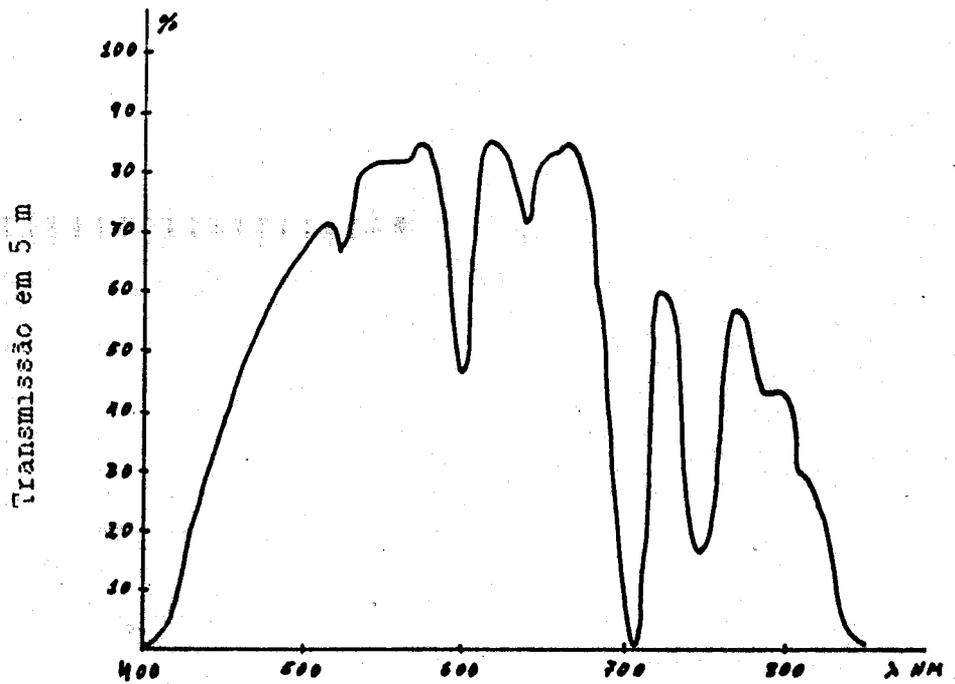


Fig 10 Espectros de emissão e transmissão da fibra optica azul

( FROM: COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE 1/83 SACLAY )

O polimento da extremidade das fibras é feito manualmente, usando-se para o efeito três lixas de grão sucessivamente mais fino.

### 3.6 Características da fonte $\beta^-$

Na presente experiência, a luz de cintilação da fibra óptica é produzida pela passagem de partículas  $\beta^-$  emitidas por uma fonte  $\text{Sr}^{90}$ .

Na fig.11 pode ver-se um diagrama simplificado [Led], do esquema de declínio do  $\text{Sr}^{90}$  e do seu descendente, o  $\text{Y}^{90}$ .

O  $\text{Sr}^{90}$  é uma fonte emissora de partículas  $\beta^-$  com energias que podem atingir os valores máximos de 0,546 Mev e 2,27 Mev, conforme provêm do declínio do  $\text{Sr}^{90}$  ou do declínio do  $\text{Y}^{90}$  respectivamente.

A actividade da fonte é aproximadamente de 1 mCi.

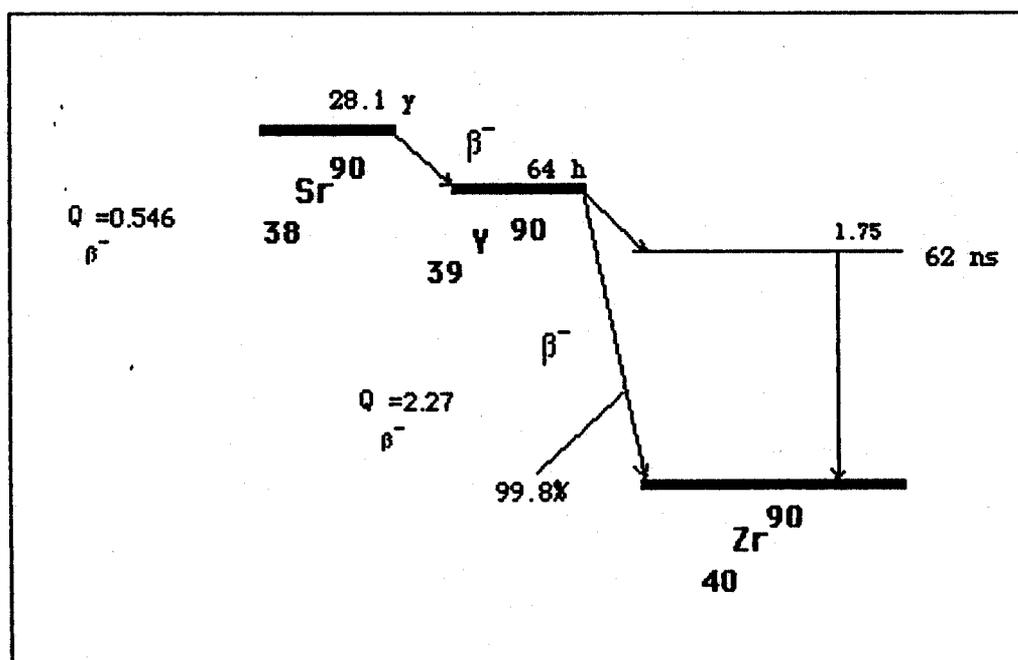


Fig.11 Esquema de declínio do  $\text{Sr}^{90}$  (energias em MeV)

## 4. Tratamento dos dados experimentais

### 4.1 Cálculo do número médio de fotoelectrões

Quando um conjunto de sinais luminosos chega a um fotomultiplicador a forma do espectro obtido reflecte a distribuição de probabilidade do fotocátodo emitir um número  $n_e$  de electrões quando nele incide um número  $n_f$  de fotões. No caso em que  $n_f$  é grande essa distribuição é aproximadamente gaussiana, sendo em geral essa a forma do espectro se o sinal for monocromático.

Quando o número de fotões é pequeno ( $\sim 10$ ) a distribuição de Gauss deixa de ser uma boa aproximação, e o número  $n_e$  de fotoelectrões, no caso em que a taxa de contagem é baixa e o sinal monocromático, passa a ser descrito por uma distribuição de Poisson [Vil].

A forma do espectro obtido é então dada pela convolução de uma distribuição de Poisson com uma distribuição de Gauss cuja largura é essencialmente função da estatística de multiplicação do primeiro dínodo do fotomultiplicador [Kno].

A forma de um espectro obtido nestas condições pode ser observado na fig.12, onde assumimos que o sinal que chega ao fotomultiplicador é monocromático, sendo portanto os picos consequência da distribuição discreta de fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo.

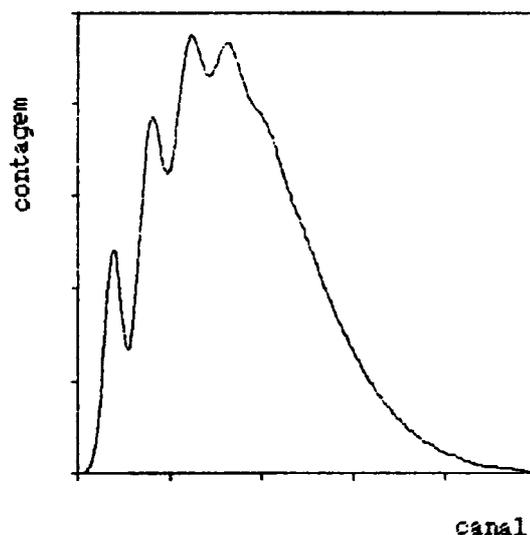


Fig.12 Espectro obtido por convolução de uma distribuição de Poisson com uma distribuição de Gauss.

No caso das fibras ópticas cintilantes de plástico que se pretende estudar, o sinal luminoso emitido pela fibra apresenta uma certa distribuição espectral (fig.10) sendo de esperar que a distribuição do número de fotoelectrões libertados pelo fotocátodo não siga exactamente uma distribuição de Poisson.

Se desprezarmos por agora as contagens devidas ao fundo, a forma que o espectro pode tomar é dada por

$$F(x) = I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot G_n(x) \quad (4.1)$$

em que  $G_n(x)$  tem a forma da distribuição de Gauss

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_n (2\pi)^{1/2}} \exp\left( - \frac{(x - \mu_n)^2}{2 \cdot \sigma_n^2} \right) \quad (4.2)$$

Ao descrevermos os espectros observados, através da expressão (4.1), supomos que um espectro é formado por um conjunto de picos nas posições  $\mu_n$ , sendo o integral de cada um desses picos pesado pelo factor  $P_n$ .

Pode-se mostrar [Cru] que os desvios padrão  $\sigma_n$  das gaussianas  $G_n(x)$  está relacionado com o desvio padrão da gaussiana de 1ª ordem da seguinte forma :

$$\sigma_n = \sigma_1 \sqrt{n} \quad (4.3)$$

significando portanto que a largura dos picos aumenta com a raiz quadrada do número de fotoelectrões que é libertado pelo fotocátodo, resultado este consequência do facto do espectro de um fotoelectrão ser gaussiano [Kno], e de podermos considerar como independentes os diversos electrões emitidos pelo fotocátodo.

Da distribuição  $P_n$  vamos apenas supor que se trata de uma distribuição de probabilidades discreta verificando a relação :

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1 \quad (4.4)$$

não admitindo à partida qualquer forma especial para esta distribuição.

Colocando a fonte  $\beta^-$  a uma distância  $d$  da extremidade da fibra óptica cintilante, em média vai chegar ao fotocátodo um número  $\langle n_f \rangle$  de fótons, libertando-se deste um número médio  $\langle n_e \rangle$  de fotoelectrões. Dado que  $\langle n_e \rangle$  é directamente proporcional a  $\langle n_f \rangle$ , então a grandeza de interesse a extrair dos espectros será justamente  $\langle n_e \rangle$ , que de futuro designaremos simplesmente por  $\langle n \rangle$ .

Para o determinarmos a partir de um espectro obtido vamos começar por calcular a grandeza  $\langle x \rangle$  definida como :

$$\langle x \rangle = \sum_{x_{\min}}^{x_{\max}} x \cdot C(x) \quad (4.5)$$

em que  $C(x)$  são as contagens no canal  $x$  e  $x_{\min}$  e  $x_{\max}$  são os canais entre os quais se encontra contido todo o espectro.

Na expressão (4.5) vamos substituir  $C(x)$  pela função  $F(x)$  dada por (4.1) podendo então  $\langle x \rangle$  ser calculado aproximadamente, passando o somatório ao limite contínuo em que obtemos

$$\langle x \rangle = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} x \cdot F(x) dx \quad (4.6)$$

Uma vez que  $F(x)$  comporta-se como  $\exp(-x^2)$  e que escolhemos  $x_{\min}$  e  $x_{\max}$  de tal forma que para  $x < x_{\min}$  e  $x > x_{\max}$  se tenha  $F(x) \approx 0$ , podemos estender os limites de integração de  $-\infty$  a  $+\infty$  ficando

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot F(x) dx$$

$$= I \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot G_n(x) dx$$

$$= I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot G_n(x) dx$$

$$= I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot \mu_n$$

Admitindo que as gaussianas se encontram igualmente distanciadas (o que corresponde a admitir a linearidade de todo o sistema, e que é verificado nos espectros de baixo  $\langle n \rangle$  em que existem picos individualizados) podemos escrever

$$\mu_n = \mu_1 + (n-1) \cdot D \quad (4.7)$$

em que  $D$  é a distância entre os máximos das gaussianas. Uma vez que nestas condições a posição do primeiro pico  $\mu_1$  pode ser dada em função da posição  $x_0$  do zero do multicanal como sendo

$$\mu_1 = x_0 + D \quad (4.8)$$

vem

$$\mu_n = x_0 + nD \quad (4.9)$$

Temos então para  $\langle x \rangle$

$$\langle x \rangle = I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot (x_0 + nD)$$

$$= I \cdot \left( x_0 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n + D \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot n \right)$$

como  $\sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot n = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \cdot n = \langle n \rangle$  vem

$$\langle x \rangle = I \cdot ( x_0 \cdot (1 - P_0) + \langle n \rangle \cdot D ) \quad (4.10)$$

em  $P_0$  é a probabilidade de chegados  $\langle n_f \rangle$  fotões, não se libertar nenhum electrão do fotocátodo.

Podemos escrever  $\langle n \rangle$  em função de  $\langle x \rangle$  ficando

$$\langle n \rangle = \frac{\langle x \rangle}{I \cdot D} - \frac{x_0}{D} (1 - P_0) \quad (4.11)$$

Procedemos agora ao cálculo da constante de normalização I. Para tal, vamos exigir que o integral de F(x) seja igual à soma das contagens de todos os canais espectro, que designaremos por  $I_{mca}$ .

$$I_{mca} = \sum_{x_{min}}^{x_{max}} F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) dx$$

$$I_{mca} = I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} G_n(x) dx$$

$$= I \cdot (1 - P_0)$$

pelo que

$$I = I_{mca} / (1 - P_0) \quad (4.12)$$

Assim podemos considerar I como sendo o integral global do espectro, incluindo não só as contagens observadas mas também o número de vezes que o fotomultiplicador não detectou o sinal chegado.

A probabilidade  $P_0$  não pode, no caso geral em que desconhecemos a forma da distribuição  $P_n$ , ser determinada a partir do espectro, e terá que ser calculada com base nas contagens  $C_{123}$  e  $C_{13}$ .

Como já foi explicado a diferença entre  $C_{13}$  e  $C_{123}$  dá-nos o número de vezes que não existiu sinal à saída do fotomultiplicador da via 2, havendo sinal na via 1 e 3. Assim a probabilidade  $P_0$  é dada por

$$P_0 = \frac{C_{13} - C_{123}}{C_{13}} = 1 - \frac{C_{123}}{C_{13}} \quad (4.13)$$

O valor da constante de normalização é portanto dado por :

$$I = I_{mca} \cdot \frac{C_{13}}{C_{123}} \quad (4.14)$$

Substituindo (4.13) e (4.14) em (4.11) obtemos para o número médio de fotoelectrões

$$\langle n \rangle = \left( \frac{\langle x \rangle}{I_{mca}} - x_0 \right) \cdot \frac{C_{123}}{C_{13}} \cdot \frac{1}{D} \quad (4.15)$$

## 4.2 Contagens de fundo

As contagens de fundo na nossa experiência têm essencialmente origem no ruído térmico dos fotomultiplicadores.

Consideremos o sistema de coincidências constituído pela porta do multicanal e pela entrada de sinal da via 2.

Existirá uma coincidência neste sistema, se uma vez chegado um sinal à porta do multicanal, chegar igualmente um sinal na via 2 durante o tempo em que a porta permanecer aberta, e que neste caso coincide com a largura do sinal de porta.

Se for  $n_{123}$  o nº de sinais de porta por segundo,  $n_{f2}$  o nº de sinais fortuitos por segundo que chega na via 2 e  $\Delta\tau$  a largura do sinal de porta, então o nº de coincidências fortuitas por segundo será :

$$n_f \approx n_{123} \cdot n_{f2} \cdot \Delta\tau \quad (4.16)$$

O nº de contagens de ruído devido a coincidências fortuitas obtidas num espectro ao fim de um tempo T será então :

$$N_f = n_f \cdot T = (n_{123} \cdot T) \cdot n_{f2} \cdot \Delta\tau = C_{123} \cdot n_{f2} \cdot \Delta\tau \quad (4.17)$$

Uma vez que no caso da presente experiência o nº de contagens  $C_{123}$  por segundo é da ordem de  $10^3$ , enquanto que na via 2 o nº total de contagens por segundo,  $C_2$ , é da ordem de  $10^4$ , podemos em primeira aproximação considerar que o nº de sinais fortuitos na via 2 é igual a  $C_2$ .

Sendo o tempo de resolução igual a  $1\mu s$  vem para o nº de contagens de ruído

$$N_f \approx C_{123} \cdot 10^{-2}$$

Estimamos portanto que as contagens de fundo sejam da ordem de 1% do integral do espectro ( $I_{mca} \approx C_{123}$ , pois  $C_{123} \gg N_f$ )

### 4.3 Forma do espectro de ruído

Na fig.13 podemos observar um espectro obtido quando não se encontra nenhuma fibra junto da janela do fotomultiplicador, não chegando portanto nenhum sinal luminoso ao fotocátodo. Trata-se portanto do espectro devido ao ruído do fotomultiplicador.

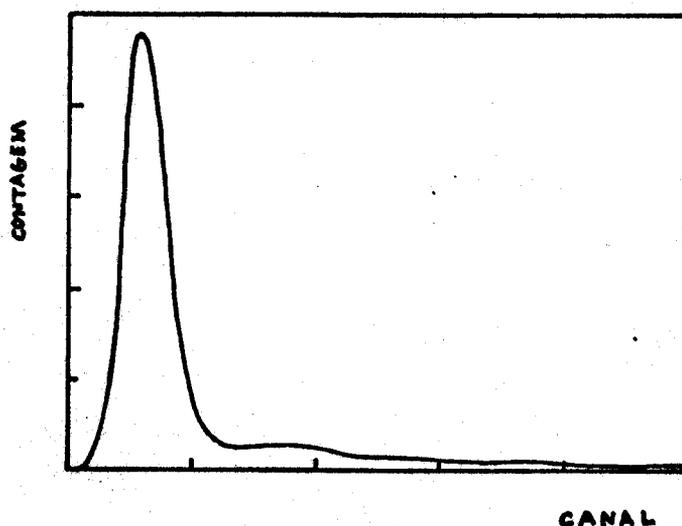


Fig.13 Espectro do ruído de fundo

Verificamos tratar-se essencialmente de um espectro de 1 fotoelectrão, em que o integral do 1º pico é mais de 90% do integral total.

Desta forma podemos em boa aproximação considerar a contribuição do fundo como sendo apenas devida a um espectro de 1 fotoelectrão, sendo descrito pela seguinte expressão:

$$R(x) = \frac{I_r}{\sigma_1 \cdot (2\pi)^{1/2}} \exp \left( - \frac{(x-\mu_r)^2}{2 \cdot \sigma_1^2} \right) \quad (4.18)$$

em que  $I_r$  é o integral de  $R(x)$  sendo como se viu aproximadamente proporcional a  $I_{mca}$

$$I_r = r \cdot I_{mca} \quad (4.19)$$

sendo  $r$  é a percentagem de ruído.

#### 4.4 Determinação da percentagem de ruído

Já se avaliou  $r$  como sendo da ordem de 0,01 . Vamos agora determina-lo por uma outra via e comparar os dois valores.

Consideremos então os espectros com grande  $n^{\circ}$  médio de fotoelectrões (~10). Como podemos verificar na fig.14a o espectro apresenta uma forma regular, sem picos, á excepção do pico de 1 fotoelectrão. Neste caso particular o pico de 1 fotoelectrão é essencialmente devido a contagens de ruído. Podemos nestas circunstâncias, e admitindo que o ruído é apenas de 1 fotoelectrão, avaliar qual a percentagem das contagens de fundo em relação ao integral total.

Para obtermos a contribuição devida ao fundo há que descontar a parte correspondente a contagens verdadeiras.

Assim aproximamos o espectro sem fundo, na zona de interesse, por uma função linear e subtraímos o seu valor (enquanto positivo) às contagens do espectro total, na região do 1<sup>o</sup> pico (i.e. tomando um intervalo de largura igual a  $4\sigma_1$  em torno de  $\mu_r$ ).

O valor obtido por este processo para  $r$ , foi em média de 0,012 o que está em excelente acordo com o valor anteriormente calculado.

contagens (unidades arbitrárias)

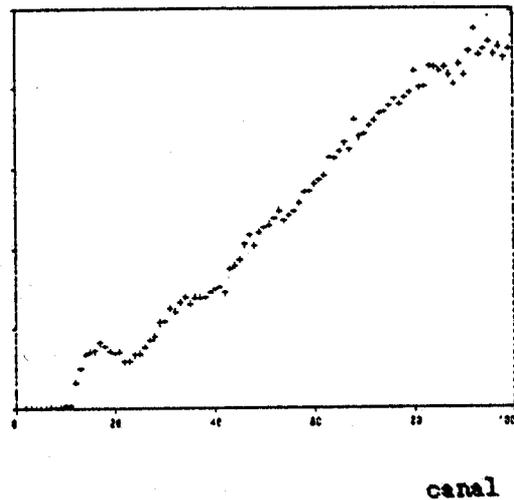
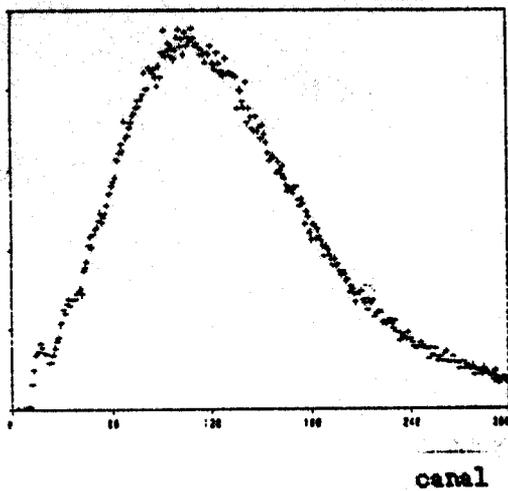


Fig. 14 a) Espectro com  $\langle n \rangle \approx 10$  b) ampliação do espectro

#### 4.5 Correção do valor médio de fotoelectrões

Vamos agora entrar com o valor das contagens de fundo para a determinação do nº médio de fotoelectrões.

Tomando de novo a definição de canal médio temos:

$$\langle x \rangle = \int x \cdot C(x) dx = \int x \cdot ( F(x) + R(x) ) dx \quad (4.20)$$

introduzindo (4.1) e (4.18) em (4.20) obtemos

$$\langle x \rangle = I \cdot (x_0 \cdot (1 - P_0) + \langle n \rangle \cdot D) + \mu_r \cdot r \cdot I_{mca} \quad (4.21)$$

obdecendo agora a constante de normalização à condição:

$$I_{mca} = \int C(x) dx = I \cdot (1 - P_0) + r \cdot I_{mca} \quad (4.22)$$

donde usando (4.13)

$$I = \frac{I_{mca} \cdot (1-r)}{(1-P_0)} = I_{mca} \cdot (1-r) \cdot \frac{C_{13}}{C_{123}} \quad (4.22)$$

Introduzindo agora esta expressão em (4.21) obtemos para  $\langle n \rangle$

$$\langle n \rangle = \left( \frac{\langle x \rangle - \mu_r \cdot r \cdot I_{mca}}{I_{mca} \cdot (1-r)} - x_0 \right) \frac{C_{123}}{C_{13}} \cdot \frac{1}{D} \quad (4.23)$$

#### 4.6 Determinação da distribuição de probabilidades $P_n$

Vamos agora a partir da expressão (4.1) para as contagens, calcular o valor das probabilidades  $P_n$  e confrontar o resultado com o que seria de esperar se  $P_n$  seguisse uma distribuição de Poisson.

Tomemos então as contagens  $C(x)$  nos pontos  $\mu_m$  em que as gaussianas  $G_m(x)$  apresentam um máximo. Assim podemos escrever:

$$C(\mu_m) = I \cdot \sum_{n=1}^{\infty} P_n \cdot G_n(\mu_m) \quad (4.24)$$

Considerando todos os pontos onde  $G_m$  apresenta um máximo podemos escrever a equação matricial:

$$\begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} & \cdots & P_1 \\ G_{21} & G_{22} & \cdots & P_2 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{bmatrix}$$

ou de uma forma condensada

$$C = G \cdot P \quad (4.25)$$

em G é uma matriz cujos elementos apresentam a forma

$$G_{mn} = G_n(\mu_m) = \frac{1}{\sigma_n(2\pi)^{1/2}} \exp - \frac{(\mu_m - \mu_n)^2}{2\sigma_n^2}$$

e

$$C_m = C(\mu_m)$$

A solução da equação (4.25) pode ser escrita como

$$P = G^{-1} \cdot C \quad (4.26)$$

Desta forma usando as contagens dos "picos", obtemos as probabilidades  $P_n$  a partir das quais é imediato o cálculo de  $\langle n \rangle$  pois por definição

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot P_n$$

Na prática a matriz G não pode ter dimensões infinitas, como é exigido pela expressão (4.24), mas é limitada a uma ordem, a partir da qual as contagens C(x) apresentam um valor negligível.

O parâmetro  $\sigma_1$  é determinado a partir da largura a meia altura do pico de 1 fotoelectrão para o caso em que  $\langle n \rangle \approx 1$ , podendo-se neste caso desprezar a contribuição dos outros picos.

Este método alternativo para o cálculo de  $\langle n \rangle$  apresenta a vantagem de nos dar as probabilidades  $P_n$ , cujo conhecimento pode ser de interesse num estudo mais detalhado do processo de produção de luz na fibra, bem como da sua detecção pelo fotomultiplicador. Um dos inconvenientes deste método reside no facto de ser um pouco mais difícil a correcta avaliação da contribuição das contagens de fundo. Os resultados obtidos para o valor médio de fotoelectrões calculados por este método e pelo método exposto em 4.1 (média directa), diferem em cerca de 1%, valor que é inferior ao erro experimental. Os cálculos apresentados no cap.5 foram obtidos usando o método da média directa, usando-se em alguns casos o método que calcula os  $P_n$  como controle.

Na fig.15 são confrontados com os dados experimentais os resultados obtidos para C(x) quando se usa as probabilidades  $P_n$  determinadas através do método exposto neste parágrafo-método da matriz- (curva a tracejado) ou usando a distribuição de Poisson (curva a cheio)

$$P_n = \frac{e^{-\langle n \rangle} \cdot \langle n \rangle^n}{n!} \quad (4.27)$$

e usando-se para  $\langle n \rangle$  o valor obtido através da expressão (4.23).

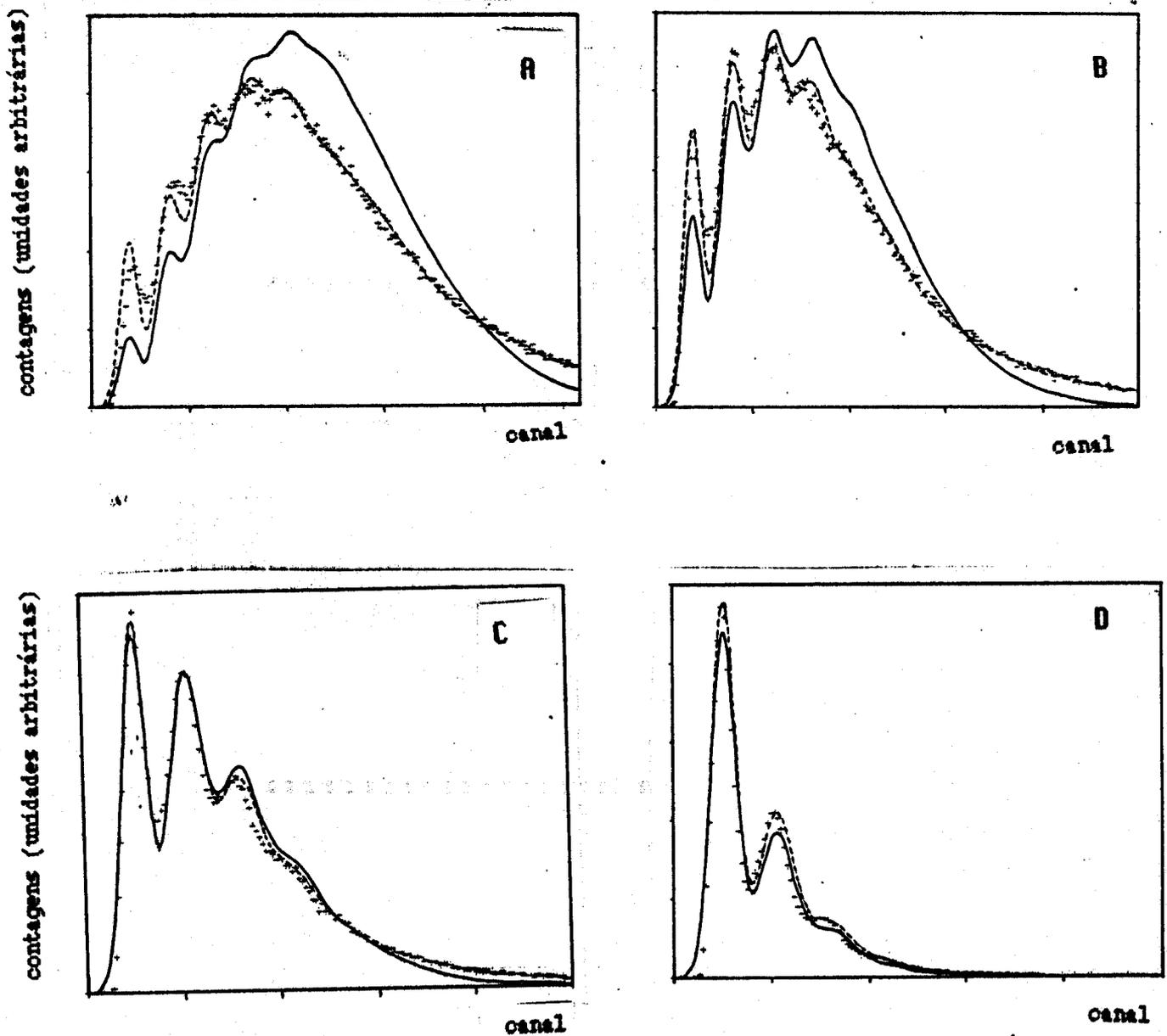


Fig. 15 Comparação entre espectros experimentais ( + ) e espectros obtidos usando para  $P_n$  a distribuição de Poisson (linha contínua) ou calculando  $P_n$  a partir do espectro usando o "método da matriz" (linha tracejada). O valor de  $\langle n \rangle$  para A, B, C e D é respectivamente de 5.8 , 4.2 , 2.4 , 1.1

Neste último caso a probabilidade  $P_0$ , de não observarmos acontecimentos é obtida directamente a partir da expressão (4.27) :

$$P_0 = e^{-\langle n \rangle}$$

A análise das fig.15 mostra-nos que a distribuição de Poisson é uma boa aproximação para  $P_n$  quando  $\langle n \rangle$  é pequeno ( $\langle n \rangle < 3$ ), mas existem desvios apreciáveis quando  $\langle n \rangle$  aumenta.

Como já se referiu este efeito está relacionado com o facto de o espectro de emissão da fibra ter uma largura espectral considerável e da deposição de energia dos  $\beta^-$  na fibra não ser uniforme.

## 5 Efeitos de radiações nucleares em fibras ópticas cintilantes de plástico

### 5.1 Medição do comprimento de atenuação de uma fibra óptica

No gráfico da fig.16 e na tabela 1 encontra-se o resultado das medidas efectuadas numa fibra óptica cintilante de 2,5 m de comprimento. Trata-se de um gráfico do nº médio de fotoelectrões em função da distância  $d$  entre o ponto em que o feixe  $\beta^-$  intersecta a fibra e a extremidade que se encontra encostada à janela do fotomultiplicador. O andamento da curva permite-nos definir regiões em que esta apresenta um comportamento exponencial (o gráfico encontra-se representado em escala semilogarítmica). Nestas condições  $\langle n \rangle$  vem-nos dado em função de  $d$  da seguinte forma:

$$\langle n \rangle = N_0 \exp(-d/L) \quad (5.1)$$

em que  $L$  é designado por comprimento de atenuação.

No caso em que escolhemos uma região suficientemente próxima de zero, e supondo que  $\langle n \rangle$  seguia rigorosamente uma lei do tipo da 5.1, então o valor de  $\langle n \rangle$  extrapolado para zero ( $N_0$ ) deveria ser igual ao número médio de fotoelectrões libertados pelo fotocátodo, se todos os fótons produzidos pela fibra incidissem neste. Para obtermos  $N_0$  tomamos os primeiros 4 valores da curva (12,5 cm a 25 cm) e fazemos o ajuste da expressão (5.1) a estes pontos. De facto a curva não é rigorosamente exponencial na zona próxima de zero ( $d < 12,5$  cm) sendo o valor obtido para  $N_0$  um minorante do verdadeiro valor. Existe uma parte inicial da curva, perto de zero, que decresce muito rapidamente, sendo esta característica comum a vários tipos de cintiladores plásticos [Sir].

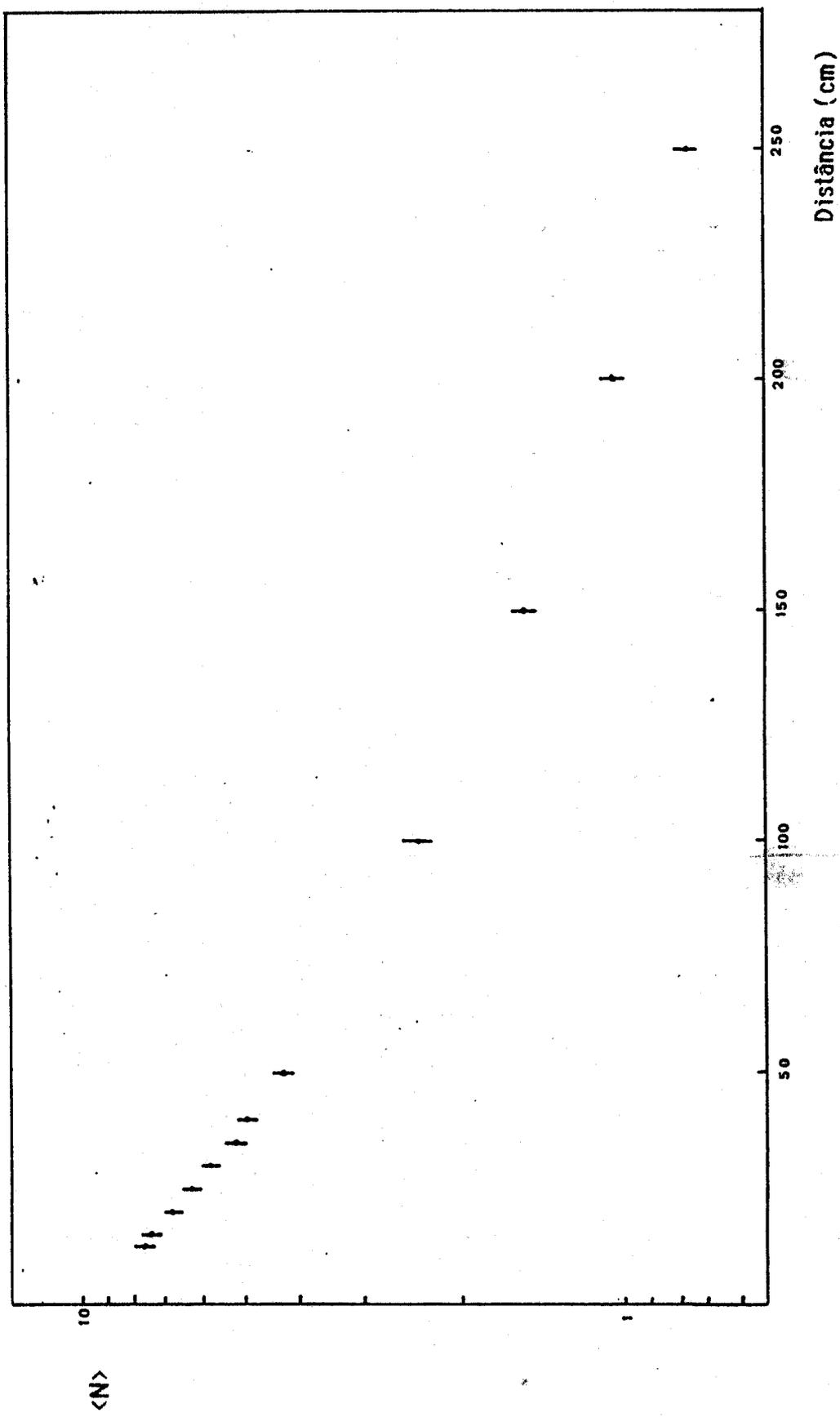


Fig. 16  $\langle N \rangle$  médio de fotoelectrões para uma fibra de 250 cm de comprimento, em função da distância da fonte  $\beta^-$  à janela do fotomultiplicador

Na tabela 2 são apresentados os valores calculados para os comprimentos de atenuação numa 1ª região próxima da extremidade da fibra (12,5 - 40 cm) e numa 2ª região mais afastada (100 - 250 cm), verificando-se que existe um aumento substancial do comprimento de atenuação da 1ª para a 2ª região. Em cada uma das regiões admitimos um comportamento exponencial do tipo 5.1.

Distância (cm)	$\langle n \rangle$
12,5	$7,7 \pm 0,3$
15,0	$7,5 \pm 0,3$
20,0	$6,8 \pm 0,3$
25,0	$6,3 \pm 0,3$
30,0	$5,8 \pm 0,2$
35,0	$5,2 \pm 0,2$
40,0	$5,0 \pm 0,2$
50,0	$4,2 \pm 0,2$
100,0	$2,4 \pm 0,1$
150,0	$1,54 \pm 0,08$
200,0	$1,05 \pm 0,06$
250,0	$0,76 \pm 0,04$

Tabela 1  $N^{\circ}$  médio de fotoelectões em função da distância da fonte  $\beta^{-}$  à janela do fotomultiplicador

$L_I$ (cm)	$L_{II}$ (cm)	$N_0$
(12.5 - 40 cm)	(100 - 250 cm)	
59±7	128±8	9,5±0,7

Tabela 2 Comprimentos de atenuação para duas zonas da fibra e  $N_0$

A razão pela qual  $\langle n \rangle$  não segue uma lei exponencial, como seria inicialmente de prever, prende-se com o facto do espectro de emissão apresentar uma largura considerável. Dependendo a transmissão (fig.10) fortemente do comprimento de onda, vai portanto existir frequências que são mais atenuadas que outras.

## 5.2 Fibras irradiadas com neutrões e gamas no RPI

### 5.2.1 Características das fibras irradiadas

Três lotes de fibras ópticas cintilantes foram irradiadas com neutrões e radiação  $\gamma$  no Reactor Português de Investigação (RPI) (o lote I e II é constituído por fibras retiradas de uma mesma amostra de fibra dopada a 2% de Butil-PBD sendo as fibras do lote III dopadas a 1% de Butil-PBD).

Cada um dos lotes foi irradiado com um fluxo diferente, tendo-se procurado averiguar se os danos de radiação dependiam da taxa de dose. Antes de irradiadas os valores medidos do comprimento de atenuação e  $N_0$  para cada um dos lotes eram semelhantes.

## 5.2.2 Condições de irradiação das fibras

As fibras ópticas a irradiar foram colocadas num contentor de perspex com 16 cm de diâmetro (fig.17), que uma vez fechado era estanque à entrada de água da piscina do reactor. Esta caixa foi colocada no reactor de forma a que toda a fibra fosse uniformemente irradiada. O comprimento das fibras era aproximadamente igual a 45 cm, pelo que dentro da caixa, a fibra não necessitava de apresentar mais do que uma volta.

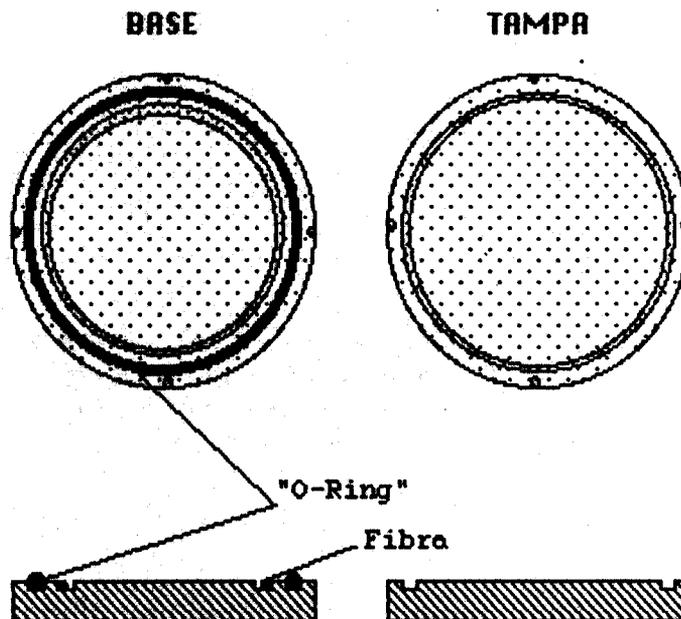


Fig.17 Esquema do contentor onde se colocaram as fibras ópticas a irradiar no RPI

Sendo as fibras bastante delicadas, procurámos averiguar se o facto de serem colocadas dentro do contentor e permanecerem encurvadas dentro deste durante algumas horas, podia contribuir para a sua degradação.

Colocámos então uma fibra cerca de 20 horas dentro do contentor (um tempo superior ao que as fibras se vão encontrar dentro do mesmo quando irradiadas).

Na tabela 3 e fig.18 são apresentados os resultados das medidas efectuadas antes e depois da fibra se encontrar dentro do contentor. Como se pode verificar não existe uma alteração importante das características da fibra pelo facto de se encontrar dentro do contentor.

Tempo (horas)	L (cm)	$N_0$
0,0	76±10	10,0±0,8
20,6	70±10	10,1±0,8

Tabela 3 Valores de L (15 a 40 cm) e  $N_0$  obtidos para uma fibra colocada dentro da caixa de irradiação no PPI, sem ter sido submetida a radiação

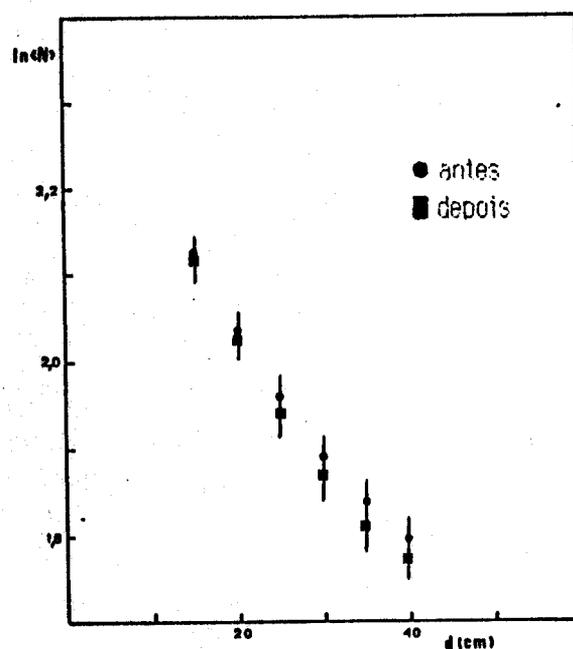


Fig 18  $N^2$  médio de fotoelectrões relativos a uma fibra óptica antes e depois de ter sido colocada dentro do contentor usado na irradiação das fibras no PPI

### 5.2.3 Doses de radiação a que foram submetidas as fibras ópticas cintilantes

O fluxo de radiação dentro da piscina do reactor é essencialmente constituída por neutrões térmicos, neutrões rápidos e fotões  $\gamma$ . Na zona em que o contentor foi colocado os fluxos eram respectivamente de  $\phi_{\text{ter}}=5,5 \times 10^{11} \text{ part. kW}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\phi_{\text{rap}}=7 \times 10^{10} \text{ part. kW}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  e  $\phi_{\gamma}=3,4 \times 10^6 \text{ part. kW}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , correspondendo a uma taxa de dose total de  $18,2 \text{ rad kW}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (35% neutrões térmicos, 13% neutrões rápidos e 52% gamas)†.

Os diferentes lotes de fibras foram irradiados usando as potências de 1, 10 e 100 kW do reactor tendo a dose aplicada variado entre 50 e 10000 krad.

### 5.2.4 Resultados da irradiação no RPI

A distribuição dos comprimentos de atenuação  $L$  e de  $N_0$  para um conjunto de 18 fibras não irradiadas, de onde se extraiu o lote I e II (cortadas de uma mesma amostra, dopada a 1% de Butil-PBD), pode ser analisada nas figs. 19 e 20 verificando-se a existência de uma certa inomogeneidade da fibra óptica.

---

† Dados fornecidos pelos serviços técnicos do RPI

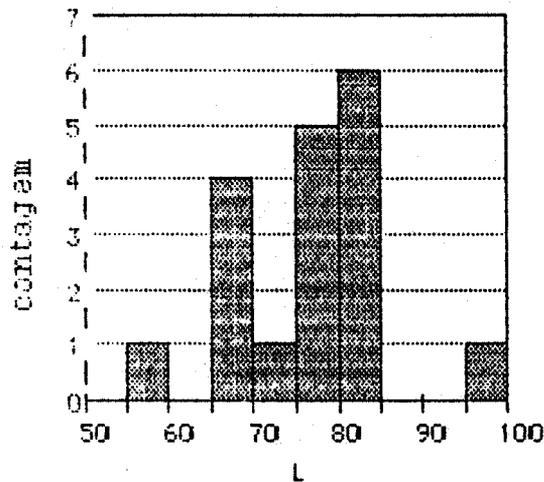


Fig 19 Distribuição de L para uma amostra de 18 fibras

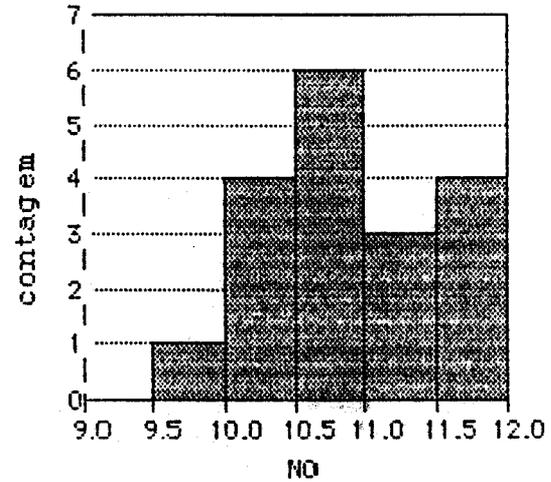


Fig 20 Distribuição de  $N_0$  para uma amostra de 18 fibras

Uma vez que as fibras ópticas medidas apresentam um certo grau de inhomogeneidade, existindo diferenças apreciáveis entre os valores medidos de L,  $N_0$  e  $N_{15}$  para as várias fibras não irradiadas, todos os valores destas grandezas para fibras irradiadas são normalizados ao valor obtido quando a fibra ainda não tinha sido irradiada.

Nos gráficos das fig. 21 e 22 são apresentados os resultados para os três lotes de fibras irradiadas, encontrando-se os valores numéricos na tabela 4.

Nestes gráficos constam os valores do comprimento de atenuação medido na região de 15 a 40 cm, o valor de  $N_0$  (extrapolado a partir dos valores de 15 a 25 cm) e  $N_{15} = \langle N(d=15) \rangle$ .

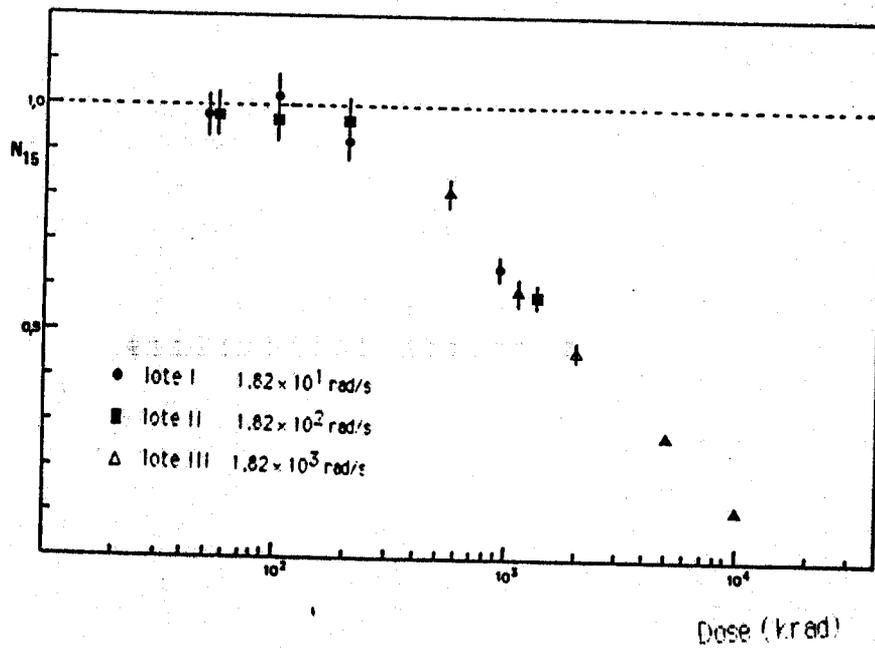
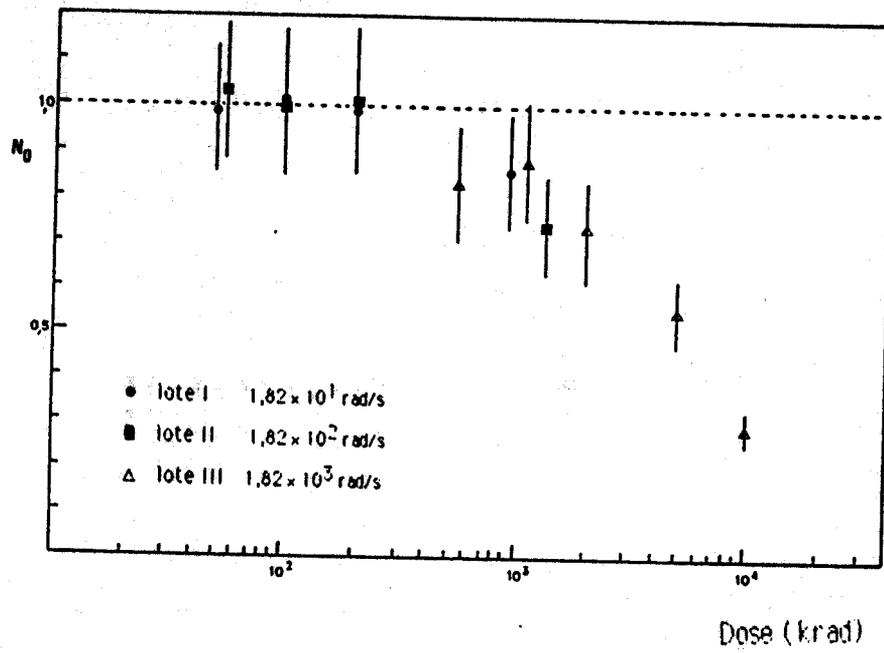


Fig. 21  $N_0$  e  $N_{15}$  em função da dose recebida

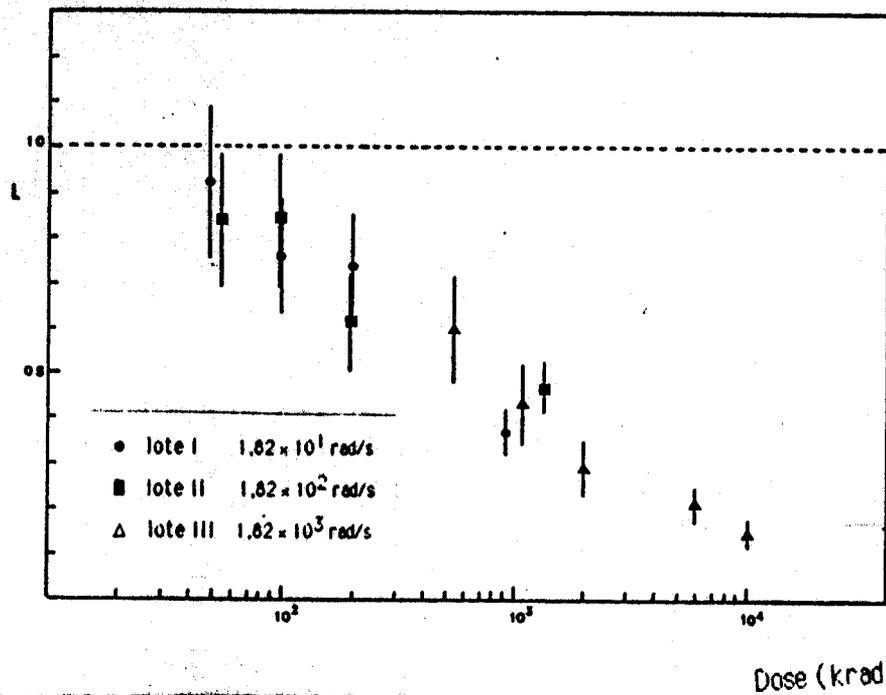


Fig. 22 Comprimento de atenuação em função da dose recebida

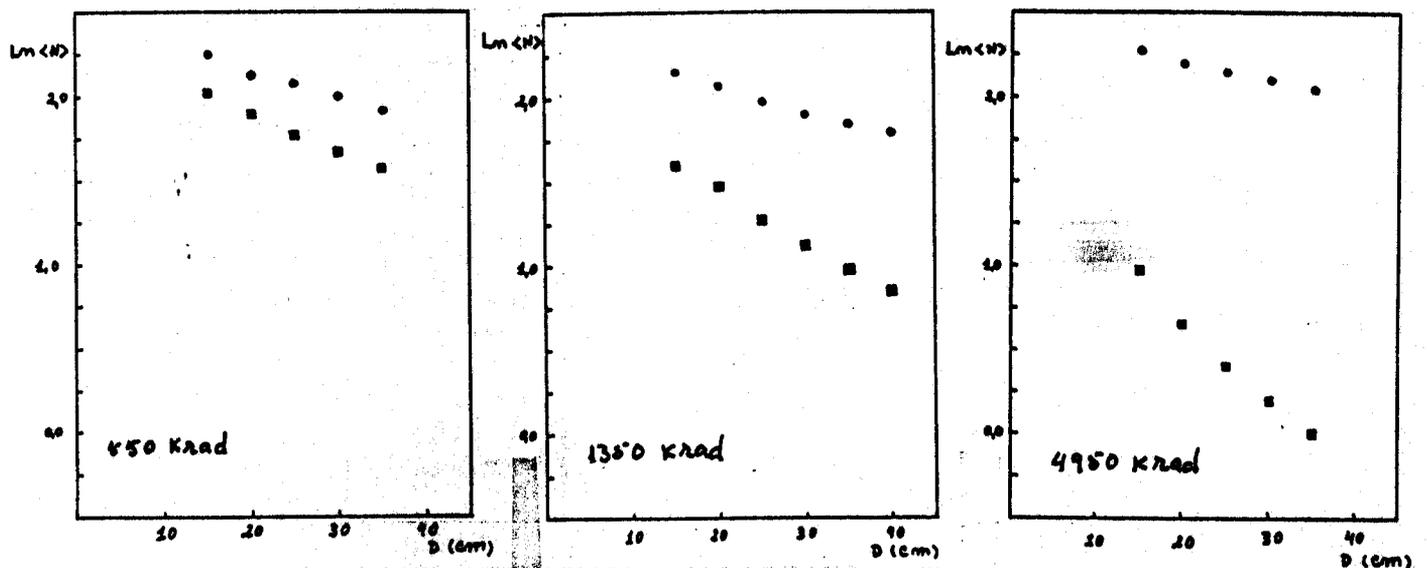


Fig. 23  $N_p$  médio de fotoelectrões (logarítmo) para fibras antes (•) e depois (■) de irradiada com 550, 1350 e 4950 krad no RPI

Taxa de dose (rad/s)	Dose (krad)	L (15 a 40 cm)	$N_0$	$N_{15}$
18,2	49	0,92±0,17	0,99±0,14	0,98±0,05
18,2	99	0,76±0,13	1,10±0,16	1,02±0,05
18,2	199	0,74±0,12	0,99±0,14	0,92±0,04
18,2	917	0,37±0,05	0,86±0,13	0,64±0,03
182,0	55	0,84±0,15	1,03±0,15	0,98±0,05
182,0	98	0,84±0,16	1,00±0,14	0,97±0,05
182,0	196	0,62±0,12	1,10±0,16	0,97±0,05
182,0	1350	0,47±0,06	0,74±0,11	0,58±0,03
1820,0	550	0,60±0,12	0,83±0,13	0,81±0,04
1820,0	1100	0,43±0,09	0,88±0,13	0,59±0,03
1820,0	1980	0,29±0,06	0,73±0,11	0,46±0,02
1820,0	4950	0,21±0,04	0,55±0,08	0,27±0,01
1820,0	10010	0,15±0,03	0,29±0,04	0,11±0,01

Tabela 4 Valores obtidos para fibras ópticas cintilantes irradiadas no RPI, com nêutrons e  $\gamma$  (valores de L,  $N_0$  e  $N_{15}$  normalizados ao valor obtido para a fibra não irradiada). O valor de  $N_0$  é extrapolado dos valores entre 15 e 25 cm.

### 5.2.5 Análise dos resultados

Analisando o gráfico da fig.22 verificamos que existe uma diminuição de L com a dose aplicada, diminuição essa que se verifica mesmo para as mais baixas doses aplicadas (~50 krad). Notamos que o comprimento de atenuação L apresenta uma variação linear com o logaritmo da dose aplicada na região dos dados experimentais.

Para grandes doses tanto  $N_0$  como  $N_{15}$  exibem um comportamento análogo ao de  $L$  nessas regiões. Contudo para doses a baixo de 200 krad parece não haver alteração sensível nos valores de  $N_0$  e  $N_{15}$ .

Os valores de  $N_{15}$  apresentam-se sistematicamente a baixo dos valores de  $N_0$ , sendo isto devido ao facto do valor de  $N_{15}$  vir necessariamente afectado da diminuição sofrida por  $L$ .

A variação das grandezas  $L$ ,  $N_0$  e  $N_{15}$  parece não depender da taxa de dose, dependendo apenas da dose integrada. De facto o comportamento destas grandezas é análogo independentemente da taxa de dose.

A título de exemplo na fig.23 pode ver-se o resultado (não normalizado) obtido para três fibras antes e depois de serem irradiadas com doses respectivamente de 500, 1350 e 4950 Krad, sendo patente a diminuição do comprimento de atenuação.

O ajuste de funções empíricas aos dados experimentais foi tentado. Na fig.24 e 25 é apresentado o ajuste de duas funções aos dados experimentais. Notamos que em qualquer dos casos a função do tipo  $Y(\text{dose})=a/(b+\text{dose})+c$  (com  $Y=L$  ou  $Y=N_{15}$ ) é a que faz um melhor ajuste dos dados. Na tabela 5 encontram-se os resultados dos ajustes efectuados. A interpretação em termos físicos dos justes obtidos é no entanto difícil. A discussão deste assunto é quase inexistente na literatura, continuando uma das poucas referências a ser Birks, 1960.

Função	a	b	c	$\chi^2$
$L=a/(b+\text{dose})+c$	528	676	0,11	0,64
$L=a \cdot \exp(-b \cdot \text{dose})+c$	0,65	$8,8 \times 10^{-4}$	0,17	0,89
$N_{15}=a/(b+\text{dose})+c$	2061	1922	-0,05	1,24
$N_{15}=a \cdot \exp(-b \cdot \text{dose})+c$	0,85	$3,9 \times 10^{-4}$	0,11	4,04

Tabela 5 Funções de ajuste aos dados experimentais do comprimento de atenuação  $L$  (15 a 40 cm), e número médio de fotoelectrões a uma distância de 15 cm.  $N_{15}$

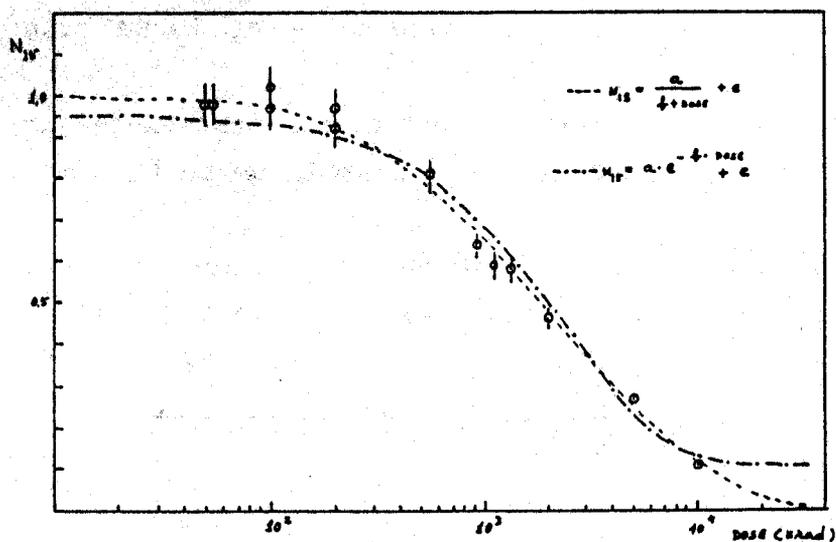


Fig 24 Ajuste de duas funções empíricas aos dados experimentais do número médio de fotoelectrões  $N_{15}$ , de fibras irradiadas no RPI. Os valores dos parâmetros encontram-se na tabela 5

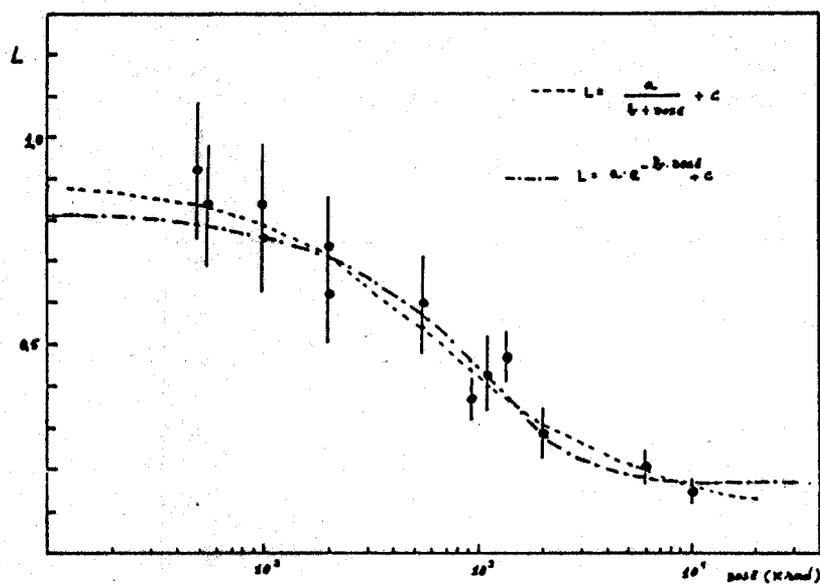


Fig 25 Ajuste de duas funções empíricas aos dados experimentais do comprimento de atenuação  $L$  de fibras irradiadas no RPI. Os valores dos parâmetros encontram-se na tabela 5

## 5.2.6 Recuperação dos danos de radiação

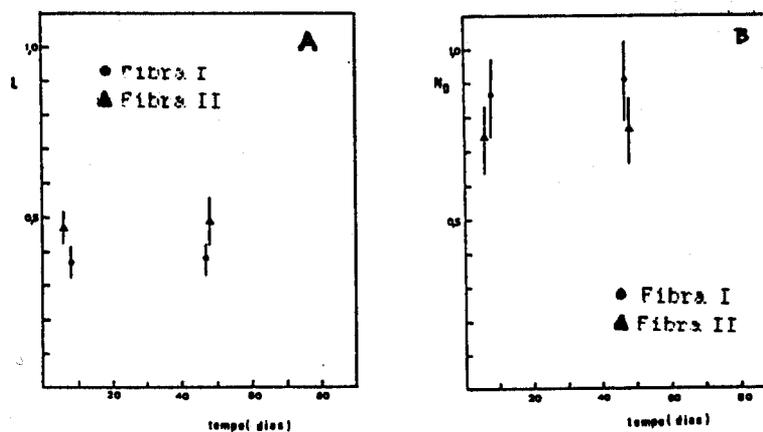
Certos materiais têm a capacidade de recuperarem as suas propriedades iniciais (pelo menos parcialmente) após terem sido submetidas a radiações [Bri].

Procurámos averiguar se as fibras em estudo apresentavam algum grau de recuperação das suas propriedades, passado um certo tempo após a irradiação.

Para tanto voltámos a medir duas fibras (uma do lote I e uma do lote II) que tinham sido submetidas a uma dose de radiação da ordem de 1 Mrad. Os resultados dos valores medidos para  $L$  e  $N_0$  encontram-se na tabela 6 e nos gráficos das fig. 26a e 26b.

Fibra	Dose (krad)	Tempo após irradiação (dias)	$L$ (15 a 40 cm)	$N_0$
I	1350	6	$0,47 \pm 0,06$	$0,74 \pm 0,11$
I	1350	48	$0,49 \pm 0,07$	$0,76 \pm 0,10$
II	917	8	$0,37 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,13$
II	917	47	$0,38 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,14$

Tabela 6 Fibras irradiadas no RPI, medidas em diferentes tempos após a irradiação (valores de  $L$  e  $N_0$  normalizados ao valor obtido para a fibra não irradiada)



Figs. 26 Comprimento de atenuação (A) e  $N_0$  (B) em função do tempo após a irradiação

A análise dos gráficos revela-nos que a existir uma recuperação por parte das fibras (insinuada pelo pequeno aumento sistemático em  $L$  e  $N_0$ ), esta será muito pequena e processando-se muito lentamente.

Não será portanto de esperar que exista uma recuperação significativa por parte destas fibras, quando irradiadas com doses da ordem dos Mrad e para taxas de dose entre 65 e 650 krad/hora.

### 5.3 Fibras irradiadas com radiação gama

#### 5.3.1 Irradiação das fibras

Um conjunto de seis fibras idênticas às do lote I e II, com comprimentos aproximadamente iguais a 47 cm, foram irradiadas com radiação gama, tendo-se para o efeito usado uma fonte de  $Co^{60}$  existente no Departamento de Química do L.N.E.T.I. As doses recebidas variaram entre 250 e 2000 Krad.

Com esta irradiação pretendeu-se analisar o efeito produzido pela irradiação exclusiva de radiação gama, já que as fibras no reactor são submetidas simultaneamente à acção de neutrões e gamas.

#### 5.3.2 Resultados da irradiação com radiação gama

Nos gráficos da fig.27 são apresentados o logaritmo do valor médio do número de fotoelectrões para três das fibras submetidas a radiação gama. As doses recebidas são respectivamente de 250, 500 e 2000 Krad.

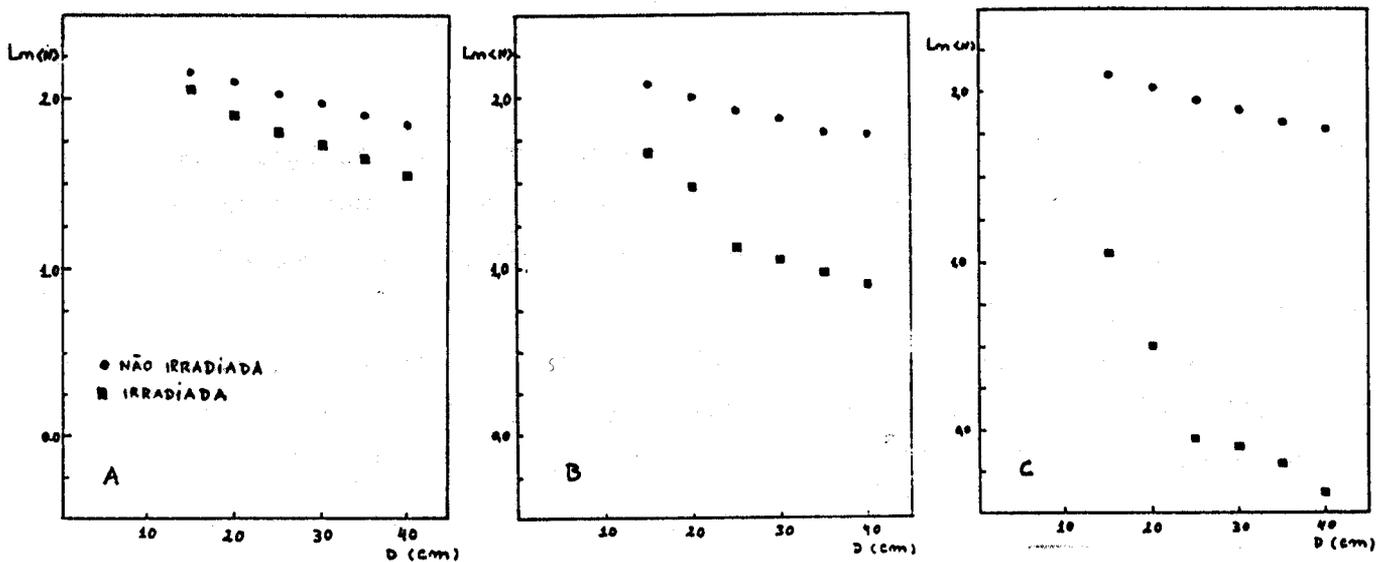


Fig. 27 Logarítmo do número médio de fotoelectrões antes e depois de diferentes fibras serem submetidas a doses de radiação gama respectivamente de A) 250 Krad B) 500 Krad e C) 2000 Krad

A análise dos gráficos mostra-nos que depois de irradiadas as fibras passam a apresentar duas zonas distintas, onde se podem definir dois comprimentos de atenuação ( $L_I$  de 15 a 25 cm e  $L_{II}$  de 30 a 40 cm) de valores diferentes. O efeito é tanto mais acentuado quanto maior é a dose de radiação recebida pela fibra. Deste facto podemos concluir que existe uma zona do espectro de transmissão da fibra que é mais sensível à irradiação com gamas, piorando a transmissão de certos comprimentos de onda de uma forma mais rápida do que a de outros.

Comparando estes gráficos com os da fig. 23 obtidos a partir de fibras irradiadas no reactor (neutrões+gamas), verificamos que neste último caso não existe o aparecimento claro de dois comprimentos de atenuação distintos na zona de 15 a 40 cm, qualquer que seja a dose aplicada, ao contrário do que sucede com as fibras irradiadas exclusivamente com gamas.

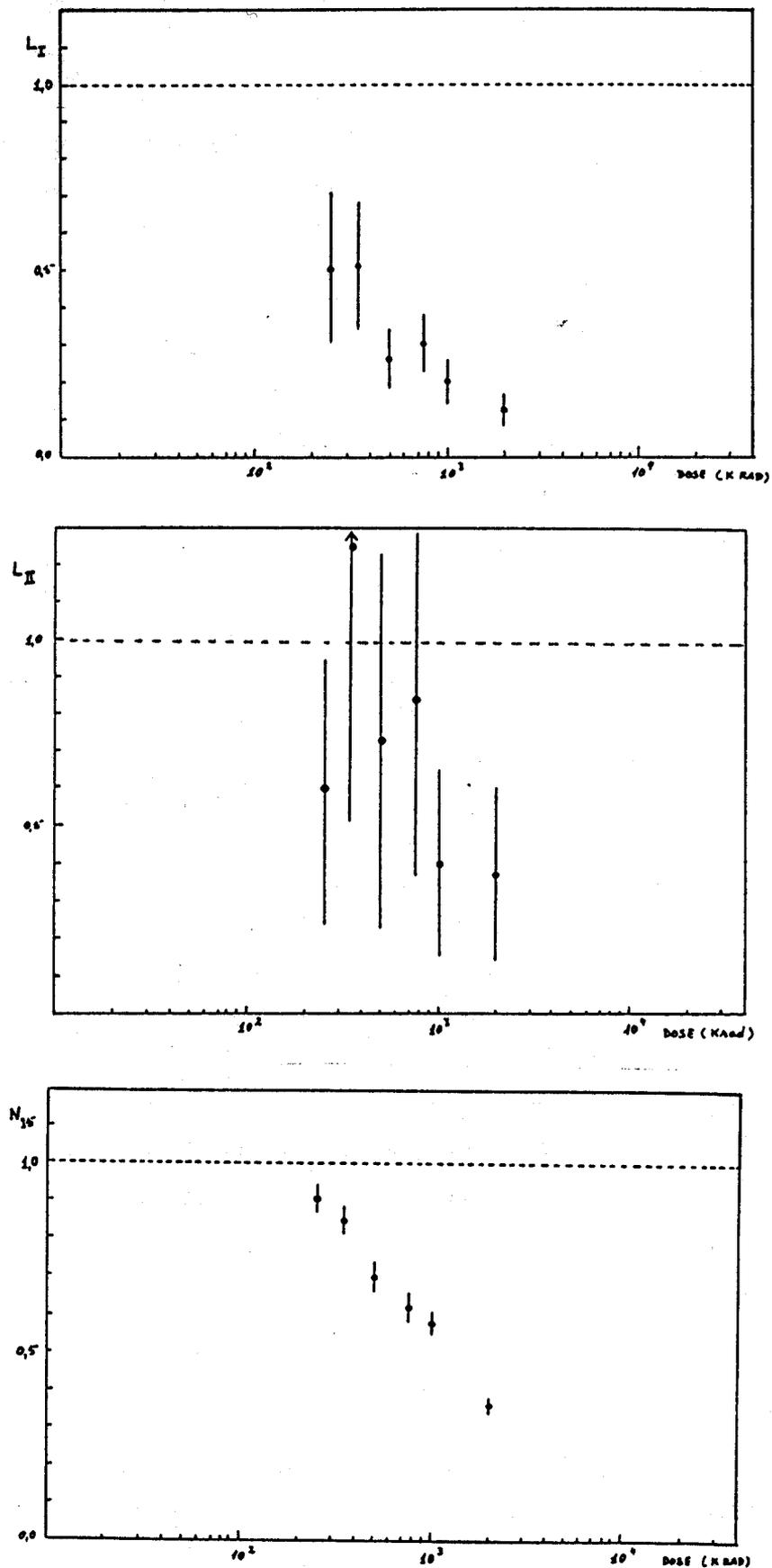
Dado que no caso de irradiação no reactor, 53% da dose recebida é devida a gamas, então a dose devida a gamas recebida

pelas fibras, a que dizem respeito os gráficos da fig.27 é aproximadamente igual à dose de gamas rebidas pelas fibras da fig.23 . Podemos assim concluir que a diferença existente entre este último caso e o das fibras irradiadas com gamas, é devida à presença de neutrões, que tende a alisar as curvas.

Dose (Krad)	L <sub>I</sub> (15 a 25 cm)	L <sub>II</sub> (30 a 40 cm)	N <sub>15</sub>
250	0,50±0,21	0,60±0,35	0,91±0,04
350	0,51±0,17	1,25±0,74	0,85±0,04
500	0,26±0,08	0,69±0,49	0,70±0,04
750	0,30±0,08	0,84±0,50	0,62±0,04
1000	0,20±0,06	0,40±0,24	0,58±0,03
2000	0,12±0,04	0,37±0,22	0,36±0,02

Tabela 7 : Dados relativos a fibras irradiadas com gamas. Os valores de L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub> e N<sub>15</sub> são normalizados aos valores obtidos para a fibra não irradiada.

Na tabela 7 e nos gráficos das figs.28, 29 e 30 são apresentados os resultados relativos a L<sub>I</sub>, L<sub>II</sub> e N<sub>15</sub> (valores normalizados) para as várias fibras irradiadas com gamas.

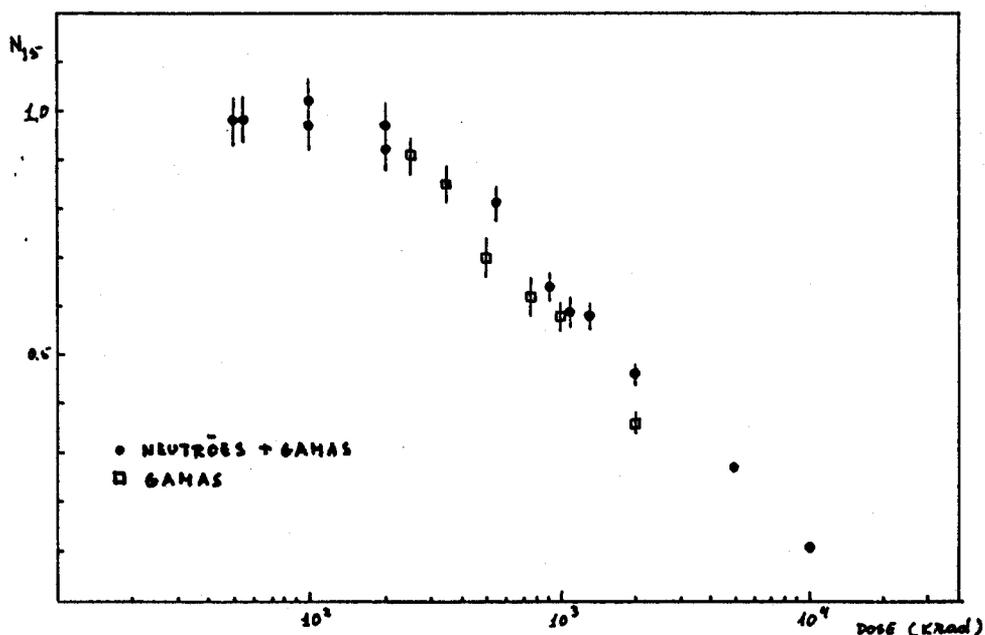


Figs. 28, 29 e 30 Resultados de fibras irradiadas com radiação gama. O comprimento de atenuação  $L_I$  é definido na região de 15 a 25 cm e  $L_{II}$  é definido na região de 30 a 40 cm. Todos os valores são normalizados ao valor para a fibra não irradiada

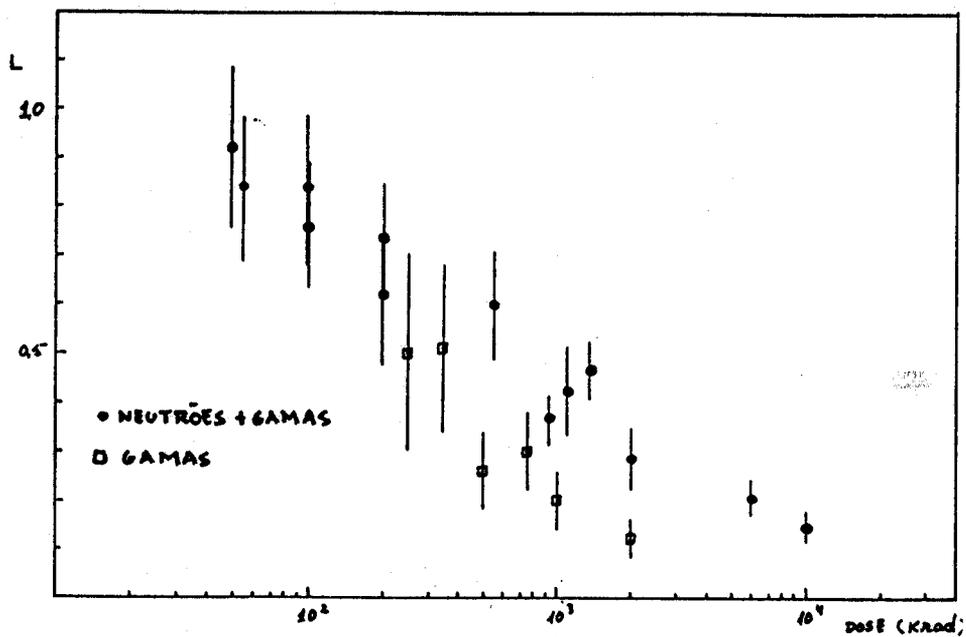
Da análise destes gráficos e do gráfico da fig.27 podemos ainda verificar uma diminuição do comprimento de atenuação ( $L_I$  e  $L_{II}$ ) com a dose recebida, sendo essa diminuição mais acentuada no caso de  $L_I$ .

Deste facto podemos concluir que existe uma zona do espectro de transmissão que é mais sensível à radiação gama. O valor de  $N_{15}$  diminui igualmente com a dose recebida, sendo a forma da variação desta grandeza diferente da verificada para  $L_I$ .

Nos gráficos das figs.31 e 32 podemos analisar em conjunto os dados relativos a fibras irradiadas no reactor e na fonte de  $CO^{60}$ . No caso de  $N_{15}$  a variação com a dose é praticamente idêntica nos dois casos havendo coincidência entre as duas curvas experimentais dentro dos erros com que os resultados foram obtidos. Para  $L_I$  os dados relativos às fibras irradiadas com gamas apresentam valores inferiores aos observados para fibras irradiadas no reactor.



Figs. 31 Resultados do número médio de fotoelectrões  $N_{15}$  de fibras irradiadas no RPI e de fibras irradiadas com radiação gama. Todos os valores são normalizados ao



Figs. 32 Resultados do comprimento de atenuação L de fibras irradiadas no RPI e de fibras irradiadas com radiação gama (tendo-se tomado neste ultimo caso o valor de  $L_I$ ). Todos os valores são normalizados ao valor para a fibra não irradiada

## 6. O calorímetro electromagnético de NA38

### 6.1 Descrição do calorímetro

As fibras ópticas estudadas neste trabalho foram utilizadas na construção do calorímetro electromagnético da experiência NA38/CERN e que entrou em funcionamento no início do verão de 1986.

Este calorímetro apresenta uma estrutura hexagonal, dividida em cinco anéis, sendo cada anel dividido em seis sectores. O diâmetro do calorímetro é de 34 cm, apresentando no centro uma abertura de 2,4 cm de diâmetro, para permitir a passagem do feixe que não interage com o alvo. O calorímetro cobre uma região em pseudorapidez entre 1 e 3,5 (no referencial do laboratório), correspondendo cada anel aproximadamente a um "bin" de 0,4 unidades de pseudorapidez.

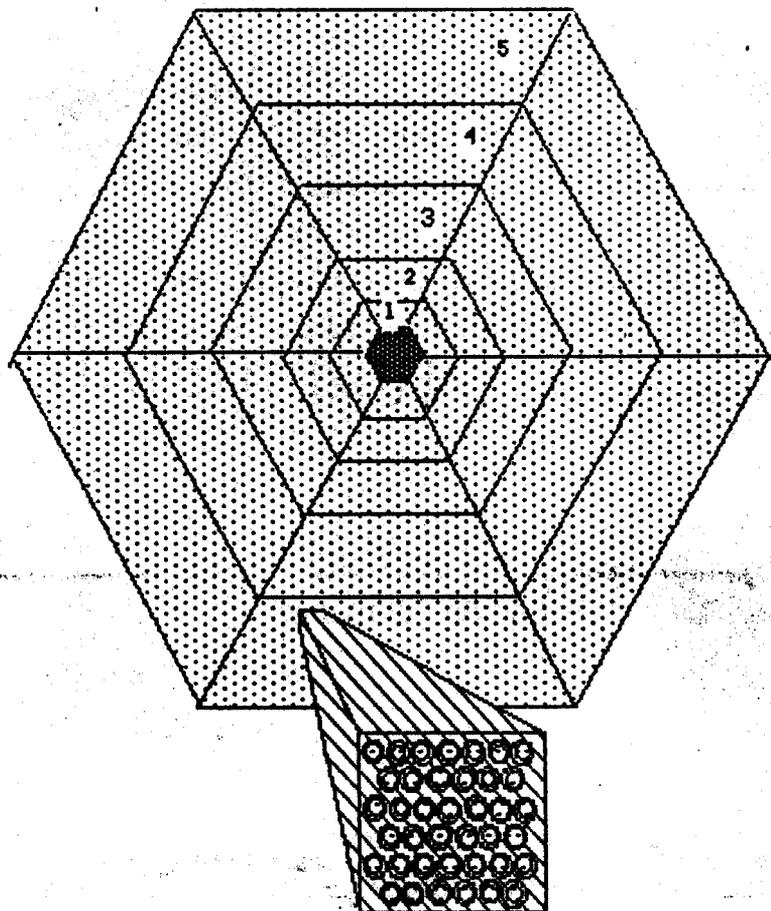


Fig.33 Esquema simplificado do calorímetro de NA38, mostrando um pormenor de um dos blocos

Cada módulo do calorímetro é constituído por chumbo e fibras ópticas cintilantes de plástico, de 1 mm de diâmetro, numa razão volumétrica de 2:1. De forma a que cada uma das fibras fique envolta em chumbo, fabricaram-se chapas deste metal, apresentando várias estrias onde são dispostas as fibras. A camada seguinte de chumbo é então colada à precedente com Araldit F. Dado que as fibras são dispostas paralelamente à direcção de incidência do feixe, haveria a possibilidade de uma partícula incidir numa das fibras e percorrer todo o calorímetro sem nunca encontrar chumbo. Para evitar este inconveniente foi dada uma forma ondulada aos blocos, com um comprimento de onda da ordem de três comprimentos de radiação e uma amplitude um pouco superior ao diâmetro da fibra. O comprimento de cada um dos blocos é de 12 cm, correspondendo a cerca de 15 comprimentos de radiação. As fibras usadas no calorímetro são fibras de polistireno iguais às descritas no § 3.5

A leitura dos módulos do calorímetro é feita através de guias de luz e fotomultiplicadores XP2972, encontrando-se a face oposta àquela onde se faz a recolha de luz, coberta por uma fita adesiva reflectora. Na parte posterior dos módulos foi colocado um filtro amarelo, de forma a cortar os comprimentos de onda na zona do azul distante que possuem comprimentos de atenuação muito curtos.

O calorímetro foi calibrado num feixe de electrões, sendo a sua resolução em energia de  $\sigma_E/E \approx 0.2/\sqrt{E}$

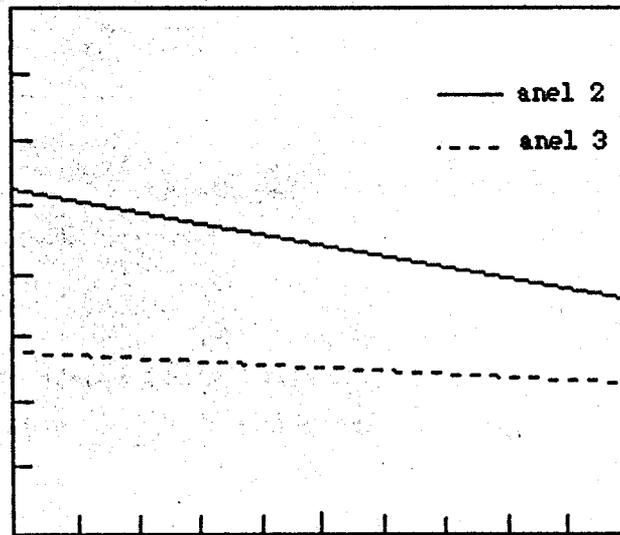
## 6.2 Envelhecimento dos módulos do calorímetro

Em condições normais de funcionamento o calorímetro de NA38 é sujeito a uma dose da ordem de 1 Mrad/semana. A dose recebida por

cada um dos módulos depende da sua posição relativa ao centro, sendo tanto maior quanto mais interior for o anel a que pertence o módulo. Do envelhecimento dos módulos do calorímetro, resulta que a calibração efectuada num determinado período da vida do calorímetro terá que ser posteriormente corrigida, para dar conta da menor produção e transmissão de luz. Os módulos mais interiores terão mesmo que ser substituídos ao fim de um determinado tempo, pois o seu rendimento torna-se demasiado baixo.

É assim interessante comparar, ainda que qualitativamente, alguns dos resultados do envelhecimento do calorímetro, com os dados do envelhecimento das fibras ópticas cintilantes isoladas, tendo em atenção que o calorímetro possui apenas 12 cm de comprimento, enquanto que os dados disponíveis para as fibras cobrem distâncias de 15 a 40 cm.

Na fig. 34 é apresentado o gráfico do valor médio da amplitude do sinal à saída de um módulo do anel 2 e de um módulo no anel 3 (dados retirados da análise preliminar realizada na Universidade de Clermont-Ferrant). Verifica-se que para o anel mais interior (anel 2), que recebeu uma maior dose de radiação existe um acentuado decréscimo no valor médio da amplitude dos sinais à saída do módulo enquanto, que para o anel mais exterior, esse decréscimo é bastante mais suave. Estes resultados são compatíveis com o comportamento observado nas fibras irradiadas com radiações nucleares, que mantêm a produção de luz de cintilação constante para baixas doses, e apresentam uma forte redução da luz produzida apenas a partir de uma determinada dose recebida.



tempo de irradiação (unidades arbitrárias)

Fig. 34 Amplitude média do sinal à saída de um módulo do anel 2 (linha contínua) e de um módulo do anel 3 (linha tracejada) do calorímetro electromagnético de NA38 em função do tempo de irradiação. As doses recebidas por cada um dos módulos não são iguais.

## 7. Conclusões

Neste trabalho foram estudadas algumas propriedades de fibras ópticas cintilantes de polistireno, bem como os efeitos produzidos nestas fibras por radiações nucleares.

Em primeiro lugar verificámos que as fibras estudadas apresentavam uma grande inhomogeneidade, bem patente na distribuição do comprimento de atenuação e do número médio de fotoelectrões  $N_0$  presentes nas figs. 19 e 20. Este trata-se aliás de um dos problemas sérios que se apresentam aos fabricantes de fibras ópticas de plástico, e que presentemente ainda não está resolvido.

Em segundo lugar verificou-se que o número médio de fotoelectrões não varia de acordo com uma lei do tipo  $e^{-d/L}$ , como seria de esperar. Isto possivelmente é devido ao facto do espectro de emissão apresentar uma banda larga, sendo cada comprimento de onda transmitido ao longo da fibra de forma diferente (i.e. o comprimento de atenuação depende do comprimento de onda da luz emitida). Assim para os primeiros centímetros de fibra existe uma "componente" que é rapidamente atenuada, seguindo-se uma zona onde o comprimento de atenuação apresenta um valor mais elevado. Na região de 15 a 40 cm a fibra apresenta um comprimento de atenuação  $L \sim 70$  cm, enquanto que para distâncias maiores que 1 m o comprimento de atenuação aumenta consideravelmente obtendo-se  $L > 130$  cm.

Com a presente montagem experimental apenas poderam ser obtidos valores para distâncias superiores a 12,5 cm, não sendo possível observar a componente inicial de rápido decrescimento.

A irradiação das fibras com neutrões e radiação gama, mostrou-nos que o comprimento de atenuação da fibra vai piorando com o aumento da dose recebida, reduzindo-se a 15% de um valor inicial,  $L_{eff} \sim 80$  cm, após irradiação com uma dose de 10 Mrad. No entanto para doses inferiores a 100 Krad o número médio de fotoelectrões  $N_{15}$  mantem-se praticamente inalterado.

Os dados experimentais obtidos para fibras irradiadas com nêutrons e gamas não evidenciam efeitos dependentes da taxa de dose num intervalo de 2 a 2000 Krad/s.

Dois fibras irradiadas com doses da ordem de 1000 Krad no RPI foram medidas novamente ao fim de 48 dias não tendo sido observada uma recuperação por parte destas fibras.

Foram feitas tentativas de ajuste das curvas  $L(\text{dose})$  e  $N_{15}(\text{dose})$  usando-se funções escolhidas empiricamente. As funções matemáticas encontradas que melhor se ajustam aos valores experimentais carecem no entanto de interpretação física.

No caso de irradiação com radiação gama é visível uma modificação no espectro de transmissão, que se traduz no aparecimento de um comprimento de atenuação curto na zona de 15 a 25 cm, e de um mais longo na zona de 30 a 40 cm. Ao contrário do que seria de esperar a irradiação exclusivamente com radiação gama evidencia uma degradação mais rápida do comprimento de atenuação.

De uma forma geral a exposição das fibras ópticas cintilantes a radiações nucleares provoca a sua degradação, constituindo causa do rápido envelhecimento dos detectores que são com elas construídos, como sucedeu com os módulos do calorímetro de NA38. Assim, para cada detector construído é necessário um controle permanente da sua resposta, exigindo uma calibração rigorosa.

## Bibliografia

- [All] L.R. Allemand et al., Nuc. Inst. and Meth. 225 (1984) 522
- [Atk] M. Atkinson et al., Nuc. Inst. and Meth. A254 (1987) 500
- [Bal] A. Baldit et al., Proposal NA38, CERN/SPS 85-20 and 85-42
- [Bev] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill 1969
- [Bin] U.R. Binns et al., Nuc. Inst. and Meth. 216 (1983) 475
- [Blu] H. Blumenfeld et al., Nuc. Inst. and Meth. 225 (1984) 518
- [Bor] S.R. Borenstein et al., Phys. Scripta 23 (1981) 550
- [Bou] M. Bourdinaud et al., Phys. Scripta 23 (1981) 534
- [Bri] J.P. Brion et al., Commissariat a l'Energie Atomique, report Dph PE 86-07 (1986)
- [Bur1] H. Burmeister et al., CERN report, CERN/EP 83
- [Bur2] H. Burmeister et al., Nuc. Inst. and Meth. 225 (1984) 530
- [Cha] G. Charpak, CERN report, CERN/EP 85-127
- [Cru] C. Cruz, Tese de Mestrado a apresentar
- [Fab] C.W. Fabjan et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 (1982) 335
- [Hal] K.F. Hale, Phys. Technol., 15 (1984) 129
- [Jac] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, 2<sup>a</sup> ed. John Wiley & Sons, 1975
- [Jen] P. Jenni et al., "The high resolution spaghetti hadron calorimeter", proposal to the R & D program of CERN, April 27, 1987
- [Kei] G. Keiser, Optical Fiber Communications, McGraw-hill 19
- [Kno] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, 1979

- [Lec] D. Lacarrere and J.Mann, CERN report, SPS/ABM/DL 82-10 (1982)
- [Led] C.M.Leder et al., Table of Isotopes, John Wiley and Sons,  
New York 1967
- [Lin] C.S. Lindsey, Nuc.Inst.and Meth., A254 (1987) 212
- [Loe] B.Loehr, Nuc.Inst.and Meth. A254 (1987) 26
- [Mat] P.L.Mattern et al., IEEE Trans.Nuc.Sci., Vol.NS-22, n°6, 1985
- [Per] D.Perrin and P.Sonderegger, CERN report, OM/SPS 81-7
- [Ple] K.W. Plessner et al., Phys.Tecnnol., 15 (1984) 120
- [Sir] Y.Sirois and R.Wigmans, CERN report, CERN/EP 85-60, (1985)
- [Son] P.Sonderegger, CERN report, CERN-EP/86-214, 1986
- [Vil] F.Villars and G.Benedecu, Physics , Vol.2, Addisson-Wesley  
1974
- [Wig] R.Wigmans ,CERN report, CERN/EF 86-18 (1986)
- [Yan] H.J.Yang et al., Nuc.Inst.and Meth. 185 (1981) 115

## Agradecimentos

Em primeiro lugar queria agradecer à minha orientadora, Doutora Amélia Maio toda a colaboração que prestou a este trabalho, tanto do ponto de vista experimental, como do ponto de vista de crítica do mesmo. Um trabalho de natureza experimental conta em geral com a participação de mais do que um elemento, e este trabalho não fugiu a essa regra. Assim uma parte dos dados experimentais foi tomada em colaboração com o Eng<sup>o</sup> Carlos Cruz, a quem agradeço não só a colaboração dada, mas também as discussões sobre vários tópicos deste trabalho. Queria agradecer ao Doutor António Melo a amável cedência do programa que permitiu fazer a transferência de dados do multicanal Canberra-40 para um computador pessoal, e ao Dr. Pedro Amorim a cedência de um programa de ajuste de funções a dados experimentais. Cabe aqui fazer um agradecimento ao responsável do Reactor Português de Investigação (LNETI), Eng<sup>o</sup> Menezes pela forma amável como colocou os serviços do reactor à nossa disposição, bem como ao Sr. Albano Silva que executou as irradiações no reactor. Ao Sr. Coimbra do Departamento de Química do LNETI é igualmente devido um agradecimento pela colaboração prestada na irradiação das fibras na fonte de  $\text{Co}^{60}$ .