

BIR7801648



**CONTRIBUIÇÃO À DETERMINAÇÃO DA VAZÃO SÓLIDA DE ARRASTE
EM LEITOS ARENOSOS, UTILIZANDO TÉCNICAS RADIOISOTÓPICAS**

Wladimir Sanchez

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 003

MARÇO/1976

**CONTRIBUIÇÃO À DETERMINAÇÃO DA VAZÃO SÓLIDA DE ARRASTE
EM LEITOS ARENOSOS, UTILIZANDO TÉCNICAS RADIOISOTÓPICAS**

Wladimir Sanchez

**Tese para obtenção do Título de "Doutor em
Ciências" – Orientador Dr. Gui Sauzay.
Apresentada e defendida em 15 de março de 1973,
no Instituto de Geociências da Universidade de São Paulo.**

APROVADA PARA PUBLICAÇÃO EM JANEIRO/1976.

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Reinach -- Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Heicio Modesto de Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Pegina Elisabete Azevedo Beretta
Flávio Gori

SUPERINTENDENTE

Rômulo Ribeiro Pieroni

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11 049 (Pinheiros)
Cidade Universitária "Armando de Salles Oliveira"
SÃO PAULO - BRASIL

NOTA: Este trabalho foi conferido pelo autor depois de composto e sua redação está conforme o original, sem qualquer correção ou mudança.

ÍNDICE

	Pág.
CAPÍTULO I – CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE O TRANSPORTE DE SÓLIDOS	1
CAPÍTULO II – CARACTERÍSTICAS DOS SEDIMENTOS RADIOATIVOS	7
II.1 – Considerações Iniciais	7
II.2 – Técnicas Radioisotópicas em Sedimentologia	10
II.2.1 – Método de Integração no Espaço	11
II.2.2 – Método de Integração no Tempo	12
II.3 – Sedimentos e Técnicas Utilizados	15
II.3.1 – Irradiação de Areia Natural	21
II.3.2 – Marcação da Areia com ^{198}Au	21
II.3.3 – Irradiação de Vidro Moído	28
CAPÍTULO III – CONDIÇÕES DE MISTURA HOMOGÊNEA	29
III.1 – Generalidades	29
III.2 – Condições de Mistura Homogênea no Caso de Injeção Instantânea do Traçador Radioativo. (Sistema Euleriano)	30
III.2.1 – Condição Necessária	30
III.2.1.1 – Cálculo de $dP(dS)$	31
III.2.1.2 – Cálculo de $dP_i(dS)$	31
III.2.2 – Condição Suficiente	33
III.3 – Relação entre Velocidade Média e Velocidade do Centro de Gravidade de uma Nuvem de Sedimentos Radioativos (Sistema Lagrangiano).	33
III.3.1 – Demonstração da Relação $V_c = f(V_m)$	34
III.3.2 – Cálculo de $\alpha(V)$	35
III.3.3 – Determinação de λ	37
III.4 – Velocidade Média de um Conjunto de Partículas (Sistema Euleriano)	38
CAPÍTULO IV – CURVAS DE ISOATIVIDADE E CENTROS DE GRAVIDADE	39
IV.1 – Generalidades	39
IV.2 – Cálculo do Centro de Gravidade – Detecção Estática	43
IV.3 – Cálculo do Centro de Gravidade – Detecção Dinâmica	43
IV.4 – Profundidade da Camada Móvel	45
IV.4.1 – Lei de Resposta $f(z)$, Polinomial	47
IV.4.1.1 – Determinação de E	48
IV.4.2 – Lei de Resposta $f(z)$, Exponencial	50
IV.5 – Detecção Pontual	53
IV.5.1 – Lei de Resposta $f(z)$, Polinomial	53
IV.5.2 – Lei de Resposta $f(z)$, Exponencial	54

	Pag.
CAPÍTULO V – CALIBRAÇÃO DOS DETETORES	55
V.1 – Considerações Preliminares	56
V.2 – Detetor Isotrópico	56
V.3 – Variação de Espessura da Camada de Areia Radioativa	59
V.4 – Cálculo de Taxa de Contagens para Camada Superficial de Areia Radioativa	61
V.4.1 – Camada Superficial Infinita	61
V.5 – Aproximação Linear	63
V.5.1 – Resposta Exponencial	64
V.6 – Características dos Detetores	66
V.7 – Calibração com Fonte Plana	66
V.8 – Calibração com Fonte Pontual	71
V.9 – Detetor Colocado Abaixo do Tanque de Calibração	71
CAPÍTULO VI – CÁLCULO DA QUANTIDADE DE AREIA RADIOATIVA A SER INJETADA	71
VI.1 – Generalidades	71
VI.2 – Lei da Distribuição da Taxa de Contagens e suas Características	72
VI.2.1 – Cálculo da Distribuição α_n	75
VI.2.2 – Cálculo dos Desvios Médios Quadráticos	76
VI.2.3 – Probabilidades Associadas aos Desvios Quadráticos	78
VI.3 – Aplicação Prática	78
VI.3.1 – Condições Experimentais	78
VI.3.2 – Detecção Estática	79
VI.3.2.1 – Detecção Estática e Granulometria Uniforme	79
VI.3.2.2 – Massa Mínima	82
VI.3.2.3 – Granulometria Variada	87
VI.3.3 – Detecção Dinâmica – Granulometria Uniforme	89
VI.3.3.1 – Massa Mínima	93
VI.3.3.2 – Granulometria Variada	99
CAPÍTULO VII – CARACTERÍSTICAS DO CANAL INCLINÁVEL	100
VII.1 – Viga Suporte de Declividade Variável	100
VII.2 – Alimentação e Restituição	101
VII.3 – Variação da Declividade	101
VII.4 – Aparelhamento para Medidas	101
VII.4.1 – Medição da Vazão	101
VII.4.2 – Medição das Profundidades	102
VII.4.3 – Medição das Declividades	102
CAPÍTULO VIII – DETERMINAÇÃO DAS TENSÕES CRÍTICAS DE ARRASTAMENTO	103
VIII.1 – Dados Experimentais	103
VIII.2 – Hipótese Adotada no Cálculo da Vazão Sólida Parcial	114
VIII.3 – Comparação com Resultados Obtidos pelas Medidas Diretas	114
CAPÍTULO IX – COMPORTAMENTO DA AREIA NATURAL E VIDRO MOÍDO	116

	Pág.
IX.1 – Considerações Iniciais	116
IX.2 – Dados Experimentais	117
CAPÍTULO X – MEDIÇÕES DE VAZÃO SÓLIDA DE ARRASTE NO RIO PIRAJUSSARA .	128
X.1 – Considerações Iniciais	128
X.2 – Imersão dos Sedimentos Radioativos	128
X.3 – Detecção dos Sedimentos Radioativos	128
X.4 – Medições de Vazão Líquida	134
X.5 – Determinação da Vazão Sólida Parcial do Rio Pirajussara	140
X.5.1 – Cálculos Efetuados	142
X.5.1.1 – Cálculos das Integrais N(50) e N(150)	142
X.5.1.2 – Atividades Envolvidas	142
X.5.1.3 – Cálculo da Espessura Média da Camada Móvel	142
X.5.1.3.1 – Nível de Discriminação em 50 keV	145
X.5.1.3.2 – Nível de Discriminação em 150 keV	148
X.5.2 – Resultados Parciais	149
X.5.3 – Erros	150
X.5.4 – Centro de Gravidade e Velocidade Média	151
X.5.5 – Cálculo de Arraste Parcial	151
X.5.6 – Fonte de Erros	161
X.5.6.1 – Erros Sistemáticos	161
X.5.6.2 – Erros Acidentais	163
X.6 – Considerações Gerais	163
CAPÍTULO XI – CONCLUSÕES GERAIS	163
APÊNDICE A	169
APÊNDICE B	171
APÊNDICE C	176
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	178

ÍNDICE DAS FIGURAS

	Pág.
Figura 1 – Esquema das Regiões de um Canal que Alteram a Distribuição de Velocidades	4
Figura 2 – Diagrama Ilustrativo do Transporte Sólido em uma Seção Transversal do Escoamento ..	13
Figura 3 – Curva Granulométrica do Material de Fundo do Rio Santo Antonio (Caraguatatuba) ..	16
Figura 4 – Curva Granulométrica do Material de Fundo do Rio Pirajussara (Cidade Universitária) ..	17
Figura 5 – Curvas de Decaimento para a Atividade Gama – Granulometria da Areia (210 – 420)μ	20
Figura 6 – Decaimento Gama para Diferentes Granulometrias	22
Figura 7 – Curva Granulométrica para Areia Natural e Areia Radioativa	23
Figura 8 – Rendimento da Fixação de ^{198}Au	26
Figura 9 – Representação Esquemática do Método dos Picos	40
Figura 10 – Efeito de Profundidade	42
Figura 11 – Determinação do λ_{gr} e do λ_{gm}	44
Figura 12 – Leis de Distribuição da Concentração de Grãos Ativos em Profundidade – Relações $Z_m = \psi(E)$	45
Figura 13 – Variação de β em Função de E Utilizando-se Fonte Plana de ^{51}Cr	51
Figura 14 – Variação de β em Função de E Utilizando-se Fonte Circular Plana de ^{198}Au	52
Figura 15 – Detetor Isotrópico que Apresenta a Mesma Superfície S à Radiação Incidente, Independente do Ângulo em que a Radiação Incide	57
Figura 16 – Variação de $I(e)/I(o)$ em Função da Espessura da Camada de Areia Expressa em Comprimento de Relaxação	62
Figura 17 – Variação de $I(e)/I(o)$ em Função da Espessura da Camada de Areia Expressa em Centí- metro	62
Figura 18 – Sonda Submarina Utilizado na Detecção de Sedimentos Radioativos	67
Figura 19 – Representação Esquemática do Tanque de Calibração com Fonte Circular Plana de ^{51}Cr	68
Figura 20 – Curvas de Calibração – Distância Leito-Detetor = 5 Centímetros	69
Figura 21 – Curvas de Calibração – Distância Leito-Detetor = 5 Centímetros	70
Figura 22 – Probabilidade de Obtenção da Taxa de Contagem N_n em Função do Número n de Grãos Radioativos	74
Figura 23 – Variação de $N_1(r)$ em Função da Distância r do Grão do Detetor	80
Figura 24 – Detecção Estática – Densidade de Probabilidade $\alpha_1(N)$	81
Figura 25 – Detecção Estática – Densidade de Probabilidade $\alpha_{16}, \alpha_{32}, \alpha_{64}$	83
Figura 26 – Detecção Estática – Comportamento de N_p/\bar{N} em Função do Número de Grãos Ra- dioativos	84
Figura 27 – Detecção Estática – Desvio Quadrático e sua Probabilidade Associada $A(n,\sigma)$ em Função do Número de Grãos Radioativos	85
Figura 28 – Detecção Estática – Probabilidade Associada a um Intervalo de Contagem Dado	86
Figura 29 – Curvas Granulométricas da Areia Grossa Utilizada nas Calibrações dos Detetores	89
Figura 30 – Curvas Granulométricas da Areia Fina Utilizadas nas Calibrações dos Detetores	90
Figura 31 – Detecção Estática – Detecção Dinâmica: Influência da Granulometria sobre σ	91
Figura 32 – Detecção Dinâmica – Variação da Taxa de Contagem de um Grão Radioativo, com Atividade de 1,0 μCi Situado a uma Distância h do Detetor	92

	Pág.
Figura 33 – Detecção Dinâmica – Densidade de Probabilidade $\alpha_1(N_1)$	94
Figura 34 – Detecção Dinâmica – Densidade de Probabilidade $\alpha_8, \alpha_{16}, \alpha_{32}$	95
Figura 35 – Detecção Dinâmica – Variação de N_p/N em Função do Número de Grãos Radioativos. .	96
Figura 36 – Detecção Dinâmica – Variação do Desvio Quadrático σ_n e de sua Probabilidade em Função do Número de Grãos Radioativos	97
Figura 37 – Detecção Dinâmica – Percentagem dos Casos Possíveis Pertencentes a um Intervalo Dado $\bar{N} \pm \Delta$	98
Figura 38 – Principais Características do Canal Inclinável	103A
Figura 39 – Distribuição dos Pontos Experimentais em Relação ao Diagrama de Schields	113
Figura 40 – Variação em Função do Tempo de Ensaio, das Concentrações de Vidro e Areia, ao Longo do Canal Experimental	122
Figura 41 – Velocidade de Deslocamento do Centro de Gravidade das Nuvens Ativas	123
Figura 42 – Variação em Função do Tempo, das Concentrações de Areia e Vidro. Granulometria (589 – 710) μ	126
Figura 43 – Variação em Função do Tempo das Concentrações de Areia e Vidro, ao Longo do Canal Experimental	127
Figura 44 – Bacia Hidrográfica do Rio Pirajussara	130
Figura 45 – Seções onde Foram Realizadas as Medições de Vazão Líquidas	131
Figura 46 – Dispositivo para Injetar Areia Radioativa	132
Figura 47 – Dispositivo para Injetar Areia Radioativa	133
Figura 48 – Propagação da Nuvem de Sedimentos Radioativos, Representada pelas Curvas de Isoatividades. Intervalo Granulométrico (420 – 589) μ	135
Figura 49 – Variação da Concentração de Sedimentos Radioativos, em Função do Tempo, Obtida a Partir das Curvas de Isoatividades	136
Figura 50 – Trenó com Sonda Detetora Utilizado nas Medições de Arraste de Fundo no Rio Pirajussara	137
Figura 51 – Deslocamento dos Grãos Radioativos a Partir da Seção de Lançamento	138
Figura 52 – Cálculo das Integrais $N(50)$ e $N(150)$, Relativo aos Dados da Campanha de 20 de Junho	143
Figura 53 – Cálculo das Integrais $N(50)$ e $N(150)$, Relativo aos Dados da Campanha de 29 de Junho	144
Figura 54 – Variação da Espessura da Camada Móvel em Função do Produto KN. Nível de Discriminação 50 keV	146
Figura 55 – Variação da Espessura da Camada Móvel em Função do Produto KN. Nível de Discriminação 150 keV	147
Figura 56 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara uma Hora Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	153
Figura 57 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Duas Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	154
Figura 58 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Cinco Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	155
Figura 59 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Sete Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	156
Figura 60 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Vinte e Cinco Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio 650 mm	157

	Pág.
Figura 61 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Trinta e Uma Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	158
Figura 62 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Cincoenta e Quatro Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	159
Figura 63 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Oitenta Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm	160
Figura 64 – Distribuição dos Sedimentos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara	162

CONTRIBUIÇÃO À DETERMINAÇÃO DA VAZÃO SÓLIDA DE ARRASTE EM LEITOS ARENOSOS, UTILIZANDO TÉCNICAS RADIOISOTÓPICAS

Wladimir Sanchez

RESUMO

Estudou-se com auxílio das técnicas radioisotópicas um processo de medida direta da vazão sólida de arraste, em leitos arenosos. Em canal experimental de laboratório determinaram-se as tensões iniciais de arrastamento para grãos pertencentes a diversos intervalos granulométricos, levando-se em conta diferentes valores de vazão líquida. Realizou-se um estudo comparativo sobre a movimentação inicial de grãos de vidro moído e grãos de areia, ambos com mesmo peso específico e pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico. Desenvolveram-se estudos sobre a determinação da massa mínima de grãos de areia radioativos, destinados a lançamento no escoamento, levando-se em conta os dois tipos de detecção: estática e dinâmica. Experiências complementares realizadas no campo serviram para confirmar as condições tecnológicas de aplicação do método. Nossa contribuição pessoal, neste trabalho, refere-se ao tratamento dos sedimentos antes da irradiação ou marcação (separação granulométrica e densimétrica para obter-se proporcionalidade entre atividade e massa irradiada) e também ao tratamento dos resultados. As experiências foram realizadas com técnicas e princípios já desenvolvidos e aplicados cuidadosamente.

CAPÍTULO I

CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE O TRANSPORTE DE SÓLIDOS EM CURSOS D'ÁGUA

A teoria do transporte de sedimentos por arrastamento foi enunciada por Du Boys em 1879⁽¹⁾. Surgiu, posteriormente, baseado em seus estudos, um número elevado de equações com o objetivo de determinar a vazão sólida junto ao leito do escoamento. A maioria dessas equações originou-se de estudos baseados em hipóteses de movimento quase unidimensional. O fato que despertava a atenção no fenômeno de transporte sólido era ser o peso específico dos sedimentos transportados superior ao da água que os transporta. Como não fosse o princípio de Arquimedes suficiente para explicar o fenômeno, numerosos físicos e engenheiros elaboraram teorias procurando justificar o comportamento real do sedimento submerso.

Dois tipos de estudos foram desenvolvidos. Um deles procurava determinar os parâmetros mecânicos capazes de levantar um sedimento submerso no leito de um curso d'água e mantê-lo em movimento, por suspensão ou arraste. O outro, de natureza essencialmente empírica, procurou correlacionar a capacidade do escoamento para transportar sólidos com suas principais características hidráulicas. Tanto os estudos mecânicos de transporte sólido como os empíricos são complexos, pois o fenômeno é essencialmente dinâmico. O poder de transporte sólido de uma corrente natural ou de canal artificial não permanece constante mas muda continuamente com os períodos de chuva e seca.

Pode parecer que os estudos empíricos baseados em canais artificiais e correntes naturais jamais teriam uma explicação teórica satisfatória. Entretanto, foram eles que proporcionaram aos engenheiros critérios fidedignos para seus projetos.

Uma das pesquisas mais importantes no campo foi desenvolvida por Meyer Peter no Laboratório de Hidráulica da Escola Politécnica de Zurich⁽²⁾, baseada nas características do escoamento, declividade do leito e da vazão líquida. A hipótese principal admitida por Meyer Peter foi a de que a energia da turbulência e sua dissipação seriam uniformemente distribuídas na corrente.

Nas fórmulas obtidas para avaliação da vazão sólida de arraste deve-se introduzir, para cada caso específico, determinados coeficientes cujo cálculo não é simples.

Um estudo desenvolvido por Equiazaroff⁽³⁾ e seus colaboradores baseou-se na correlação entre o transporte sólido e a tensão tangencial de fundo. As fórmulas de vazão sólida são expressas em função da diferença entre a tensão tangencial de início de arraste (também chamada tensão crítica) e a tensão tangencial real existente no escoamento. Equiazaroff também levou em conta a turbulência que existe nas proximidades do leito. A tensão crítica é comumente obtida a partir do gráfico de Shields.

O método desenvolvido por Einstein⁽⁴⁾ baseia-se em análise estatística e cálculo de probabilidade. O movimento do sedimento é explicado a partir de uma série de saltos cuja frequência e comprimento dependem do seu tamanho.

Freqüentemente, calcula-se a vazão sólida de arraste de fundo a partir do conhecimento da lei de distribuição de velocidade em profundidade⁽⁵⁾, obtida com o auxílio da equação logarítmica de Karman-Prandtl.

$$V = V_* A \log \frac{12 R}{k_s} + B \quad (1.1)$$

$V_* = \left[\frac{\tau}{\rho} \right]^{1/2}$ é a velocidade de atrito junto ao fundo, relativa a rugosidade superficial;

τ - é a tensão tangencial média total;

ρ - é o peso específico do fluido;

R - raio hidráulico;

k_s - a rugosidade equivalente de Nikuradse, dos grãos constituintes do fundo;

$A = 5,75$, constante;

$B = 8,5$, constante.

Na prática, o cálculo da tensão tangencial τ , a partir da lei de distribuição de velocidade é muito delicado por vários motivos:

1 - No caso do leito móvel e rugoso é difícil saber a que distância do fundo é medida a velocidade V . Realmente, como o fundo é suscetível de se deformar, o plano de referência correspondente a $y = 0$ é indeterminado;

2 - O valor da constante A independe da configuração geométrica do escoamento, ao passo que B depende. Também não existe prova de que este coeficiente conserva o mesmo valor em diferentes pontos da seção transversal em um mesmo escoamento;

3 - Nas vizinhanças das margens, a distribuição de velocidade é alterada. Como exemplo

consideremos o esquema mostrado na figura 1. Pode-se admitir que a lei de distribuição de velocidade na região II só depende do fundo ao passo que nas regiões I e III depende das margens. A distribuição de velocidades na zona pontilhada que separa as duas regiões depende tanto do fundo como das margens;

4 – Em escoamento onde o transporte sólido é importante, o próprio transporte modifica de modo considerável a lei de distribuição de velocidades e as tensões críticas de arraste ficam determinadas.

Os sólidos em um curso d'água são transportados por suspensão e por arraste de fundo. A distinção entre estas duas modalidades de transporte sólido pode ser feita levando-se em conta os seguintes fatores:

1 – Características Dimensionais dos Elementos Transportados

De modo geral, pode-se dizer que o diâmetro do sedimento transportado por arraste de fundo é maior que o do transportado por suspensão. Entretanto, a delimitação dos sedimentos passíveis de serem transportados por um desses dois modos está ligado diretamente ao grau de turbulência da corrente líquida. Em regime laminar, como no caso das zonas de remanso dos reservatórios, somente os sedimentos de diâmetro inferior a 1μ , como os colóides e precolóides, é que se movimentam. Em regime de baixa turbulência, os sedimentos cujos diâmetros estão compreendidos entre 1μ e 20μ podem ser transportados por suspensão. Em regime de média turbulência, os sedimentos de diâmetros entre 20μ e 2 mm podem ser transportados em suspensão. Em regime de grande turbulência, os sedimentos de diâmetros entre 2 mm e 20 mm podem ser transportados por suspensão mas de modo descontínuo.

De modo geral, a turbulência aumenta o diâmetro dos sólidos que podem ser transportados por suspensão.

2 – Tipo de Movimento do Sólido Transportado

O sólido transportado por arraste de fundo se movimenta de modo descontínuo, tanto no espaço como no tempo. É um movimento caracterizado por uma série de saltos curtos e sucessivos. Ao contrário, o transporte por suspensão é feito de modo contínuo, o sedimento caminha longas distâncias durante longo tempo, sem paradas intermediárias.

3 – Zona de Movimentação

O arraste de fundo ocorre nas vizinhanças imediatas do leito, enquanto que o transporte em suspensão se realiza em toda a massa líquida, provocando o aparecimento de faixas de igual concentração em virtude da turbulência.

4 – Correlação com a Vazão Líquida

Observa-se que a uma determinada vazão líquida pode corresponder diversas concentrações médias de sedimentos em suspensão e uma única vazão de arraste compatível com o estado estável do leito do curso d'água.

Suponhamos duas seções transversais e sucessivas de um curso d'água que chamaremos de A e B, sendo A a seção de montante. Admitindo-se que o leito entre essas duas seções é estável, a vazão sólida de arraste, por metro linear g_s , medida sobre um plano y de água é a mesma em A e B, assim como em qualquer outra seção compreendida entre A e B.

Quando o leito entre as duas seções consideradas for instável pode ocorrer o seguinte:

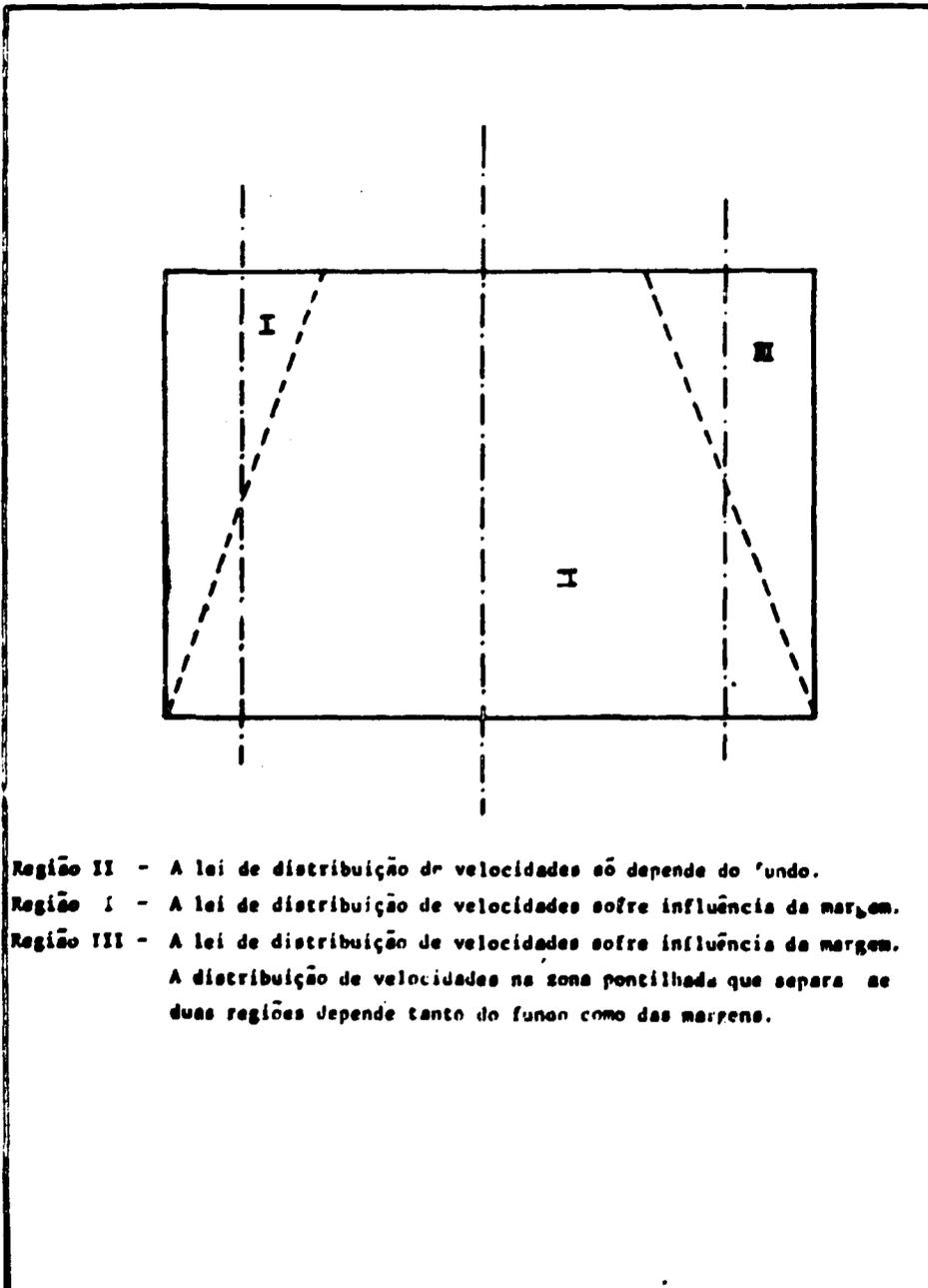


Figura 1 - Esquema das Regiões de um Canal que Alteram a Distribuição de Velocidades.

- a) — A vazão sólida na seção B, g_B , é superior a vazão sólida registrada na seção A, g_A . Isto significa que entre as duas seções de medição houve erosão do leito do curso d'água e neste caso a representação matemática seria,

$$g_B = g_A + g_e \quad (1.2)$$

g_e — é em cada instante t, a vazão sólida por metro linear, proveniente da erosão de cada seção compreendida entre A e B.

- b) — A vazão sólida na seção B, g_B , é inferior a vazão sólida registrada em A, g_A . Significa que entre A e B houve uma sedimentação do leito e, neste caso,

$$g_B = g_A - g_R \quad (1.3)$$

g_R — é em cada instante t, a vazão sólida de sedimentação, por metro linear, entre A e B.

Quando se estuda o transporte sólido em canal de laboratório, o problema pode se tornar complexo quando os três fenômenos anteriormente mencionados ocorrem concomitantemente. Estudos mais simples podem ser realizados quando o leito do canal é estável.

A maioria das técnicas que têm por objetivo medir a vazão sólida de arraste, q_s , em seções de um curso d'água, utilizam-se de equações do tipo:

$$q_s = f(\tau - \tau_0) \quad (1.4)$$

Urge, portanto, determinar com precisão o valor da tensão crítica de início de arraste, τ_0 . Quando os valores da tensão τ forem muito superiores a τ_0 , a tensão de início de arraste pode ser determinada com relativa precisão pois a diferença $\tau - \tau_0$ não será muito alterada. Nos casos onde τ é muito próximo de τ_0 , a tensão de início de arraste deve ser determinada com grande precisão, pois do contrário, os erros cometidos na avaliação da vazão sólida serão consideráveis. Daí ser imperativo que se desenvolvam técnicas que auxiliem a obtenção de resultados precisos para τ_0 .

Graças às possibilidades de produção dos radioisótopos artificiais novas perspectivas surgiram para o estudo do transporte de sólidos em cursos d'água. As técnicas radioisotópicas permitem determinar τ_0 com precisão superior a proporcionada pelos métodos convencionais.

O princípio geral da técnica consiste em marcar o sedimento de fundo do leito com isótopo radioativo e, com auxílio de sensíveis detectores de radiação, determinar o instante e as condições em que os grãos marcados iniciam sua movimentação. Sendo a atividade dos sedimentos proporcional à massa de material irradiado, pode-se determinar a vazão sólida de arraste, comparando a atividade dos grãos radioativos que se movimentam no leito com a de um padrão. A comparação com o padrão elimina também os problemas relativos ao decaimento radioativo, fenômeno comum a todos os radioisótopos.

Embora o princípio da técnica radioativa para estudos sedimentológicos seja relativamente simples, sua utilização estava voltada para determinações qualitativas. Nos últimos quatro anos, pesquisadores nucleares de todo o mundo voltaram suas vistas para determinações quantitativas, estudo de parâmetros que influem nas condições de início de arraste dos sedimentos e comprovação das teorias de transporte sólido.

Iniciamos em 1968 nossos trabalhos no Instituto de Energia Atômica de São Paulo, procurando aplicar a técnica radioisotópica em estudos quantitativos de transporte sólido. Por analogia com as técnicas radioisotópicas de medida de vazão líquida, estudamos dois métodos para avaliação de transporte sólido em cursos d'água. O primeiro método, aplicado em canal de laboratório, foi o de integração no espaço, de modo análogo à determinação da vazão líquida⁽⁶⁾, onde a velocidade média do escoamento é determinada a partir do deslocamento do centro de gravidade da onda radioativa. A areia radioativa foi injetada em uma trincheira aberta no leito do canal experimental, no sentido transversal ao escoamento e seu deslocamento foi indicado por detectores de cintilação dispostos sobre o canal. A experiência mostrou que a vazão sólida podia ser deduzida a partir do conhecimento da distribuição da nuvem de partículas radioativas pelo canal. O segundo método de determinação do transporte sólido, também é análogo à técnica de integração no tempo⁽⁷⁾, utilizada nas determinações da vazão líquida em condutos abertos e fechados. A vazão sólida foi medida injetando-se pequena quantidade de areia radioativa em uma trincheira aberta no leito do canal e determinando-se a passagem da nuvem radioativa em várias seções à jusante. A trincheira de injeção e a primeira seção de medida devem estar suficientemente separadas para permitir que a areia marcada se distribua homogênea por toda a extensão lateral do canal experimental.

A necessidade de obtenção de resultados precisos levou-nos a estudar exaustivamente as características dos sedimentos radioativos utilizados nos ensaios. Do ponto de vista hidráulico, o comportamento do sedimento ativo e não ativo deve ser o mesmo em qualquer tipo de ensaio. Nosso interesse voltou-se inicialmente para a areia proveniente dos rios Santo Antônio (Caraguatatuba) e Mirajussara (Cidade Universitária).

Analisou-se a influência da granulometria, da densidade e da presença de minerais leves e pesados na distribuição da atividade das areias irradiadas no reator IEAR-1. Para que a areia irradiada fosse representativa dos movimentos estudados, tornou-se necessário um pré-tratamento. A conveniência desse pré-tratamento para estudos quantitativos ficou demonstrada nos ensaios realizados em laboratório onde se obteve resultados altamente precisos.

O pequeno volume dos elementos de irradiação dos reatores atômicos e problemas ligados a composição química da areia limitam a utilização de areia irradiada nos casos onde se necessitam injetar grandes quantidades de material marcado. Nestas condições deve-se recorrer a ensaios de marcação dos grãos de areia com isótopos radioativos (ouro, prata, cromo, etc). Sob determinadas condições o grão de areia adsorve o elemento radioativo considerado produzindo uma marcação superficial.

Usam-se, freqüentemente, partículas de vidro nas investigações do comportamento da areia e do silte. Como as angularidades dos grãos de areia e de vidro são diferentes, pairavam dúvidas sobre a igualdade de comportamento dessas partículas no que se refere às condições de início de arrastamento. Realizaram-se ensaios de determinação de início de arraste para grãos de vidro e de areia, no mesmo canal e sob as mesmas condições. Dividiu-se o canal experimental em várias seções de medição sendo que em cada uma abriram-se trincheiras iguais para a injeção. Na primeira injetaram-se areia e na segunda, 1,5 metros à jusante, os grãos de vidro, seguindo-se para as demais seções a mesma seqüência. Em cada ensaio mediu-se a distribuição espacial dos dois tipos de traçadores originados das respectivas trincheiras de injeção. Em outro tipo de ensaio mediu-se a passagem das nuvens ativas em seções situadas à jusante das respectivas trincheiras de injeção de areia e de vidro radioativos. Neste caso as duas trincheiras estavam separadas pela distância de quatro (4) metros. Novos ensaios foram realizados para se determinar as condições de início de arraste de grãos de areia de diferentes granulometrias. Dividiu-se a curva granulométrica da areia em várias frações, irradiou-se separadamente cada fração até atingir a mesma atividade e injetou-se em trincheiras diferentes. Detectores de cintilação, colocados sobre cada trincheira, acusavam o início de movimentação dos grãos de diferentes diâmetros. As tensões críticas de início de arraste foram determinadas mantendo-se constante o gradiente hidráulico do canal e variando-se a altura d'água.

Independentemente das condições iniciais de injeção da areia radioativa, a seção de medida deve estar suficientemente distante, à jusante do ponto de injeção, para que haja perfeita homogeneização do

traçador. Essa distância é conhecida com o nome de "distância de boa mistura". Os métodos de integração estudados dependem da determinação de velocidade do centro de gravidade da nuvem de sedimentos radioativos que é proporcional à velocidade média. Utilizando-se a teoria das probabilidades e os princípios de hidrodinâmica pode-se mostrar que a razão entre as duas velocidades é função do perfil de velocidades e que, no caso do transporte de sólidos ela é diferente da unidade.

A precisão dos resultados depende fundamentalmente da técnica utilizada nas medições nucleares. Por isso, dedicamos grande atenção à calibração e à escolha dos detetores de radiação. Estudou-se a teoria geral da variação de resposta dos detetores e a probabilidade associada a cada valor desta resposta, quando em dado volume, variam as posições das camadas móveis de sedimentos radioativos. Analizaram-se os parâmetros que influem na detecção de uma nuvem de sedimentos radioativos (detetor fixo em um ponto da seção de medida) e na detecção dinâmica (a sonda com o cintilador é arrastada sobre o leito). Em ambos os casos determinou-se qual a mínima massa de traçador por unidade de atividade, que deveria ser injetada levando-se em conta a sensibilidade dos detetores. Estudaram-se tratamentos para os casos dos sedimentos de granulometria uniforme e variável.

Grande parte dos estudos de laboratório foram realizados em canal experimental, de inclinação variável, pertencente ao Centro Tecnológico de Hidráulica da Universidade de São Paulo⁽⁸⁾. Desenvolveram-se esforços para que o transporte sólido por arraste pudesse ser estudado em leito estável.

A aplicação prática da técnica radioisotópica desenvolvida foi realizada no rio Pirajussara, no trecho compreendido entre a ponte da Escola de Polícia e o rio Pinheiros.

Nossos estudos são apenas parte da vasta extensão do trabalho que falta ser realizado no campo da aplicação dos radioisótopos em estudos de dinâmica dos sedimentos. Lembramos que, do mesmo modo que a pequena gota de chuva desgasta lentamente uma rocha, pequenas contribuições ao volume geral de conhecimento sobre o transporte sólido em curso d'água constituirão uma cadeia de evidências que simplificarão muitos problemas usuais nos domínios da hidrologia. Cada fenômeno natural é provocado por causas naturais e ocorre em estrita obediência às leis naturais. Somente quando estas leis estiverem perfeitamente conhecidas e equacionadas haverá possibilidades de se considerar o transporte sólido como problema resolvido.

CAPÍTULO II

CARACTERÍSTICAS DOS SEDIMENTOS RADIOATIVOS

II.1 – Considerações Iniciais

Os estudos relativos à dinâmica dos sedimentos podem estar ligados a problemas de engenharia civil ou à pesquisa pura para verificação das leis físicas que regem o fenômeno. Vários aspectos da sedimentologia estão ligados aos seguintes problemas:

- a. manutenção de canais portuários;
- b. projetos de reservatórios (assoreamento);
- c. controle e regularização de cursos d'água;
- d. controle da erosão do solo;
- e. purificação de água para uso público;

f. projeto de canais para irrigação e drenagem.

A radioatividade artificial proporciona grandes e novas facilidades para o estudo da dinâmica dos sedimentos. O princípio do método, como vimos, consiste em imergir em determinada seção do curso d'água, sedimentos radioativos cujas características físicas (forma, densidade, granulometria, etc) sejam idênticas às do sedimento natural. Posteriormente, com o auxílio de detectores de radiação segue-se o deslocamento dos grãos marcados, determinando-se a variação da concentração deles a partir do ponto de injeção

A eficiência e a confiabilidade dos resultados obtidos com as técnicas radioisotópicas dependem, fundamentalmente, da escolha do isótopo radioativo que deve ser utilizado em cada estudo particular: águas subterrâneas, águas superficiais, sedimentologia etc. Entre mais de uma centena de isótopos radioativos artificiais disponíveis, apenas alguns são adequados para serem utilizados como traçadores em sedimentologia. Vários fatores influem na escolha: energia da radiação, meia vida do emissor, atividade específica, tipo de marcação do sedimento, custo, facilidade de obtenção, etc.

A determinação da concentração dos sedimentos radioativos deve ser rápida e simples, mesmo quando os sedimentos ativos misturam-se com o material móvel das camadas mais profundas do leito ou se dispersam ao longo do curso d'água. Essa concentração é mais facilmente medida quando se utiliza isótopo emissor de radiação gama de alta energia. A radiação gama, de natureza eletromagnética, possui grande poder de penetração. Isto favorece a detecção dos sedimentos ativos que serão cobertos por uma camada de sedimentos não ativos; nestas circunstâncias não há suficiente absorção de radiação para que a presença do grão soterrado seja ignorada pelo detector. As partículas beta são muito absorvidas por pequenas espessuras de areia, o que dificulta a localização de um grão que esteja a grande profundidade. Deste modo, a utilização da radiação beta em sedimentologia é muito limitada. É conveniente lembrar que a radiação gama de alta energia implica na utilização de grandes e pesadas blindagens para transportar os sedimentos marcados e em maiores cuidados no manuseio do material ativo. Entretanto, o cumprimento fiel das normas de proteção radiológica evita qualquer tipo de perigo para a saúde dos operadores.

Chamamos meia vida o tempo necessário para que a atividade de um isótopo radioativo caia pela metade do seu valor inicial. Em sedimentologia, o radioisótopo selecionado deve possuir meia vida compatível com a duração dos estudos e à frequência com que a experiência é repetida. Uma regra prática pode ser estabelecida como segue:

1. a meia vida do radioisótopo deve ser igual ao tempo gasto no estudo do fenômeno;
2. a repetição da experiência só seria possível após um período superior a quatro meias vidas.

Por exemplo, se a duração do ensaio for de oito dias, o isótopo radioativo escolhido deve possuir meia vida de aproximadamente oito dias e uma segunda injeção de sedimentos ativos só seria conveniente 32 dias após a primeira.

Na prática, contudo, a duração da experiência não pode ser antecipadamente conhecida, devido principalmente ao problema de dispersão e às condições hidrometeorológicas. De modo aproximado, admite-se que:

1. em estudos de transporte sólido por suspensão, o radioisótopo utilizado deve possuir meia vida superior a oito (8) dias. Nesse caso, utiliza-se de preferência o ^{140}La e o ^{198}Au ;
2. em estudos de transporte sólido por arraste de fundo, nas avaliações preliminares, ou em modelos reduzidos, deve-se escolher um isótopo de meia vida curta, como por exemplo o ^{198}Au . Nos estudos definitivos é conveniente a escolha de um isótopo de meia vida longa como o ^{46}Sc , ^{192}Ir , ^{51}Cr etc.

Chamamos de atividade específica a atividade por unidade de massa do material irradiado. É desejável que o radioisótopo utilizado possua alta atividade específica, o que possibilita trabalhar com pequenas massas de sedimentos.

Existem duas técnicas para marcar sedimentos com isótopos radioativos a primeira consiste em irradiar o sedimento natural ou artificial em reator atômico, enquanto a segunda visa marcar a superfície do grão com fino depósito de material ativo. Dependendo do tipo particular de estudo, lança-se mão de uma das técnicas acima. Em determinados trabalhos, é prático e vantajoso que a areia de um rio possa se tornar radioativa após irradiação no reator. Embora a radiação induzida nos elementos naturais que formam a areia imponha restrições em relação a meia vida energia dos isótopos produzidos, essa técnica proporciona a certeza que, do ponto de vista hidráulico, o comportamento do sedimento radioativo e não radioativo é o mesmo.

A irradiação do sedimento no reator pode ser feita com sedimentos naturais ou artificiais (vidro). Neste último caso, o elemento escolhido para ser ativado apresenta-se geralmente sob forma de sal ou óxido e é introduzido durante o processo de fundição do vidro. Este elemento deve possuir alta seção de choque de ativação e meia vida compatível com a duração do ensaio. O ajuste da granulometria, densidade e forma do vidro moído para simular a areia natural não apresenta grandes dificuldades. Quando se pretende irradiar vidro moído, alguns aspectos importantes devem ser considerados. No que se refere à densidade, ela varia ligeiramente segundo o tipo de sedimento, daí ser necessário modificar constantemente a composição do vidro para que haja ajuste com a densidade do sedimento natural. Na irradiação em reator atômico é desejável que os demais constituintes não sejam facilmente ativáveis nem absorvedores de nêutrons, como por exemplo o boro. Faz-se a modificação da composição do vidro eliminando-se certos óxidos metálicos, a saber, o óxido de zinco, e de cobalto que, sob a ação do fluxo de nêutrons térmicos do reator, provocam o aparecimento de isótopos de alta atividade específica ou de meia vida longa, como por exemplo o ^{60}Co que possui 5,3 anos de meia vida. Usualmente, estes elementos são substituídos por SiO_2 , Al_2O_3 , MgO , CaO , BaO , TiO_2 , que, do ponto de vista de ativação, produzem isótopos de atividade específica baixa ou de meia vida curta. Também costuma-se substituir o Na_2O por K_2O pelos mesmos motivos.

A utilização do vidro moído com um isótopo radioativo incorporado permite obter atividades relativamente altas com pequena massa. Em estudos onde deva ser injetada uma grande massa de sólidos ativos (cerca de algumas dezenas de quilos), sua utilização torna-se impraticável dadas as limitações de espaço nos reatores atômicos. Os elementos de irradiação onde são colocadas as amostras possuem pequeno volume, o que limita a massa irradiada.

A irradiação dos sedimentos naturais também sofre as mesmas limitações.

Quando se pretende irradiar sedimentos artificiais, utilizam-se duas técnicas, a saber:

- 1 – Incorporar o isótopo radioativo durante a fundição do vidro;
- 2 – Irradiar o vidro moído com o elemento traçador já incorporado no seu interior.

A primeira técnica apresenta vantagem no aspecto de detecção da radiação, pois pode se escolher um radioisótopo de energia e meia vida convenientes e introduzi-lo no vidro durante o processo de fundição. A desvantagem é que as preparações preliminares, como por exemplo moagem, são feitas com material radioativo. Do ponto de vista de proteção radiológica, haverá sempre o perigo de contaminações tanto nos cadinhos como no moinho, mesmo que as atividades envolvidas sejam pequenas.

O método da irradiação do vidro no reator é aplicado quando o elemento escolhido para ser ativado possui seção de choque de ativação alta para nêutrons térmicos e é vantajoso porque as operações preliminares são realizadas no seu estado natural, isto é, não radioativo.

Quando o vidro estiver moído na granulometria desejada ele será introduzido no reator e

ativado. A ativação produzirá uma série de isótopos dos seus elementos constituintes. Tendo o elemento incorporado uma seção de choque de ativação alta, sua atividade final será muito superior à dos outros. Em nossas experiências, o elemento escolhido para ser incorporado ao vidro, e posteriormente irradiado, foi o Sc_2O_3 , que produz o isótopo ^{46}Sc .

A técnica de marcação superficial exige que o material radioativo seja depositado na superfície do grão por processos de adsorção. Desse modo, é possível marcar uma massa relativamente grande de sedimentos, o que é vantajoso porque em estudos onde existem problemas de dispersão, torna-se necessário injetar grande quantidade de sedimentos radioativos. A grande inconveniência do método reside no fato de não existir proporcionalmente entre a atividade depositada e a massa do sedimento. O problema pode ser contornado fazendo-se uma modificação na curva granulométrica dos sedimentos, de modo que a atividade depositada passe a ser proporcional ao tamanho do grão. Nos estudos que envolvem determinações qualitativas o interesse maior está voltado para a direção e velocidade dos sedimentos e, nestes casos, a falta de proporcionalidade entre a atividade depositada e a massa do sedimento não apresenta inconvenientes.

O custo do material radioativo está ligado principalmente a dificuldades técnicas de obtenção do isótopo. Existem radioisótopos que para serem utilizados necessitam de processamento químico, enquanto outros podem ser obtidos por simples ativação do alvo no reator. Por outro lado, pode acontecer que o material escolhido como alvo seja relativamente caro, como o irídio. No caso de se escolher a técnica de marcação superficial dos sedimentos, a avaliação dos custos deve ser feita levando-se em conta os seguintes fatores:

- a) preparação preliminar dos sedimentos em laboratório;
- b) custo do radioisótopo que será incorporado;
- c) processo de marcação propriamente dito.

Os sedimentos naturais após serem recolhidos dos cursos d'água, secados e classificados segundo a granulometria, são tratados quimicamente para eliminação dos produtos orgânicos. A finalidade do tratamento é deixar a sílica limpa para que ela adsorva o material radioativo depositado. Os produtos químicos utilizados nesta fase do trabalho são de custo pouco elevado e incluem a soda, os ácidos clorídrico e nítrico.

Os fatores que influem no custo dos radioisótopos já foram analisados anteriormente.

Não se necessita de qualquer instrumental especial para a marcação propriamente dita. Utilizam-se apenas recipientes de vidro, provetas, filtros e bastões, cujo custo é relativamente pequeno.

II.2 – Técnicas Radioisotópicas Aplicadas em Sedimentologia

Existem duas técnicas para se medir a vazão sólida em cursos d'água. A primeira, chamada integração da concentração no espaço, consiste em injetar o sedimento radioativo em uma seção do curso d'água e acompanhar sua movimentação com o auxílio de detectores móveis ou pela coleta de amostras do material de fundo ao longo do escoamento. Obtém-se curvas de isoatividade em função do tempo e daí calcula-se a taxa de movimentação da nuvem de sedimentos radioativos, assim como a velocidade e a direção do movimento.

Outra técnica é a de integrar a concentração dos grãos radioativos em função do tempo e baseia-se na detecção da radiação que cruza determinada seção do curso d'água, à jusante do ponto de injeção. O tempo correspondente à passagem do centróide da curva de radioatividade indica o tempo médio de transporte do sedimento entre as seções de injeção e detecção.

11.2.1 – Método de Integração de Concentração no Espaço

A utilização da técnica de integração da concentração no espaço, em modelos reduzidos, exige a abertura de uma trincheira no leito do canal experimental no sentido perpendicular à direção do escoamento. O material retirado dessa trincheira é misturado aos grãos radioativos em proporções bem definidas até que se consiga boa homogeneização entre eles. A mistura é introduzida na trincheira que tem profundidade superior à espessura limite da camada em movimento. Existe uma camada inferior onde não há movimento das partículas sólidas que a compõe. Os sedimentos radioativos que estão abaixo da camada limite não tomam parte no movimento, ao passo que os localizados nas camadas superiores deverão, cedo ou tarde, movimentar-se por arraste de fundo e em suspensão. A distribuição da radioatividade dos sedimentos que cruza determinada seção à jusante da faixa de injeção e a diminuição de atividade desta faixa proporcionam dados para a avaliação do transporte e distribuição dos sedimentos nas dunas, antidunas e "ripples".

Vamos chamar de m_0 a massa de sedimentos por unidade de largura do leito, depositada na trincheira de injeção e de m a massa de sedimentos que cruza durante o tempo t , determinada seção situada x metros à jusante. Se R_i for a indicação da radioatividade que cruza a seção x durante o tempo t , e R_0 a indicação da radioatividade inicial da faixa de injeção, a massa de sedimentos transportados pode ser calculada por uma equação do tipo:

$$m_i = \frac{m_0}{R_0 t} \sum_{i=0}^x x_i \cdot R_i \quad (11.1)$$

Com R_0 é proporcional a m_0 , a taxa de transporte dos sedimentos radioativos independe da profundidade em que eles são inicialmente colocados. É desejável entretanto, que esta profundidade seja suficiente para cobrir todas as camadas em movimento. As dunas, antidunas e "ripples" aparecem quando os sedimentos do leito são expostos a uma corrente d'água de velocidade moderada, sendo que a configuração deles depende das características hidráulicas do escoamento e da sua granulometria. As dunas, antidunas e "ripples" modificam a forma original do leito provocando o aparecimento de vales e picos irregulares, no sentido de escoamento e ao longo da seção.

No arraste de fundo, as partículas rolam ou deslizam sobre a superfície dos "ripples" sem perder contato com o leito e, em suspensão, elas se deslocam por caminhos irregulares de longa ou pequena duração antes de retornar ao leito. Em um instante qualquer somente as partículas que estão na superfície do leito ou em suspensão estão se movendo. As partículas abaixo da superfície do leito, no corpo interno da duna ou "ripple" estarão em repouso. Diferenças na taxa local em que o grão chega e parte, causam uma translação gradual e contínua do "ripple" para jusante. Desta forma, um sedimento que ocupa a crista de um "ripple" poderá ser soterrado por outros no "ripple" subsequente e permanecer longo tempo em repouso.

A velocidade média V , com que se desloca o sedimento pode ser definida como sendo a relação entre a distância percorrida durante longo tempo, inclusive durante o período de repouso, e este tempo. Experimentalmente, é difícil seguir um único sedimento, mesmo marcado com radioatividade. Assim sendo, procura-se determinar a velocidade média de um grupo de sedimentos à medida que eles se desprendem da faixa de injeção. A distribuição inicial dos sedimentos radioativos não é importante, desde que haja tempo e espaço suficientes para que as partículas marcadas se desloquem por todas as camadas acima da camada móvel. Demonstra-se que o deslocamento médio de uma única partícula é proporcional à velocidade do centro de gravidade da distribuição de uma nuvem de sedimentos radioativos⁽⁹⁾. O tempo gasto para que as partículas marcadas se dispersem por toda a seção lateral de um canal é relativamente longo por causa do lento deslocamento dos "ripples" e, principalmente, pelo fato dos sedimentos permanecerem imobilizados por muito tempo no corpo dos "ripples". Isto levou-nos, em alguns ensaios, a misturar os sedimentos radioativos com os naturais e a distribuí-los

uniformemente em uma trincheira que cobria toda a largura da seção de injeção. Nestas condições tornou-se mais fácil obter uma dispersão quase uniforme ao longo da seção lateral onde o sedimento radioativo foi injetado e considerar que o movimento dos grãos tenha sido típico desde o início. Como os limites de movimento não são conhecidos antecipadamente, é conveniente que os grãos marcados sejam deixados em profundidades superiores à da camada móvel.

11.2.2 – Método de Integração em Função do Tempo

Esta técnica permite determinar a vazão sólida por arraste de fundo em função da variação da atividade dos sedimentos que cruzam determinada seção à jusante do ponto de injeção.

Vamos considerar um escoamento de água e de sólidos em equilíbrio em canal cujo leito foi formado naturalmente. Quando se atinge o estado de equilíbrio, a profundidade média do canal será constante em qualquer seção. Vamos chamar $V(S)$ a velocidade na vertical e $\gamma(S)$ a massa por unidade de volume sólido em um ponto P de uma seção transversal S_0 (figura 2) compreendida entre o nível da água e a camada limite de movimento, abaixo da qual não há transporte sólido. Nas condições de equilíbrio, o transporte sólido $q(s)$, no ponto P , durante um tempo T suficientemente longo para que muitos "ripples" ou dunas passem pela seção, dependerá somente da posição de P :

$$\bar{q}(s) = \frac{1}{T} \int_0^T v(S) \cdot \gamma(S) \cdot dt \quad (11.2)$$

O transporte sólido $Q(s)$, através de toda a seção é dado pela equação:

$$Q(s) = \int_{S_0} \bar{q}(s) \cdot dS, \quad (11.3)$$

enquanto a velocidade de transporte, isto é, a taxa de transporte da massa sólida dividida pela massa média de material transportado ao longo da seção, é representada por:

$$V = \frac{\int_{S_0} Q(s)}{\int_{S_0} \gamma(S) \cdot dS} \quad (11.4)$$

Suponhamos que no instante $t=0$ seja injetado no escoamento, em qualquer seção a montante de S_0 , determinada massa de sedimentos radioativos. Se admitirmos que, ao passarem por S_0 , os sedimentos radioativos estejam animados de movimentos idênticos aos demais, o registro desta radioatividade nos dará informações sobre qual foi o tempo gasto por eles para atravessarem S_0 .

Chamando:

Q_{sm} -- vazão sólida do sedimento marcado com radioatividade;

$Q(s)$ -- vazão sólida total;

C_m -- concentração do material marcado;

a quantidade de traçador que passa por S_0 , entre dois instantes sucessivos, t e $t + dt$, é:

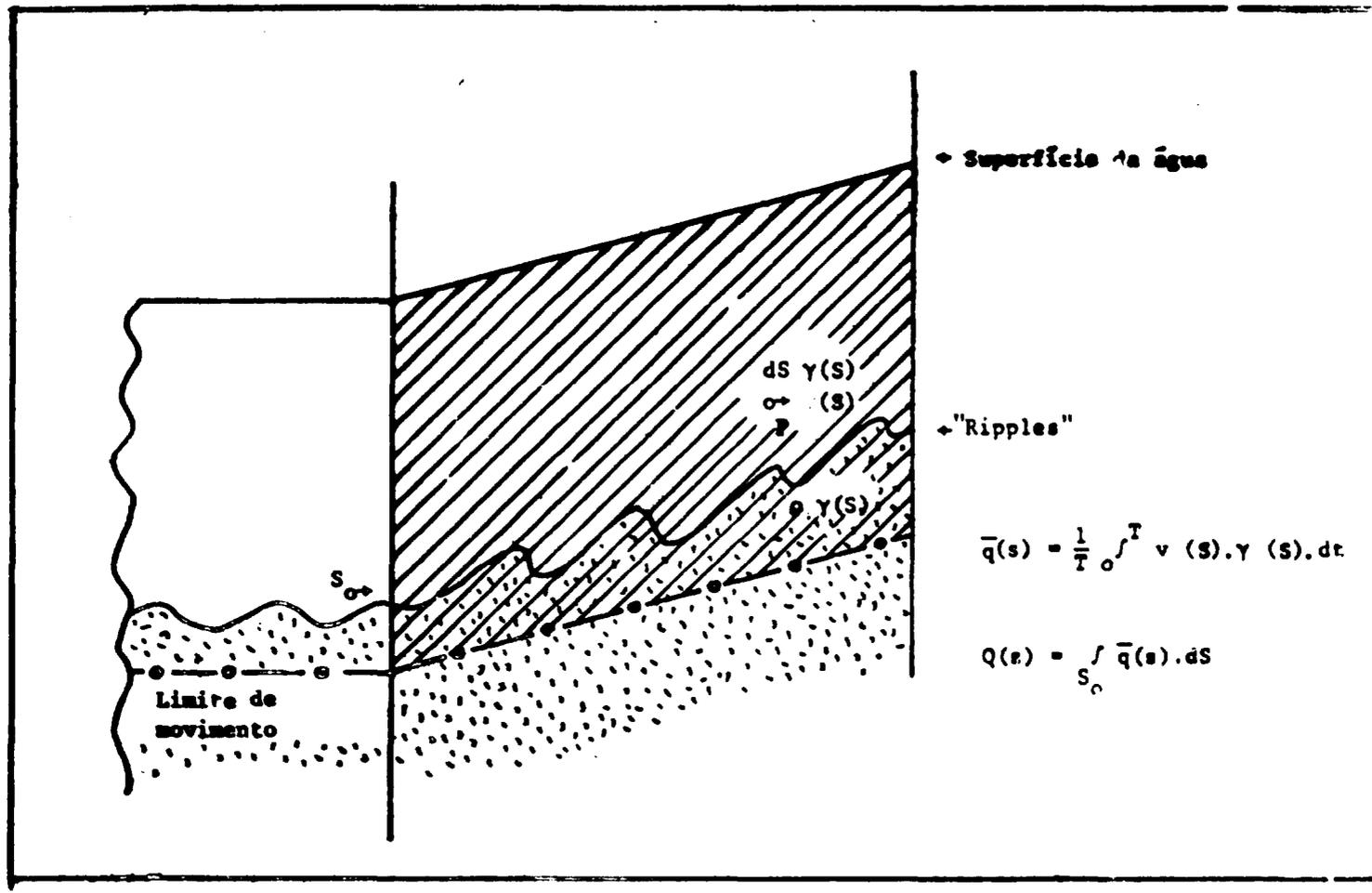


Figura 2 – Diagrama Ilustrativo do Transporte Sólido em uma Seção Transversal do Escoamento.

$$Q_{sm}(t) \cdot dt = Q(s) \cdot C_m \cdot dt$$

Integrando em relação ao tempo, temos:

$$\int Q_{sm} \cdot dt = Q(s) \int C_m \cdot dt$$

$$Q(s) = \frac{\int Q_{sm} \cdot dt}{\int C_m \cdot dt} \quad (11.5)$$

Se $\int Q_{sm} \cdot dt = P_m$, peso dos sedimentos radioativos injetados, no instante $t = 0$, pode-se escrever:

$$Q(s) = \frac{P_m}{\int C_m \cdot dt} \quad (11.6)$$

Um detector de cintilação fixo em um ponto P da seção S_0 "verá" a nuvem de sedimentos radioativos passar por ele. Acusará inicialmente a presença da radiação de fundo ("background") e depois uma taxa crescente de radiação que passa por um máximo e decresce lentamente, até que tenha passado o último sedimento marcado, voltando novamente a indicar a presença da radiação de fundo. A indicação desta radioatividade permite traçar curvas $C_m = f(t)$, de variação da concentração do traçador em função do tempo de passagem pela seção S_0 .

A vazão sólida de arraste pode ser calculada, na prática, pela equação:

$$Q(s) = \frac{P_m}{A} \quad (11.7)$$

onde A é a área limitada pela curva $C_m = f(t)$, quando representada em escalas lineares, nos eixos das abcissas e ordenadas. A velocidade das partículas marcadas pode ser determinada facilmente porque ela é inversamente proporcional à área limitada pela curva $C_m = f(t)$.

Nos casos em que os detectores de cintilação ficam fixos sobre as trincheiras onde foram injetados os sedimentos radioativos, as taxas iniciais de arraste podem ser estimadas levando-se em conta apenas a perda de atividade naqueles pontos. Temos, portanto:

$$m = m_0 \left[\frac{R_0 - R_t}{R_0} \right] \quad (11.8)$$

$$m = m_0 \left[1 - \frac{R_t}{R_0} \right] \quad (11.9)$$

onde

R_0 é a atividade inicialmente depositada na trincheira;

R_t é a atividade que existe na trincheira depois de decorrido um tempo t ;

m_0 – quantidade de areia marcada introduzida na trincheira.

11.3 – Sedimentos e Técnicas Utilizados nos Ensaios

Empregaram-se nos ensaios areia silicosa de diferentes procedências e vidro soda (sedimento artificial). Analisou-se a composição mineralógica da areia dos rios Santo Antônio (Caraguatatuba) e Pirajussara (Cidade Universitária). As composições aproximadas são apresentadas no quadro abaixo e as curvas granulométricas nas figuras 3 e 4.

Areia Procedência	Quartzo	Feldspato	Minerais Pesados	Micas
Rio Santo Antônio (Caraguatatuba)	~ 85%	~ 4,5%	~ 5,5%	~ 5%
Rio Pirajussara (Cidade Universitária)	~ 83%	~ 10 %	~ 5 %	~ 2%

Observa-se que os minerais pesados possuem concentrações aproximadamente iguais, enquanto as dos feldspatos e micas diferem por um fator dois e meio.

Como ensaio preliminar, irradiaram-se 8 amostras de 60 gramas cada, de areia do rio Santo Antônio, no reator IEAR-1, por um período de 140 horas intermitentes. Após retirada do reator verificou-se que a meia vida da mistura de isótopos era de 14 horas, e que havia emissão de radiação beta e gama. Medindo-se a atividade de pequenas amostras da areia notou-se que a atividade dos grãos individuais não era uniforme. Análises posteriores mostraram que os minerais pesados possuíam seção de choque de ativação superior à do quartzo, contribuindo para a falta de uniformidade observada na ativação. Estes minerais, que totalizavam apenas 5% da areia irradiada, tornaram-se responsáveis por mais de 60% da atividade total detectada. Ficou claro que a areia sem tratamento prévio não era conveniente para ser usada como traçador em estudos quantitativos de medida de vazão sólida⁽¹⁰⁾. Os grãos contendo minerais pesados, dotados de densidades e formas diferentes, não poderiam ter comportamento hidráulico idêntico aos do quartzo que era o maior constituinte da areia.

Em outro tipo de ensaio separou-se cada amostra de areia em quatro grupos de granulometrias diferentes, a saber:

- 1 – areia de 44 μ a 105 μ ,
- 2 – areia fina, de 105 μ a 420 μ ,
- 3 – areia média, de 420 μ a 1 mm,
- 4 – areia grossa, de 1 mm a 2 mm.

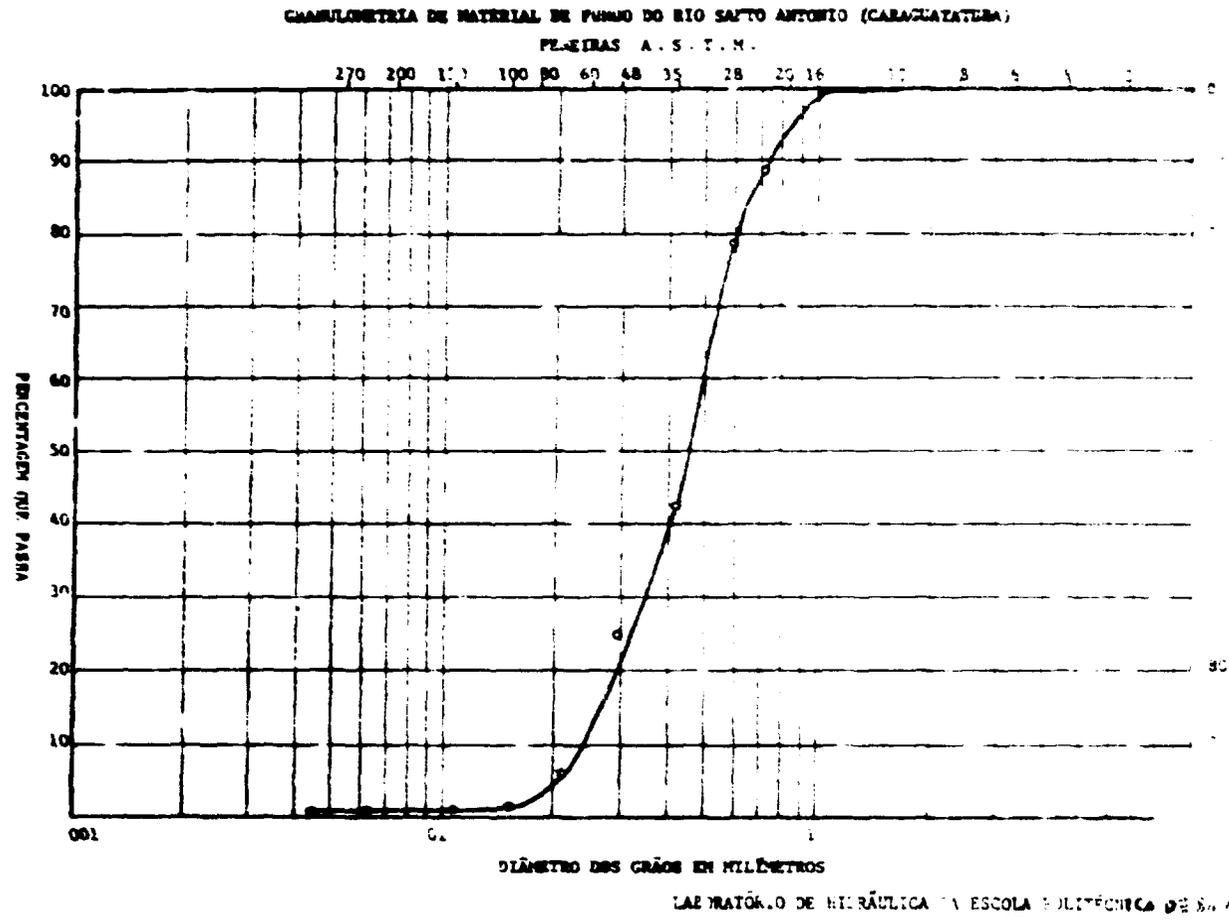
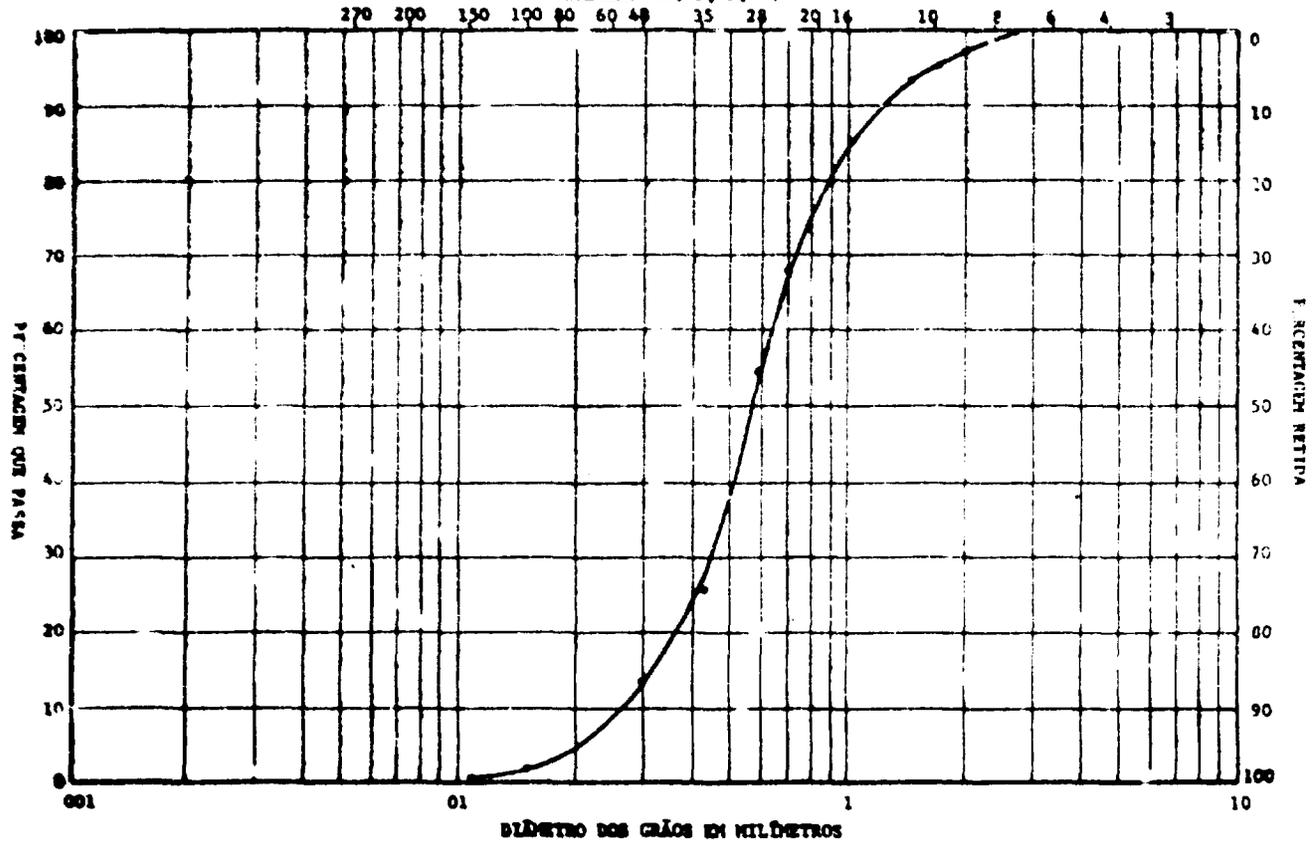


Figura 3 – Curva Granulométrica do Material de Fundo do Rio Santo Antonio (Caraguatatuba).

GRANULOMETRIA DE MATERIAL DE FUNDO DO RIO PIRAJUSSARA (CIDADE UNIVERSITÁRIA)

PEIXEIRAS A. S. T. P.



LABORATÓRIO DE HIDRÁULICA DA ESCOLA POLITÉCNICA DE SÃO PAULO

Figura 4 – Curva Granulométrica do Material de Fundo do Rio Pirajussara (Cidade Universitária).

Analisando-se a atividade desses 4 grupos, observou-se que a atividade específica aumentava à medida que o diâmetro da areia diminuía.

Para que se pudesse distinguir a diferença entre a atividade provocada pela variação granulométrica da areia e a atividade devida aos minerais pesados, prepararam-se novos ensaios. Dividiu-se a areia em dois grupos: um de granulometria compreendida entre 210 microns e 420 microns e outro de granulometria entre 420 e 589 microns.

Antes da irradiação separou-se cada fração granulométrica em três frações densimétricas, por meio de bromofórmio, definidas da seguinte maneira:

- 1 – Uma fração pesada, de densidade superior a $2,70 \text{ g/cm}^3$;
- 2 – Uma fração média, de densidade compreendida entre $2,60$ e $2,70 \text{ g/cm}^3$;
- 3 – Uma fração leve, de densidade inferior a $2,60 \text{ g/cm}^3$.

Estas frações foram irradiadas por um período de 40 horas em um fluxo de $10^{13} \text{ n/cm}^2 \times \text{s}$. Decorridas 72 horas após a irradiação mediram-se as atividades beta e gama destas frações, obtendo-se os resultados apresentados na tabela I.

Tabela I

Atividade das Frações Densimétricas

Granulometria em Microns	Tipo de Radiação	Atividade por Miligrama de Areia (contagens por minuto)		
		Fração Densimétrica		
		Leve	Média	Pesada
210 – 420	Beta	10.500	300	7.600
420 – 589	Beta	10.500	270	4.200
210 – 420	Gama	11.200	340	8.500
420 – 589	Gama	11.200	380	7.200

Com areia de granulometria compreendida entre 210 e 420 microns, observou-se que as razões entre a atividade específica gama da fração média e a da leve eram $1/30$ e entre a fração média e a pesada $1/25$, aproximadamente.

A proporção dos componentes leves e pesados, na areia, era muito pequeno e distribuída como segue:

Granulometria	Fração Leve (%)	Fração Pesada (%)
210 – 420 microns	1,50	0,25
420 – 589 microns	3,00	0,40

Levando-se em conta o decaimento radioativo, avaliou-se a contribuição de cada fração de areia, em relação à atividade total, 96 horas após sua saída do reator. O resultado das medições está exposto na tabela II

Tabela II
Percentual da Atividade das Frações Densimétricas

Granulometria em Microns	Tipo de Radiação	Atividade por Miligrama de Areia (contagens por minuto)		
		Fração Densimétrica		
		Leve	Média	Pesada
210 – 420	Beta	40	55	5
420 – 589	Beta	60	38	2
210 – 420	Gama	350	8.600	500
420 – 589	Gama	342	9.546	500

Observou-se que a fração média contribuía com cerca de 90% da atividade total registrada. As medições iniciais de decaimento radioativo (figura 5) mostraram que a meia vida da fração leve era de 20 horas, a da fração média 48 horas e a da fração pesada 92 horas.

Ensaio autorradiográfico realizados com grãos de densidades compreendidas entre 2,60 e 2,70 g/cm³ mostraram todavia que a separação densimétrica não havia sido bem sucedida na eliminação de todos os grãos altamente ativos. A presença destes grãos pode ser atribuída, em parte, às dificuldades práticas de eliminação completa dos componentes pesados e leves da fração média durante o processo de separação. Também a presença de minerais diferentes do quartzo, mas com densidades entre 2,60 e 2,70 g/cm³, e que possuem seção de choque de ativação alta, contribuem para distorções na ativação.

Diminuindo-se o intervalo de densidades para a faixa (2,65 – 2,67)g/cm³, realizaram-se três separações sucessivas para evitar, tanto quanto possível, os elementos leves e pesados. Novos ensaios autorradiográficos mostraram que estes elementos haviam desaparecido quase por completo. Notou-se, também que houve um decréscimo de 20% na atividade gama total quando a faixa de densidade foi reduzida. A atividade dos grãos individuais passou a ser quase uniforme, tornando os grãos de areia irradiados aptos para o ensaio.

A atividade das frações densimétricas individuais não pode ser atribuída a um único isótopo. Observou-se que a meia vida de cada fração aumentava com o tempo, o que indicava haver pelo menos dois radioisótopos diferentes. Para que fosse possível a identificação destes isótopos ativos, realizou-se uma espectrometria gama com analisador de 400 canais. Embora o espectro de energia de radiação gama fosse complexo, foi possível identificar o ²⁴Na, o ⁴²K e o ⁵⁹Fe na fração densimétrica média.

A atividade da fração leve (densidade inferior a 2,60 g/cm³) foi atribuída aos feldspatos sódicos e potássicos devido à presença dos fotopicos de 1,37 e 2,76 MeV (²⁴Na) e 1,35 MeV (⁴²K). O rápido decaimento destes picos confirmou a presença do ²⁴Na e do ⁴²K. Registraram-se outros níveis de energia mas de forma atenuada, o que dificultou a identificação de outros isótopos.

Na fração pesada (densidade superior a 2,70 g/cm³), o nível de energia predominante era da ordem de 0,54 MeV. Identificaram-se também picos de energia mais elevada provenientes do sódio e do potássio, contidos na mica encontrada na areia.

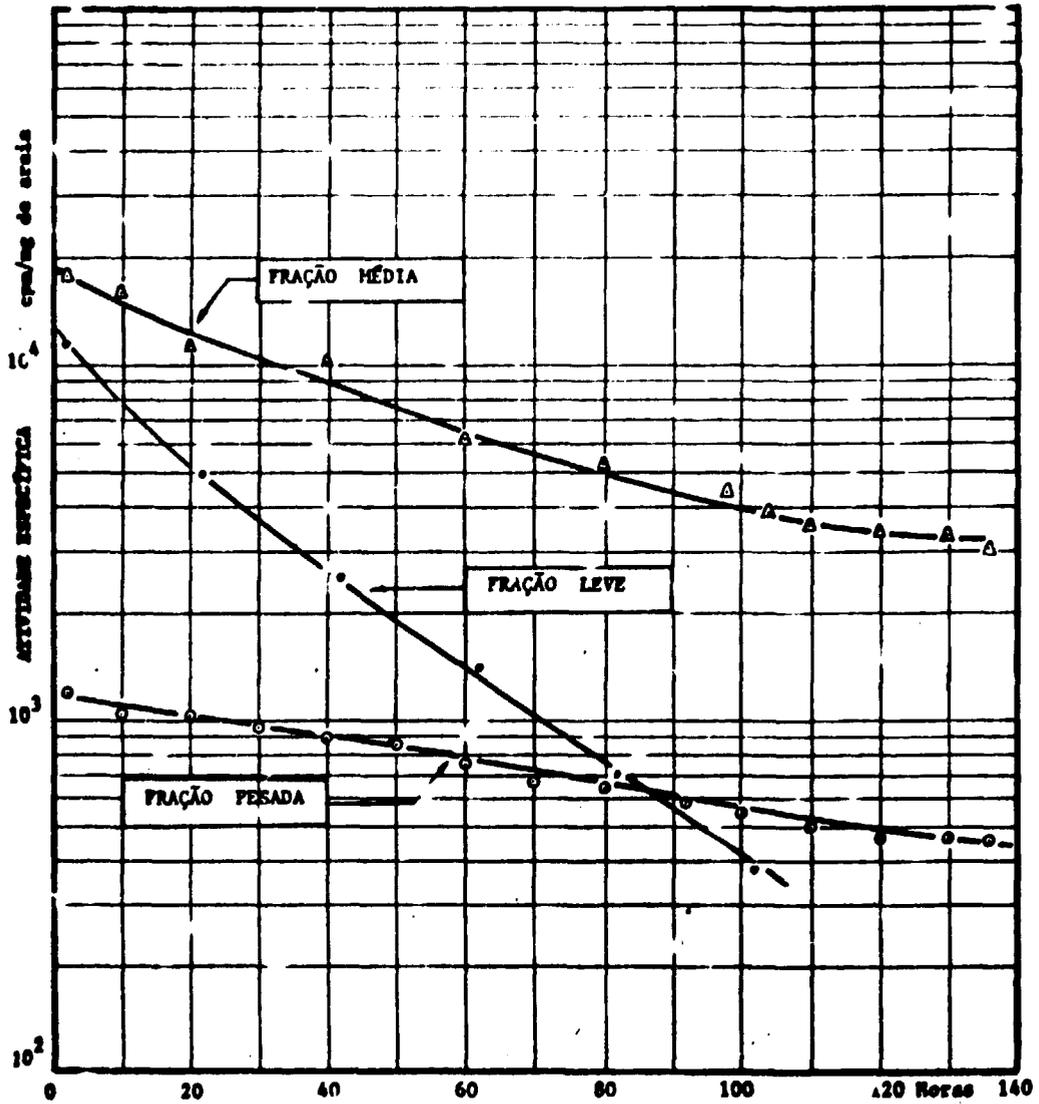


Figura 5 – Curvas de Decaimento para a Atividade Gama – Granulometria da Areia (210 – 420) μ .

Procurou-se, a seguir, estudar a distribuição de atividades em função da granulometria da areia.

Ensaio iniciado com areia não tratada haviam mostrado que a atividade específica era inversamente proporcional ao diâmetro do sedimento, o que foi interpretado como resultado da maior presença dos minerais leves e pesados nas frações mais finas.

Ao estudar-se o comportamento da fração de densidade média ($2,65 - 2,67 \text{ g/cm}^3$), constituída quase totalmente por quartzo, observou-se também que a atividade era inversamente proporcional ao diâmetro do grão (figura 6). A variação da atividade específica com a granulometria parecia estar correlacionada com a variação da superfície em função da granulometria. Isto dava margens à interpretação que a atividade parecia estar distribuída pela superfície dos grãos.

Esta possível distribuição superficial de atividade parecia complicar a utilização da areia irradiada nos estudos quantitativos de transporte sólido, pois a velocidade dos sedimentos varia em função de sua granulometria. Em princípio, o traçador ideal deveria ser marcado em função de sua massa ou volume, para a atividade ser proporcional à quantidade de traçador presente, independentemente da sua granulometria. Existem duas alternativas para os casos em que a atividade específica varia em função da granulometria. A primeira consiste em irradiar as frações de granulometria maior por mais tempo do que as de granulometria menor, para se obter a mesma atividade específica. A segunda solução consiste em ajustar a quantidade de cada fração granulométrica presente no traçador para compensar a falta de uniformidade da atividade específica. Em vez de se usar um traçador com a mesma distribuição granulométrica que o material original, pode-se aumentar a fração mais grossa compensando a tendência oposta de repartição da atividade.

Nos ensaios realizados com areia natural irradiada escolheu-se a segunda técnica por ser a mais simples. A figura 7 mostra um ajuste típico onde a granulometria do traçador e do material em estudo são diferentes, mas a repartição de atividade do traçador foi adaptada à distribuição granulométrica da areia. Pode-se considerar o traçador como se ele tivesse sido marcado em função da sua massa. O isótopo detectado foi o ^{59}Fe que emite radiação gama com energia de 1,2 MeV e possui 46 dias de meia vida.

Programou-se uma série de experiências para verificar se a atividade dos grãos de areia seria eliminada por lavagens sucessivas ou por atrito durante as condições reais de movimentação.

Lavando-se a areia durante 6 horas com HCl diluído e em ebulição lenta, verificou-se que havia 50% de perda de atividade para a fração média, com perda de massa da ordem de 16%. Analisou-se o ácido usado na lavagem e notou-se a presença de radiação gama de energias 0,5 MeV e 0,8 MeV.

Lavagens com água comum mostraram que a perda de atividade era muito reduzida, a saber:

1 – areia na água em repouso = 5%,

2 – areia na água em agitação violenta = 12%

A duração das lavagens variou entre 2 horas a 10 dias.

Como as condições de lavagem da areia eram mais rígidas do que as que ocorreriam no canal experimental pode-se assegurar que não haverá perda de radioatividade dos sedimentos durante os ensaios.

11.3.2 – Marcação da Areia com ^{198}Au

A areia natural geralmente contém matéria orgânica que adsorve muito, e de modo não uniforme, os radioisótopos que são depositados sobre a superfície dos grãos individuais. Se desejarmos obter uma marcação superficial homogênea devemos eliminar da areia os materiais orgânicos. Torna-se

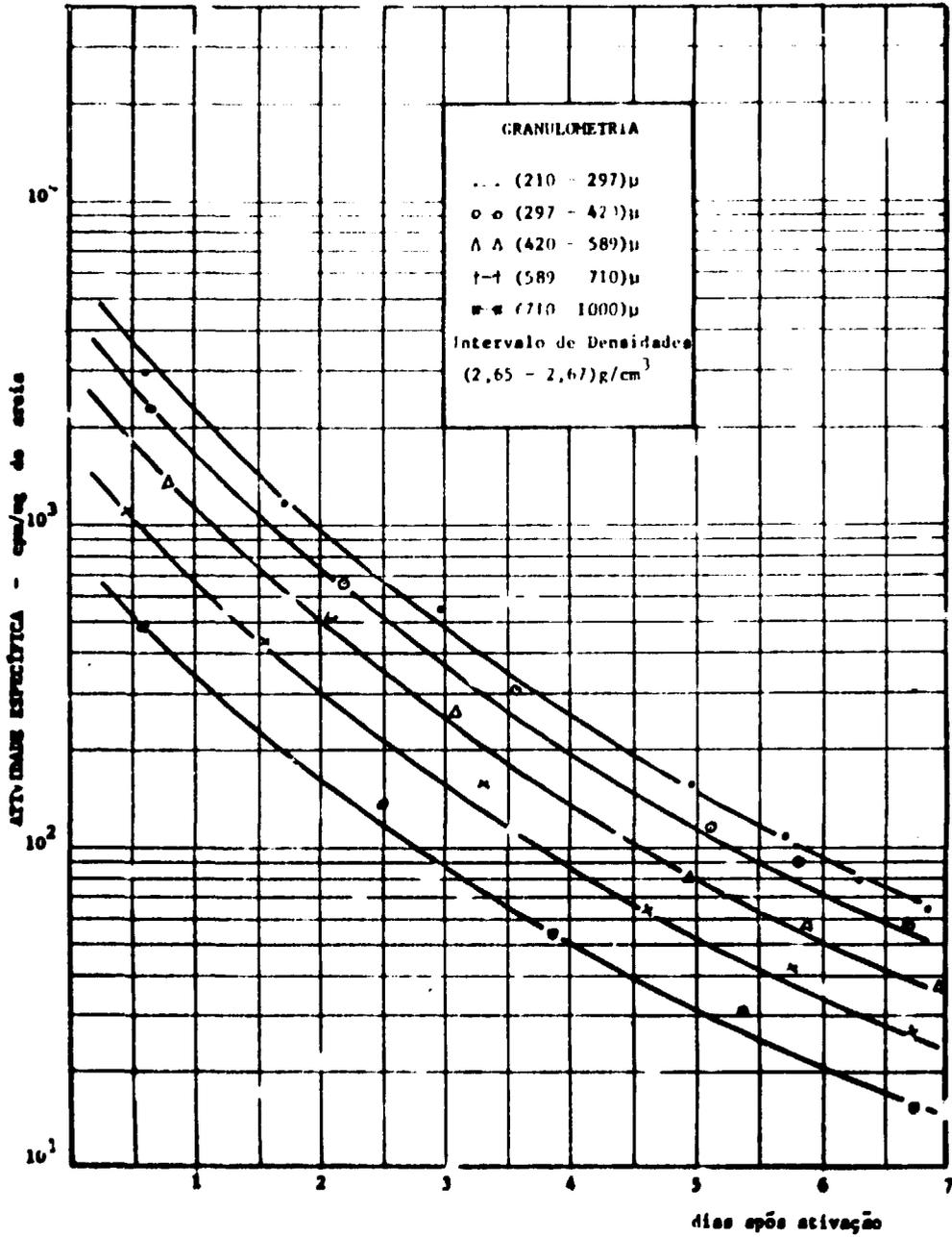


Figura 6 - Decaimento Gama para Diferentes Granulometrias.

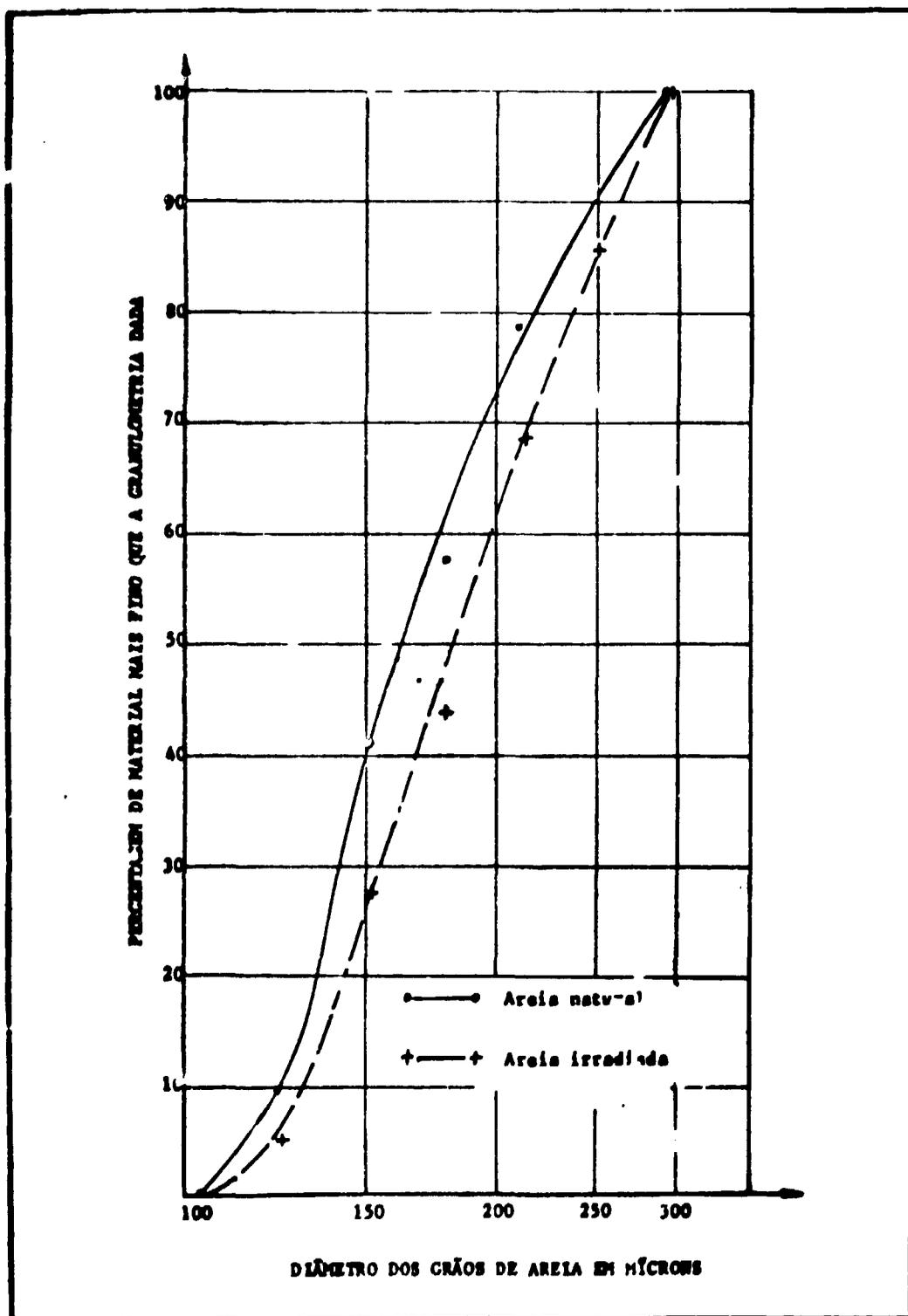


Figura 7 – Curva Granulométrica para Areia Natural e Areia Radioativa.

necessário um pré-tratamento, com a finalidade de preparar a superfície do grão para a adsorção do radioisótopo.

Utilizou-se o processo de adsorção química⁽¹¹⁾ na marcação de areia dividindo-se o trabalho em quatro (4) fases diferentes, a saber:

- a) pré-tratamento;
- b) primeira adsorção, com $S_n Cl_2$;
- c) segunda adsorção, com $A_g NO_3$;
- d) adsorção do $^{198} Au$.

Em cada fase procedeu-se da forma seguinte:

a) Pré-tratamento:

1 – Tomou-se como quantidade padrão, 100 gramas de areia que foi submetida a uma lavagem com solução de HNO_3 , a 10%, durante 20 minutos;

2 – Depois do banho com HNO_3 , a areia foi lavada com água destilada e colocada na estufa para secar;

3 – Ao sair da estufa determinou-se a granulometria da areia, com o auxílio de peneiras padronizadas (normas ASTM);

4 – Separaram-se os intervalos granulométricos desejados e novamente lavou-se cada fração com água destilada, até atingir pH sete;

5 – A operação seguinte consistiu em adicionar 200 ml de solução de NaOH a 10% e aquecimento do banho até 90°C, mantendo-se esta temperatura durante uma (1) hora;

6 – A seguir, lavou-se novamente a areia com água destilada até a obtenção de pH sete. Encerrando a fase de pré-tratamento colocou-se a areia na estufa e manteve-se a temperatura de 100°C por um período de 2 horas.

b) Primeira Adsorção, com $S_n Cl_2$:

1 – Separaram-se os componentes seguintes,

25 grama: de $S_n Cl_2$

200 ml de água destilada

12 ml de HCl concentrado,

utilizando-se o método descrito a seguir:

Juntaram-se as 25 gramas de $S_n Cl_2$ com os 200 ml de água destilada. Adicionaram-se de uma só vez 6 ml de HCl concentrado e o restante intermitentemente. Se ocorrer a formação de algum precipitado deve-se filtrar a solução;

2 – Colocou-se esta solução, sem a presença de precipitados, em um frasco contendo areia e agitou-se a mistura durante 20 minutos;

3 – A seguir, lavou-se a areia com água destilada até a obtenção de $\text{pH} = 7$. Deve-se verificar se existe excesso de S_n^{++} .

c) Segundo Adsorção, com AgNO_3 :

1 – Separaram-se, a seguir 75 mg de AgNO_3 e 200 ml de água destilada, para serem utilizadas na marcação de sedimentos com diâmetro médio equivalente a 380μ . No caso de areia com diâmetro médio diferente deste valor, torna-se necessário a seguinte correção na massa de AgNO_3 :

$$\text{massa de } \text{AgNO}_3 = 75 \times \left(\frac{380}{D_m} \right)^2$$

onde D_m é o diâmetro médio do intervalo granulométrico considerado;

2 – Misturou-se a solução anterior com a areia e depois de transcorridos dois minutos adicionou-se 1,8 ml de solução de sulfato de hidrazina a 1,25%, e 0,2 ml de piridina, mantendo-se a mistura em agitação durante 15 minutos aproximadamente;

3 – Tornou-se necessário nova lavagem com água destilada até que a solução atingisse $\text{pH} = 7$. Quando se notava a presença de excesso de Ag^+ em solução adicionava-se HCl . Em seguida lavava-se a areia até não mais haver Ag^+ , preparando-a finalmente para adsorver o ^{198}Au .

d) Adsorção do ^{198}Au :

1 – Preparou-se a solução de ^{198}Au da seguinte maneira:

Dissolveram-se 25 mg de ^{198}Au em solução de água régia. Nos casos em que o diâmetro médio do sedimento marcado é diferente de 380μ , corrige-se a massa de ^{198}Au .

$$\text{massa de } ^{198}\text{Au} = 25 \times \left(\frac{380}{D_m} \right)^2$$

Esta solução deve ser mantida à temperatura de 50°C aproximadamente;

2 – Colocou-se a areia marcada com Ag em água destilada na proporção de 1:1, em peso, e adicionaram-se 6 ml de HCl à mistura.

3 – Misturou-se a solução de ^{198}Au com a areia, e deixou-se esfriar até a temperatura ambiente encerrando assim o processo de marcação.

Depois de certo tempo t de agitação da mistura ^{198}Au – areia, determinou-se o rendimento da fixação, definido por:

$$\text{R\%} = 100 \left(\frac{\text{Atividade fixada pela areia}}{\text{Atividade inicial da solução de cloreto de ouro}} \right)$$

Nos ensaios realizados observou-se que o rendimento da fixação decrescia à medida que aumentava a concentração de ouro (figura 8). Em concentrações inferiores ou iguais a $0,25 \text{ mg } ^{198}\text{Au/g}$ de areia, o rendimento foi aproximadamente 90% para os dois intervalos de granulometria. O rendimento caiu bruscamente até a concentração de $0,75 \text{ mg } ^{198}\text{Au/g}$ de areia e a seguir lentamente, atingindo 20% para $2,5 \text{ mg } ^{198}\text{Au/g}$ de areia. Parece que a região de saturação encontram-se aproximadamente a 25 mg de ^{198}Au sendo a razão Au/areia , da ordem de $2,5 \times 10^{-4}$.



Figura 8 - Rendimento da Fixação de ^{198}Au .

A curva apresentada na figura 8 deixou claro que a granulometria da areia influi no processo de fixação. De modo geral, a adsorção decresce à medida que o diâmetro do grão cresce. Explica-se tal procedimento pelo fato de duas massas iguais de areia com granulometrias diferentes possuírem valores diferentes para as superfícies totais dos grãos.

Um cálculo simples, da superfície representativa de cem gramas de areia, com diâmetros médios de 200μ e 100μ serve como exemplo ilustrativo.

$$\text{volume da areia} = \frac{m}{d},$$

$$\text{volume do grão} = \frac{4}{3} \pi r^3,$$

$$\text{número de grãos} = \frac{m}{d} \times \frac{3}{4 \pi r^3},$$

$$\text{superfície do grão} = \pi r^2,$$

$$\text{superfície total da areia } S_T = \frac{m}{d} \times \frac{3}{4 \pi r^3} \times \pi r^2,$$

$$S_T = \frac{3 m}{4 r d} = K \frac{1}{r},$$

$$K = \frac{3 m}{4 d} = \frac{3 \times 100}{4 \times 2,65} \times \frac{g}{g/cm^3} = 28,3 \text{ cm}^2.$$

Para 200μ ,

$$S_T = 28,3 \frac{1}{10^{-2}} \text{ cm}^2 = 0,28 \text{ m}^2.$$

$$S_T = 0,28 \text{ m}^2.$$

Para 100μ ,

$$S_T = 28,3 \frac{1}{5 \cdot 10^{-2}} = 0,056 \text{ m}^2.$$

$$S_T = 0,056 \text{ m}^2.$$

Sendo a superfície total da areia S_T , inversamente proporcional ao raio do grão, uma mesma massa de ouro depositada uniformemente proporcionará camada mais espessa nos grãos de diâmetros maiores. Deste modo, a adsorção torna-se mais difícil e o rendimento da fixação diminui muito.

Um estudo pormenorizado da quantidade de areia radioativa a ser injetada em um curso d'água para estudo de dinâmica dos sedimentos será apresentado nos próximos capítulos.

Parece ser conveniente que após a marcação, os sedimentos passem por processos de lavagens, para que os grãos que não adsorverem perfeitamente o ^{198}Au sejam deixados de lado evitando-se confusão durante as medidas de atividade.

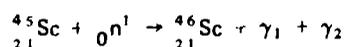
II.3.3 – Irradiação de Vidro Moído no Reator IEAR-1

Embora os grãos de vidro tivessem sido fabricados com densidade e granulometria idênticas à da areia do Rio Santo Antônio, pairavam dúvidas sobre o comportamento hidráulico desses sedimentos artificiais. Por serem diferentes as angularidades, arredondamentos e esfericidades dos dois tipos de grãos, embora pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico, as condições de início de arraste e o subsequente deslocamento ao longo do leito poderiam ser diferentes. Para eliminar estas dúvidas programou-se uma série de ensaios onde seriam comparadas as condições de início de arraste dos dois tipos de grãos.

Com esta finalidade prepararam-se 200 gramas de vidro, com a seguinte composição: 84,6% de SiO_2 , 9,4% de CaO , 5% de Sc_2O_3 , 0,5% de PbO e 0,5% de MgO . Estes sedimentos artificiais foram separados segundo os mesmos intervalos granulométricos da areia, (210 – 297) μ , (297 – 420) μ , (420 – 589) μ , (589 – 710) μ , (710 – 1000) μ e (1000 – 1410) μ e irradiados no reator IEAR-1. Em cada fração granulométrica compararam-se os valores das densidades dos grãos de vidro e areia; observou-se que a máxima diferença de valores era da ordem de 0,4%.

Examinando-se sob uma lupa binocular os grãos de areia e de vidro e comparando-se as angularidades, seus graus de arredondamento e esfericidade (tabela de Krumbein e Sloss) notou-se que havia grandes diferenças entre estas variáveis.

A ativação dos grãos de vidro produziu uma série de isótopos de diferentes atividades, meias vidas e energias. Nosso interesse estava voltado para o ^{46}Sc , obtido pela irradiação de Sc_2O_3 através de uma reação nuclear (n, γ).



onde

$$\gamma_1 = 0,89 \text{ MeV}$$

$$\gamma_2 = 1,12 \text{ MeV}$$

A meia vida deste isótopo é de 85 dias, tornando-o ideal para estudos relativamente longos. A atividade total de ^{46}Sc obtida foi de 5 mCi.

Após irradiação de cada fração granulométrica, os grãos de vidro foram deixados no interior de uma blindagem de chumbo durante 15 dias para que decaíssem as atividades dos isótopos de meia vida curta.

Antes de serem utilizados nos ensaios de medição das tensões críticas de início de arrastamento, cada fração granulométrica de vidro foi lavada com água, por períodos compreendidos entre uma hora até dois dias. A perda máxima de atividade registrada foi da ordem de 20%.

CAPÍTULO III

CONDIÇÕES DE MISTURA HOMOGÊNEA

III.1 – Generalidades

Existem dois sistemas para a observação de um fenômeno dinâmico, isto é, um fenômeno onde o tempo e o espaço são considerados variáveis fundamentais: sistema euleriano e sistema lagrangiano.

No sistema euleriano, o observador estuda o fenômeno de um dado lugar (espaço fixo), no decorrer do tempo. No sistema lagrangiano, ao contrário, o observador determina as características espaciais do fenômeno em instantes precisos.

Afirma-se que um traçador radioativo é perfeito quando cada partícula desse traçador obedece as mesmas leis de movimento que as partículas estudadas. Na prática, no caso de medidas de vazão, geralmente interessam-nos apenas os valores médios tomados sobre determinados intervalos de tempo. Nestas condições, o traçador ideal é o que obedece as mesmas leis que a média das partículas estudadas obedecem. Do ponto de vista dinâmico, o movimento de uma partícula de traçador perfeito não deve ser diferente do movimento das partículas estudadas.

As considerações que seguem são aplicadas a qualquer parâmetro X de um movimento, mas para facilidade de raciocínio elas serão dirigidas à vazão Q.

Chama-se:

T -- conjunto de parâmetros característicos de um traçador radioativo,

H -- conjunto de parâmetros característicos do movimento estudado;

I -- conjunto de parâmetros característicos que leva em conta as condições iniciais do fenômeno.

Em geral, ligando estes três conjuntos de variáveis à vazão Q existe uma relação que pode ser escrita da seguinte maneira:

$$Q = f(T, H, I). \quad (III.1)$$

Pode-se, portanto, afirmar que o conhecimento de T, H e I permite determinar Q e que todo traçador é uma partícula representativa do escoamento. Esta noção de representatividade não está diretamente ligada à condição de boa mistura⁽¹²⁾, ou de mistura homogênea do traçador com o meio estudado.

Na maioria dos fenômenos físicos consideram-se dois regimes distintos:

1 -- regime transitório onde as características do fenômeno estudado dependem das condições iniciais;

2 -- regime permanente, estável ou instável que não depende mais das condições iniciais.

Experimentalmente observou-se que após certo tempo (t_0), as condições iniciais de injeção do traçador radioativo não mais interferem na avaliação da vazão Q, e a equação (III.1) poderia ser assim representada.

$$Q = h(T, H). \quad (III.2)$$

Afirma-se que nestas condições uma mistura homogênea foi conseguida. A condição de mistura homogênea é portanto uma condição necessária e suficiente para que as medidas realizadas sejam independentes das condições iniciais, isto é, das condições em que o traçador radioativo é injetado.

III.2 – Condição de Mistura Homogênea no Caso de Injeção Instantânea de Traçador Radioativo (Sistema Euleriano)

Uma das técnicas utilizadas em medida de vazão sólida é a da integração da concentração no tempo, onde

$$\int_0^T C \cdot dt \quad (III.3)$$

deve ser constante em qualquer ponto da seção. Isto significa que há mistura homogênea do traçador com o escoamento estudado.

No caso dos traçadores radioativos, C é uma concentração, expressa em atividade por unidade de volume, medida em um ponto do escoamento e o intervalo $[0, T]$ é o tempo gasto na passagem de toda a onda radioativa pela seção de medida.

Observou-se, experimentalmente que durante um tempo Θ , após percorrer uma distância L , contada a partir do ponto de injeção, o traçador radioativo se homogeneiza com o escoamento e a integral precedente torna-se constante em qualquer ponto onde se efetue as medidas.

Demonstraremos que a integral acima representa a condição necessária e suficiente para que o traçador radioativo se homogeneize com o escoamento⁽¹³⁾.

III.2.1 – Condição Necessária

Vamos demonstrar que, se os parâmetros característicos do deslocamento do traçador são independentes das condições iniciais, isto é, das condições de injeção, então

$$\int_0^T C \cdot dt = \text{constante.}$$

Considere-se um escoamento permanente e uniforme onde S_0 é a seção de injeção e S_1 representa uma seção onde as características de movimento do traçador são independentes das condições iniciais.

Considere-se também um elemento dS de uma seção S de medida, situada à jusante de S_1 . A probabilidade $\delta P_T(dS)$ de que uma partícula de traçador radioativo, injetada em S_0 , atravesse dS independe das condições iniciais. Em outras palavras, todas as partículas de traçador radioativo injetadas em S_0 têm a mesma probabilidade de atravessar dS . Por outro lado, para que o movimento dos sedimentos marcados com radioatividade seja cinematicamente indiscernível do movimento dos sedimentos não marcados, é necessário que a probabilidade $\delta P_i(dS)$ seja igual para ambos os tipos de sedimentos. A probabilidade $\delta P_i(dS)$ é, por definição, independente da posição ocupada pelo sedimento não marcado na seção S_0 .

A condição necessária para que haja mistura homogênea pode ser expressa por:

$$\delta P_T (dS) = \delta P_i (dS), \quad (III.4)$$

onde

T indica sedimento com traçador radioativo, e

i indica sedimento inativo ou natural.

III.2.1.1 – Cálculo de $\delta P_T (dS)$

Considere-se um elemento dS normal ao escoamento e suficientemente pequeno para que a velocidade de cada sedimento que o atravesse seja estatisticamente igual a V .

A massa d^2m de sedimento radioativo que atravessa dS durante o intervalo de tempo dt é:

$$d^2m = C \cdot V \cdot dS \cdot dt,$$

e durante o intervalo de tempo $[0, T]$

$$dm = \int_0^T C \cdot V \cdot dS \cdot dt \quad (III.5)$$

Admitindo-se regime permanente temos:

$$dm = V \cdot dS \int_0^T C \cdot dt.$$

Seja M a massa total de sedimentos radioativos, temos:

$$M = \int_S V \cdot dS \int_0^T C \cdot dt. \quad (III.6)$$

A probabilidade de que um sedimento radioativo atravesse dS é dada por:

$$\delta P_T (dS) = \frac{dm}{M} = \frac{V \cdot dS}{M} \int_0^T C \cdot dt. \quad (III.7)$$

III.2.1.2 – Cálculo de $\delta P_i (dS)$

Considere-se que um sedimento não ativo esteja em S_0 no instante $t = 0$. A probabilidade deste sedimento atravessar dS entre os instantes 0 e T é representada por:

$$\delta P_i (dS, T) = \frac{d\Sigma (0, T)}{\Sigma (0, T)}$$

32

$d\Sigma(0,T)$ representa o volume de sedimentos não ativos que atravessa dS entre 0 e T.

$\Sigma(0,T)$ representa o volume de sedimentos não ativo, que atravessa S entre 0 e T.

Sendo,

$$d\Sigma(0,T) = V \cdot dS \cdot T,$$

$$\Sigma(0,T) = VST = QT.$$

Então,

$$\delta P_i(dS,T) = \frac{V \cdot dS \cdot T}{QT} = \frac{V \cdot dS}{Q} = \frac{dS}{S} \quad (III.8)$$

Segundo o princípio das probabilidades compostas, a probabilidade de que um sedimento não ativo atravesse dS , entre 0 e T é igual ao produto da probabilidade $\delta P_i(dS)$ que este sedimento tem em atravessar dS , pela probabilidade $g(S,T)$ do sedimento não ativo, situado em S_0 , no tempo $t=0$ atravessar a seção S no intervalo de tempo $[0,T]$. Tem-se, portanto,

$$\delta P_i(dS,T) = \delta P_i(dS) \cdot g(S,T)$$

Admite-se um tempo T suficientemente grande para que todos os sedimentos situados em S_0 no tempo $t=0$ atravesse S. Nestas condições $g(S,T) = 1$ e temos:

$$\delta P_i(dS,T) = \delta P_i(dS)$$

$$\delta P_i(dS) = \frac{V \cdot dS}{Q} = \frac{dS}{S} \quad (III.9)$$

III.2.1.3 -- Igualdade $\delta P_T(dS) = \delta P_i(dS)$

A condição necessária para uma boa homogeneização (eg. III.4), resultante das igualdades entre $\delta P_i(dS)$ e $\delta P_T(dS)$ pode ser assim escrita:

$$\frac{V \cdot dS}{M} \int_0^T C \cdot dt = \frac{V \cdot dS}{Q} = \frac{dS}{S}, \quad (III.10)$$

Então,

$$\int_0^T C \cdot dt = \frac{M}{Q} = \text{constante.}$$

Portanto, $\int_0^T C \cdot dt$ é constante, independentemente do elemento dS escolhido.

III.2.2 - Condição Suficiente

Afirmar que a condição é suficiente significa que, se por hipótese

$${}_0f^T C.dt \text{ é constante}$$

então, a vazão Q é independente das condições de injeção do sedimento radioativo.

Viu-se anteriormente, (eq. III.6), que:

$$M = \int_S f^T V.dS = \int_0^T {}_0f^T C.dt$$

Sendo, por hipótese, ${}_0f^T C.dt$ uma constante, designada por K , temos:

$$M = K \int_S f^T V.dS = KO,$$

$$Q = \frac{M}{K} = \frac{M}{\int_0^T {}_0f^T C.dt} \quad (III.11)$$

Esta equação mostra que a massa M injetada e a constante K independem do local e do momento em que o sedimento é depositado no leito do escoamento.

Portanto, Q não depende das condições de injeção do sedimento radioativo e a equação ${}_0f^T C.dt$ representa uma condição suficiente de mistura homogênea. Outra maneira de exprimir a condição de mistura homogênea seria:

$$(eq. III.5) \quad dm = V.dS \cdot {}_0f^T C.dt = dO \cdot {}_0f^T C.dt,$$

$$(eq. III.6) \quad M = \int_S f^T V.dS = \int_0^T {}_0f^T C.dt = O \int_0^T {}_0f^T C.dt.$$

Dividindo (eq. III.5) pela (eq. III.6) tem-se:

$$\frac{dm}{M} = \frac{dO}{O} = \frac{dS}{S} \quad (III.12)$$

que é a formulação clássica de mistura homogênea.

III.3 – Relação entre Velocidade Média e Velocidade do Centro de Gravidade de uma Nuvem de Sedimentos Radioativos (Sistema Lagrangiano)

O sistema lagrangiano permite determinar os parâmetros dinâmicos de uma nuvem móvel de sedimentos radioativos, cuja distribuição espacial de um dado instante se deseja conhecer.

Em estudos de dinâmica de sedimentos, admite-se que a velocidade V_G do centro de gravidade de uma nuvem de sedimentos radioativos é representativa, ou mais exatamente, igual à velocidade

média V_m desses sedimentos. Considerando-se uma seção transversal do escoamento, admite-se que a velocidade média é a média das velocidades instantâneas dos sedimentos que cruzam a seção, isto é,

$$V_m = \frac{\int_s V \cdot dS}{\int_s dS} = \frac{Q}{S} = \frac{V \cdot S}{S} = V \quad (III.13)$$

No caso de escoamento líquido admite-se que,

$$V_m = V_G \quad (III.14)$$

Uma análise mais profunda, no caso do transporte sólido, permite concluir que V_m não é rigorosamente igual a V_G . Demonstra-se realmente que

$$V_G = \lambda (V_m) \quad (III.15)$$

onde λ é um fator que depende da distribuição de velocidades, em função da profundidade do leito.

III.3.1 – Demonstração da Relação $V_G = f(V_m)$

Se considerarmos uma nuvem de sedimentos radioativos movendo-se em um escoamento dado e tomarmos por abcissa curvilínea o eixo médio do escoamento, pode se provar que:

$$V_G = \frac{1}{M} \int_{\Omega} V \cdot C \cdot d\Omega, \quad (III.16)$$

onde C é a concentração de sedimentos radioativos por unidade de volume em um elemento de volume $d\Omega$, no instante t .

Se admitirmos a seguir, que a variável principal é a velocidade V e mudarmos as variáveis para que a integração seja feita em relação a V , tem-se:

$$V_G = \int_0^{V_{max}} V \cdot \left[\frac{\int_{\Omega} C \cdot d\Omega}{M} \cdot dV \right], \quad (III.17)$$

A quantidade

$$dq(V) = \frac{\int_{\Omega} C \cdot d\Omega}{M} \cdot dV$$

chama-se massa relativa elementar do sedimento radioativo animado de velocidade compreendida entre V e $V + dV$, contida no volume $d\Omega$, no instante t . Esta massa relativa é uma função de V .

A equação

$$\alpha(V) = \frac{dq(V)}{dV} = \frac{\int_{\Omega} C \cdot d\Omega}{M} \quad (III.18)$$

representa a densidade de probabilidade de uma partícula animada de velocidade V estar presente no volume $d\Omega$, no instante t .

Assim, temos

$$V_G = \int_0^{V_{\max}} V \cdot \alpha(V) \cdot dV \quad (III.19)$$

III.3.2 – Cálculo de $\alpha(V)$

De acordo com a teoria das probabilidades compostas, a densidade de probabilidade de um grão ativo com velocidade V estar na seção $S(x)$, no instante t ,

$$\frac{d\alpha(V)}{dx} = \frac{d^2q(V,x)}{dV \cdot dx},$$

é o produto da densidade de probabilidade $\frac{d\omega(x,t)}{dx}$, do grão marcado estar no instante t na seção $S(x)$, pela densidade de probabilidade $\frac{dp(V)}{dV}$, de ser V a sua velocidade qualquer que seja t e x :

$$\frac{d\alpha(V)}{dx} = \frac{d\omega(x,t)}{dx} \cdot \frac{dp(V)}{dV}$$

A densidade de probabilidade de uma partícula contida no volume $d\Omega$ estar animada de velocidade V , no instante t é

$$\alpha(V) = \int_x \frac{d\omega(x,t)}{dx} \cdot \frac{dp(V)}{dV} \cdot dx$$

Em vista de $\frac{dp(V)}{dV}$ ser independente de x , temos

$$\alpha(V) = \frac{dp(V)}{dV} \int_0^\alpha \frac{d\omega(x,t)}{dx} \cdot dx,$$

o e α são as abscissas dos extremos da nuvem radioativa.

A quantidade

$$\int_0^\alpha \frac{d\omega(x,t)}{dx} \cdot dx$$

representa a probabilidade do sedimento radioativo considerado estar compreendido entre as seções de abscissas $x = 0$ e $x = \alpha$.

Sendo

$$\int_0^\alpha \frac{d\omega(x)}{dx} \cdot dx = 1 \text{ tem-se:}$$

$$\alpha(V) = \frac{dq(V)}{dV} = \frac{dp(V)}{dV} \quad (III.20)$$

Este resultado se expressa da seguinte maneira:

A probabilidade do sedimento radioativo animado de velocidade V , estar em determinado instante no interior da nuvem é igual à razão entre a massa de sedimento animado de velocidade V e a massa total de sedimentos ativos.

Em regime permanente, esta probabilidade é representada por:

$$\alpha(V) = \frac{dm(V)}{MdV} = \frac{VdS \int C \cdot dt}{\int VdS \int C \cdot dt \cdot dV}$$

Sendo estabelecida a condição de mistura homogênea $\int C \cdot dt$ é constante em toda a seção S , e daí resulta:

$$\alpha(V) = \frac{VdS}{(\int VdS) \cdot dV} \quad (III.21)$$

Substituindo esta última equação na equação (III.19) obtém-se:

$$\begin{aligned} V_G &= \int_0^{V_{\max}} V \alpha(V) \cdot dV = \int_0^{V_{\max}} V \left[\frac{VdS}{(\int VdS) \cdot dV} \right] \cdot dV \\ V_G &= \frac{1}{\int VdS} \int_0^{V_{\max}} \frac{V^2 \cdot dS}{dV} \cdot dV = \frac{\int_0^{V_{\max}} V^2 \cdot dS}{\int VdS} \end{aligned} \quad (III.22)$$

Como

$$V_m = \frac{\int_0^{V_{\max}} VdS}{\int_0^{V_{\max}} dS} = \frac{\int_0^{V_{\max}} VdS}{S},$$

chamando $\lambda = \frac{V_G}{V_m}$, e escrevendo a equação (III.22) sob a forma

$$V_G = \frac{\frac{1}{S} \int_0^{V_{\max}} V^2 \cdot dS}{\frac{1}{S} \int_0^{V_{\max}} V \cdot dS} \quad \text{tem-se:}$$

$$\lambda = \frac{V_G}{V_m} = \frac{\frac{1}{S} \int_0^{V_{\max}} V^2 \cdot dS}{\left[\frac{1}{S} \int_0^{V_{\max}} VdS \right]^2} = \frac{|\overline{V^2}|}{|\overline{V}|^2} \quad (III.23)$$

No caso de vazões líquidas, λ é aproximadamente igual à unidade. Observa-se que λ é função da distribuição de velocidades ao longo da profundidade e que a velocidade do centro de gravidade de uma nuvem de sedimentos radioativos não é igual à velocidade média.

III.3.3 – Determinação de λ

Consideremos uma nuvem de sedimentos radioativos que se move em determinado escoamento. Suponhamos que no instante t , a espessura da camada móvel ativa seja E . Chamamos $C(z)$, a concentração de sedimentos radioativos situados à profundidade z , ($z < E$).

Admitindo-se que a condição de mistura homogênea tenha sido estabelecida (equação III.12), isto é,

$$\frac{dm}{M} = \frac{dQ}{Q} = \frac{dS}{S}$$

e considerando-se os grãos contidos em uma camada compreendida entre z e $z + dz$, tem-se:

$$\frac{C(z) dz}{M} = \frac{dQ(z)}{Q} = \frac{V(z) dz}{Q} \quad (III.24)$$

Como a concentração em uma camada de espessura dz é proporcional à velocidade dos sedimentos nesta mesma camada, chega-se:

$$\lambda = \frac{\int_0^E |V|^2 dz}{\int_0^E |V| dz} = \frac{\int_0^E |C|^2 dz}{\int_0^E |C| dz} \quad (III.25)$$

Para o cálculo de λ admitiram-se duas hipóteses:

1) a distribuição da concentração em profundidade era constante, isto é, $C(z) = \text{constante}$ e $\lambda = 1$;

2) a distribuição da concentração em profundidade era parabólica. Observou-se experimentalmente no canal de laboratório, com auxílio de autorradiografias, que a distribuição parabólica apresentava um máximo variável entre $\frac{1}{3}$ e $\frac{1}{4}$ da espessura total da camada móvel dos sedimentos radioativos, obedecendo uma equação do tipo:

$$C(z) = C_0 \left(1 + 2z/E - 3z^2/E^2 \right), \text{ e portanto } \lambda \text{ assume o valor,}$$

$$\lambda = \frac{\int_0^E \frac{1}{E} \sigma \int_0^E \left(1 + 2z/E - 3z^2/E^2 \right) dz}{\left[\int_0^E \frac{1}{E} \sigma \int_0^E \left(1 + 2z/E - 3z^2/E^2 \right) dz \right]^2} \quad (III.26)$$

Efetuada-se os cálculos, λ tornou-se igual a 1,26, ou seja uma velocidade do centro de gravidade 26% superior à velocidade média.

III.4 – Velocidade Média de um Conjunto de Partículas (Sistema Euleriano)

Consideremos em um escoamento uniforme n sedimentos radioativos; cada partícula i percorre com velocidade V_i uma distância ℓ_i , durante um tempo t_i . Isto significa que

$$V_i = \frac{\ell_i}{t_i}$$

Por definição, qualquer que seja o sistema de observação utilizado, a velocidade média dos sedimentos é dada pela equação:

$$\bar{V} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\ell_i}{t_i}. \quad (\text{III.27})$$

No sistema lagrangiano, a posição sucessiva dos sedimentos é observada entre dois instantes dados que chamamos Θ . Deste modo

$$t_1 - t_2 = t_3 - t_4 = \dots \dots t_{i-1} - t_i = \Theta$$

$$\bar{V} = \frac{1}{n\Theta} \sum_{i=1}^n \ell_i = \frac{1}{n\Theta} \bar{\ell}. \quad (\text{III.28})$$

No sistema euleriano, observa-se a posição dos sedimentos entre duas seções separadas por uma distância ℓ , isto é, entre a seção de referência (1) e a seção de observação (2).

Seja

t_{1i} – o instante em que a partícula i passa pela equação (1),

t_{2i} – o instante em que a mesma partícula i passa pela seção (2).

A velocidade média da partícula i entre as seções (1) e (2) é:

$$V_i = \ell / (t_{2i} - t_{1i})$$

$$\bar{V} = (\ell/n) \sum_i [1 / (t_{2i} - t_{1i})]. \quad (\text{III.29})$$

Fazendo-se

$$\Theta_i = (t_{2i} - t_{1i}), \text{ resulta:}$$

$$\bar{V} = (\ell/n) \sum_{i=1}^n (1/\Theta_i) = \frac{\ell}{n} \left[\frac{1}{\Theta} \right]. \quad (\text{III.30})$$

Detetores de radiação posicionados nas seções (1) e (2) possibilitam o registro de uma curva contendo 2 picos que correspondem à passagem dos grãos ativos pelas seções consideradas. Sendo ℓ a distância entre as duas seções de acordo com a figura 9, tem-se:

$$t_{2i} - t_{1i} = \ell/V_i,$$

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{2i} - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{1i} = \frac{1}{n} \sum \frac{\ell}{V_i} \quad (III.31)$$

Sejam:

t_{c1} – abscissa do centro de gravidade da curva (c x t) que registra a passagem do grão radioativo pela seção (1), e

t_{c2} – abscissa do centro de gravidade da curva (c x t) que registra a passagem do grão radioativo pela seção (2)

Então,

$$t_{c2} - t_{c1} = \ell (1/\bar{V}),$$

$$\ell/(t_{c2} - t_{c1}) = \frac{1}{\left[\frac{1}{\bar{V}} \right]} \quad (III.32)$$

que é geralmente diferente de \bar{V}

Nos cálculos de velocidade média, quando se utilizam curvas de variação da concentração de traçadores radioativos em função do tempo (curvas c x t); deve-se tomar o valor de $\overline{(1/t)}$ e não o de \bar{t} .

CAPÍTULO IV

CURVAS DE ISOATIVIDADE E CENTROS DE GRAVIDADE

IV.1 – Generalidades

A detecção de uma nuvem de sedimentos radioativos, ao longo de sua trajetória, permite o traçado de curvas de isoatividade. Partindo-se daí determinam-se os centros de gravidade das nuvens de sedimentos radioativos e conhecendo-se as distâncias entre elas calcula-se a velocidade média de transporte

Mesmo supondo que as flutuações estatísticas das contagens sejam nulas pode haver erro na determinação do centro de gravidade das curvas de isoatividade⁽¹⁴⁾.

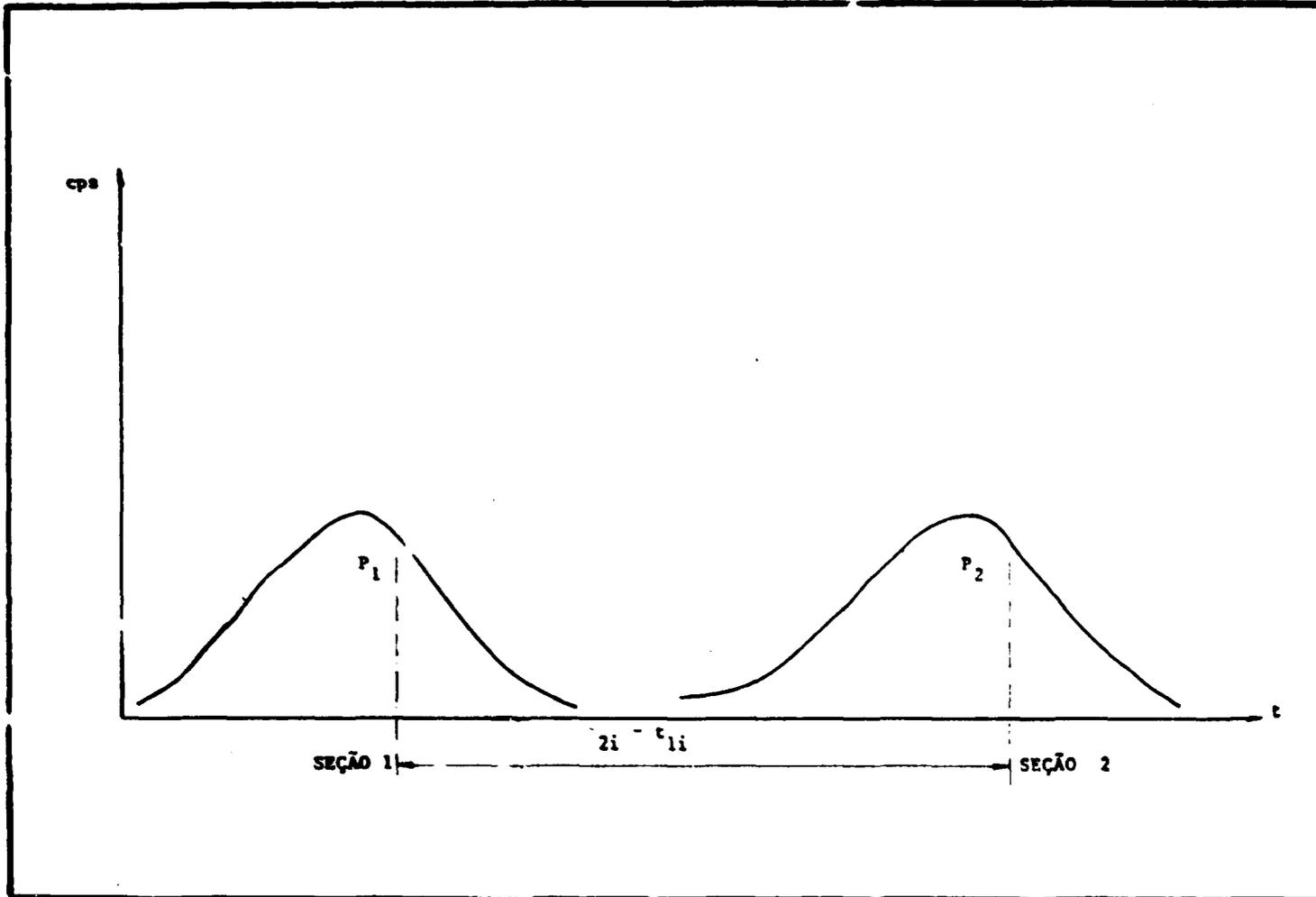


Figura 9 – Representação Esquemática do Método dos Picos.

Nos experimentos realizados em laboratório mediram-se a taxa de contagem (detecção estática) e a contagem integral (detecção dinâmica) proveniente dos grãos radioativos tanto na superfície do leito como nas camadas mais profundas. Como a intensidade da radiação emitida pelo grão que está à maior (detecção dinâmica) proveniente dos grãos radioativos, distribuídos tanto na chamou-se "efeito de profundidade" a diminuição da taxa de contagem fornecida por uma atividade constante, provocada pela presença do grão em camadas mais profundas do leito. Assim, uma fonte plana e homogênea de atividade $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$ proporcionará uma taxa de contagem $f = f(z)$, que depende da atividade do grão e da sua distribuição em relação à profundidade.

Chamemos $f(z)$ a resposta fornecida por um detector de radiação, durante o mapeamento de uma camada infinita de areia, com espessura unitária e atividade de $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$. A função $f(z)$ varia rapidamente com a profundidade z , devido as diferentes condições geométricas de uma camada à outra e do aumento de absorção da radiação pelos materiais situados entre as camadas e o detector.

Consideremos uma camada de areia com espessura dz , situada à distância z do detector e com a concentração $C(z)$ de sedimentos radioativos. Um detector de radiação mede uma taxa de contagem que pode ser representada pela equação

$$dN_m = C(z).f(z).dz, \quad (\text{IV.1})$$

A contagem total que é a concentração dos grãos pertencentes a todas as camadas pode ser expressa por:

$$N_m = \int_0^{\infty} C(z).f(z).dz, \text{ onde} \quad (\text{IV.2})$$

m - significa "medida".

A partir dessa informação, calcula-se a abscissa do centro de gravidade das curvas de isoatividade, η_m . A abscissa real η_r , do centro de gravidade de cada curva é calculada atribuindo-se um valor N_r à cada elemento dS da nuvem de sedimentos radioativos com a abscissa η_r , que é igual ou proporcional à atividade realmente presente sob o detector.

$$N_r = \int_0^{\infty} C(z).dz, \text{ onde} \quad (\text{IV.3})$$

r - significa real.

De modo geral os detectores de radiação favorecem o registro dos grãos ativos que estão nas camadas superficiais, em prejuízo dos que estão nas camadas mais profundas. Por conseguinte, N_m difere de N_r .

A prática mostrou que um detector de cintilação utilizado nos ensaios registrava a taxa de 60 cps para uma fonte plana a de ^{46}Sc de atividade $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$, colocada sobre a camada superficial de sedimentos e que esta taxa caía para 20 cps quando a fonte era recoberta por 10 centímetros de areia. Isto indica que os centros de gravidade g_m e g_r , associados respectivamente às taxas de contagem N_m e N_r , podem ser bem diferentes entre si. O "efeito de profundidade" pode ser melhor visualizado observando-se o desenho esquemático da figura 10.

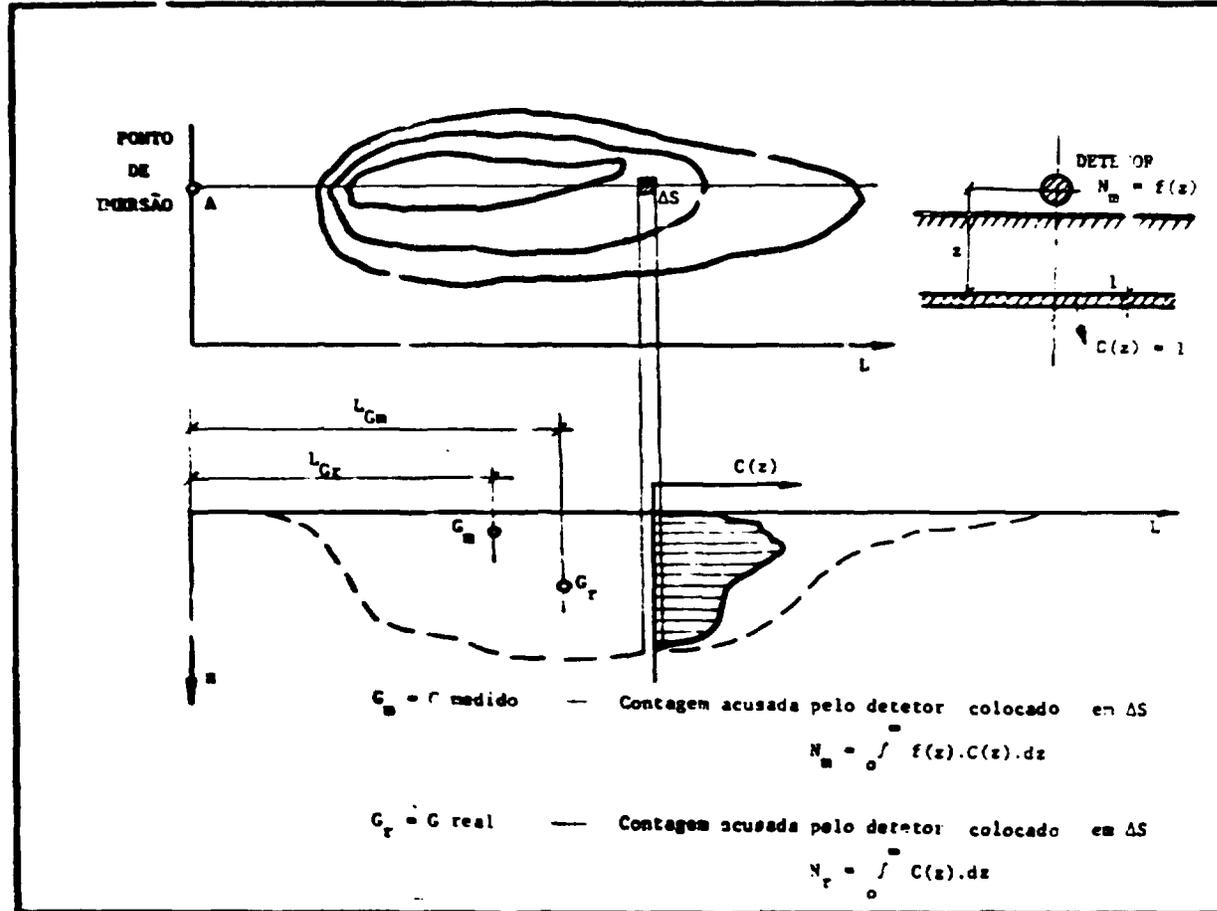


Figura 10 – Efeito de Profundidade.

IV.2 – Cálculo do Centro de Gravidade – Detecção Estática

Os dados necessários ao cálculo do centro de gravidade de uma nuvem de sedimentos radioativos são: duas coordenadas topográficas x e y para a localização do ponto medido e uma terceira representativa da taxa de contagem.

Na prática, determina-se a taxa de contagem n em uma seção transversal de medida $S(n)$, e seu centro de gravidade g_n . Obtém-se a abscissa do centro de gravidade do conjunto pela relação

$$X_g = \frac{\int_n x_{g_n} \cdot S(n) \cdot dn}{\int_n S(n) \cdot dn} \quad (IV.4)$$

Sendo o nível $n = 0$ de difícil determinação os limites de integração vão desde um valor n_0 até n_{max} . Assim a equação (IV.4) fica com a forma

$$X_g = \frac{\int_{n_0}^{n_{max}} x_{g_n} \cdot S(n) \cdot dn}{\int_{n_0}^{n_{max}} S(n) \cdot dn} \quad (IV.5)$$

A existência da radiação de fundo faz com que se escolha n_0 de tal forma que as contagens que estão abaixo deste valor não possam ser consideradas significativas. Geralmente, admite-se para n_0 o triplo do valor da contagem de fundo.

As experiências mostraram que as curvas de isoatividade obtidas em função da distância relativa ao ponto de imersão raramente são simétricas. Desprezando-se as contagens que estão abaixo de n_0 , comprovou-se que o centro de gravidade g_m de uma distribuição superficial de sedimentos era diferente do centro de gravidade g_r , que leva em conta a distribuição real dos sedimentos nas camadas mais profundas, (figura 11). Considerando-se as distâncias lg_m do centro de gravidade ao ponto de injeção como sendo,

3,5 metros para a curva de 300 cps

5,0 metros para a curva de 150 cps

7,0 metros para a curva de 75 cps

extrapolando-se $lg = f(N_m)$ para o valor da contagem de fundo, 25 cps obteve-se $lg_r = 9,5$ metros. Este valor comprova a necessidade de estabelecer-se o limite mínimo de detecção dos sedimentos radioativos.

IV.3 – Cálculo do Centro de Gravidade – Detecção Dinâmica

A única diferença neste caso provém do fato de integrarmos diretamente as taxas de contagem durante um tempo Δt , ao longo do comprimento Δy .

Obtem-se diretamente a integral

$$I = \int_0^n \int_{\Delta y} dy \cdot dn, \quad (IV.6)$$

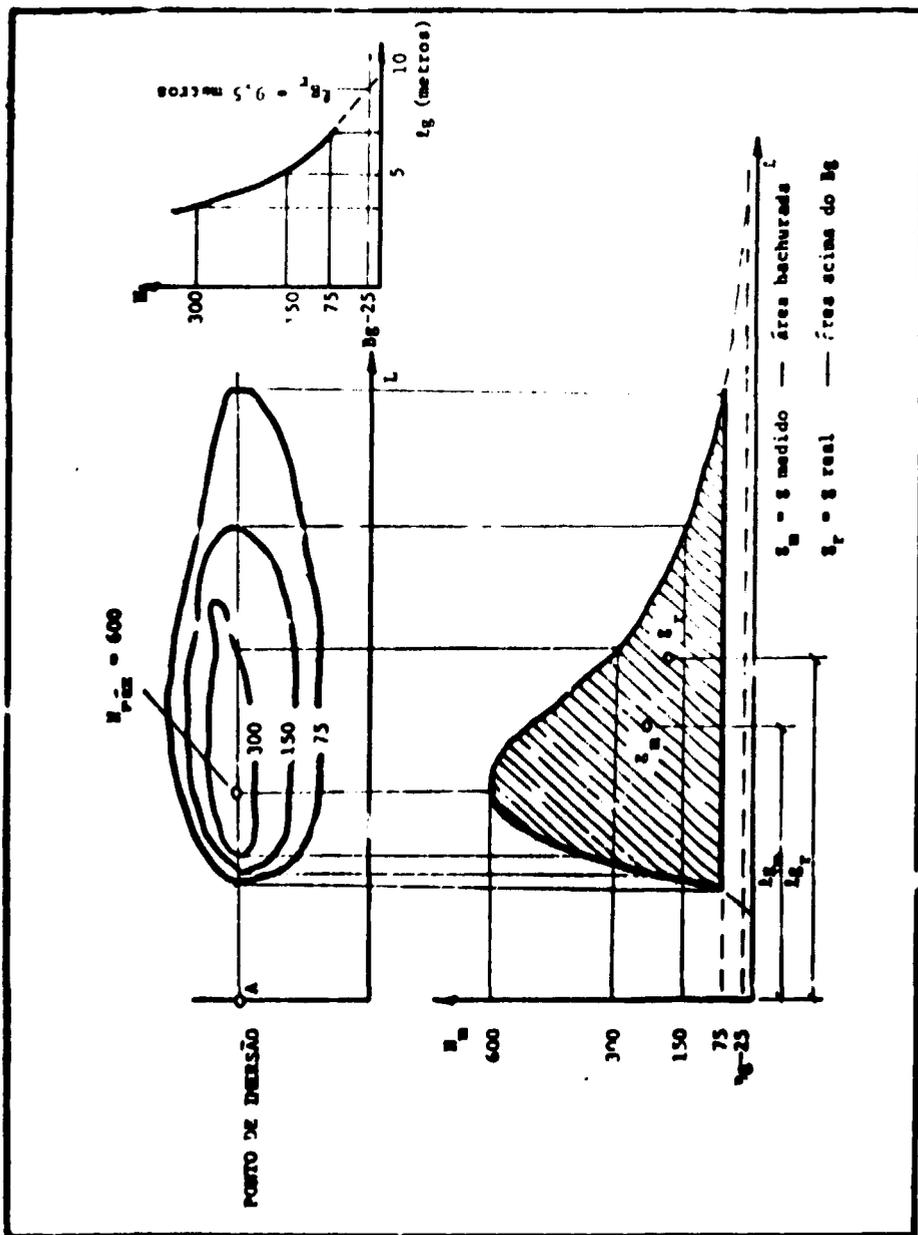


Figure 11 — Determinação do l_g e do l_{g_m} .

sendo a abscissa do centro de gravidade calculada pela equação

$$X_g = \frac{\int x \cdot I(x) \cdot dx}{\int I(x) \cdot dx} \quad (IV.7)$$

Conhecidas as abscissas dos centros de gravidade das nuvens de sedimentos radioativos, determinam-se as velocidades de deslocamento de cada uma utilizando-se a relação

$$V_g = \frac{\Delta X_g}{\Delta t} \quad (IV.8)$$

IV.4 – Considerações sobre a Profundidade da Camada Móvel

Vimos que as contagens registradas pelo detector de radiação dependem da atividade do sedimento, e da espessura da camada onde ele se move. Em cada ponto, obtém-se uma taxa de contagem líquida n (deduzida a contagem de fundo, em função da atividade do sedimento que está sob o detector e da profundidade deste sedimento⁽¹⁵⁾).

Suponhamos que seja conhecida a resposta f do detector em função de uma atividade unitária, uniformemente distribuída em uma superfície concêntrica com este detector e situada à profundidade z , contada a partir da superfície do leito. Tem-se, portanto, uma função $f = f(z)$ cps, para atividade de $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$ a profundidade z .

A detecção de um grão radioativo distribuído ao acaso, em uma camada qualquer de areia, proporciona uma taxa de contagem expressa pela equação

$$dn = dz \cdot \left[\iint f(xyz) \cdot C(xyz) \cdot dx \cdot dy \right], \quad (IV.9)$$

sendo $f(xyz)$ a resposta do detector a uma atividade unitária contida em $dx \cdot dy \cdot dz$ e medida no ponto x_0, y_0, z_0 .

Supondo-se que na esfera de influência do detector $C(xyz)$ é somente a função de z , então para os valores

$$x = x_0 + \epsilon \delta x,$$

$$y = y_0 + \epsilon \delta y,$$

$C(xyz)$ é constante. Isto é,

$$C(x_0 + \epsilon \delta x, y_0 + \epsilon \delta y, z) = C(x_0, y_0, z),$$

qualquer que seja ϵ pertencente ao intervalo $0 < \epsilon < 1$

Tem-se

$$dn = dz \left[C(xyz) \cdot \int_{\delta_x} \int_{\delta_y} f(xyz) \cdot dx \cdot dy \right], \quad (IV.10)$$

$$dn = C(xyz) \cdot f(z) \cdot dz \quad (IV.11)$$

Levando-se em conta apenas a profundidade z , chega-se,

$$dn = C(z) \cdot f(z) \cdot dz \quad (IV.12)$$

A taxa de contagem medida em um ponto será representada pela equação:

$$n = \int_0^E C(z) \cdot f(z) \cdot dz \quad (IV.13)$$

Nesta equação, conhece-se a lei de resposta $f(z)$ em função da geometria de contagem e o valor n das contagens medidas. As incógnitas são a espessura e da camada onde se encontra o sedimento radioativo e a lei de distribuição das concentrações em profundidade, $C(z)$.

A taxa de contagem integral, que representa toda a nuvem radioativa pode ser representada pela equação:

$$N = \iint ndS = \Omega (E, A, \dots),$$

$$N = \iiint f(z) \cdot C(xyz) \cdot dx \cdot dy \cdot dz, \quad (IV.14)$$

$$N = \int f(z) \cdot \left[\iint C(xyz) \cdot dx \cdot dy \right] dz.$$

Sendo $A(z)$ a atividade contida na nuvem de sedimentos que está a profundidade z tem-se,

$$A(z) = \iint C(xyz) \cdot dx \cdot dy. \quad (IV.15)$$

Lembrando que na superfície do leito $z = 0$, pode-se escrever,

$$N = \int_0^E f(z) \cdot A(z) \cdot dz, \quad (IV.16)$$

sendo

E – espessura máxima da camada móvel de sedimentos

$z = 0$, a superfície do leito.

O problema resume-se na escolha de um detector de radiação que apresente uma resposta geométrica $f(z)$ tendendo a facilitar o cálculo de E , qualquer que seja as funções $A(z)$ e $C(z)$.

Em ensaios de laboratório as variações de $C(xyz)$ são pequenas, não somente por serem baixas as atividades injetadas mas também pelas dimensões do canal experimental que reduzem a dispersão dos sedimentos radioativos evitando o aparecimento de grandes gradientes de concentração.

IV.4 1 – Lei de Resposta Polinomial, $f(z)$

Inicialmente admitimos que a resposta do detector de radiação pudesse ser representada por um polinômio em Z , isto é,

$$f(z) = \sum_{i=0}^{n_i} f_i z^i \quad (IV.17)$$

$$N = \sum_{i=0}^{n_i} f_i \int_0^E A(z) \cdot z^i \cdot dz. \quad (IV.18)$$

Considerando-se

$$Z_{m_i}^i = \frac{\int_0^E A(z) \cdot z^i \cdot dz}{\int_0^E A(z) \cdot dz} = A \quad \text{tem-se:} \quad (IV.19)$$

$$N = \sum_{i=0}^{n_i} f_i Z_{m_i}^i A \quad (IV.20)$$

Sendo $Z_{m_0}^0 = 1$, a equação (IV.20) pode ser colocada na forma linear:

$$T = \frac{N - f_0 A}{A} = \sum_{i=1}^{n_i} f_i Z_{m_i}^i. \quad (IV.21)$$

Sob esta forma, a equação (IV.21) é linear, contendo n_i incógnitas $Z_{m_i}^i$. No caso de se necessitar n_i respostas polinomiais tem-se:

$$T_j = \sum_{i=1}^{n_i} f_{ij} Z_{m_i}^i, \quad j \text{ variando de } 1 \text{ a } n_i \quad (IV.22)$$

Entre os valores $Z_{m_i}^i$ o que mais nos interessa é o valor da profundidade média:

$$Z_m = Z_{m_1}^1 = \frac{\int_0^E z \cdot A(z) \cdot dz}{\int_0^E A(z) \cdot dz} \quad (IV.23)$$

Como na prática, o número de detetores é limitado, vamos considerar apenas um, com resposta linear $f(z) = f_0 - f_1(z)$. Nestas condições

$$N = f_0 A - f_1 Z_m A, \quad (IV.24)$$

onde

N , f_0 , f_1 e A podem ser facilmente determinados.

Observa-se, portanto, que um detetor com resposta expressa em forma linear, permite obter a profundidade média da camada móvel de sedimentos radioativos, independentemente da distribuição em profundidade destes sedimentos. Permite verificar também se o transporte de sólidos é feito superficialmente ou em profundidade.

IV.4.1.1 – Determinação de E

A profundidade média da camada móvel Z_m , permite identificar de que modo ocorre o transporte sólido (superfície ou fundo) e proporciona uma estimativa aproximada da vazão sólida. Os valores corretos podem ser obtidos correlacionando-se Z_m e E .

$$Z_m \int_0^E A(z).dz = \int_0^E z.A(z).dz, \quad (IV.25)$$

$$Z_m = \psi(E). \quad (IV.26)$$

Para diferentes formas da lei de distribuição de $A(z)$, obtém-se distintos valores de $\psi(E)$. As diferentes distribuições, apresentadas na figura 12 foram registradas com o auxílio da técnica de autorradiografia que consiste em se colocar no fundo do leito e na direção do escoamento, pequenos filmes radiográficos. A radiação proveniente dos sedimentos ativos impressiona o filme que, após revelado, mostra a distribuição deles e qual a espessura da camada que os contém.

Nas diferentes leis de distribuição dos sedimentos radioativos na camada móvel, descritas na figura 12, observou-se que,

$$Z_m = KE,$$

$$2,00 < E/Z_m < 2,30 \quad (IV.27)$$

Escolheu-se o valor

$$E = 2,15 Z_m,$$

$$Z_m = \frac{E}{2,15}. \quad (IV.28)$$

FORMA	LEI DE DISTRIBUIÇÃO	RELAÇÃO $Z_m = \psi(E)$
	DISTRIBUIÇÃO CONSTANTE $A(z) = A_{\max}$	$E = 2 Z_m$
	DISTRIBUIÇÃO LINEAR $A(z) = A_{\max} (1-z/E)$	$E = 3 Z_m$
	DISTRIBUIÇÃO PARABÓLICA (vértice no eixo A(z)) $A(z) = A_{\max} (1-z^2/E^2)$	$E = (8/3) Z_m$
	DISTRIBUIÇÃO PARABÓLICA (vértice no eixo dos z) $A(z) = A_{\max} (1-z/E)^{1/2}$	$E = (5/2) Z_m$
	DISTRIBUIÇÃO PARABÓLICA (eixo paralelo ao eixo A(z)) $A(z) = \frac{A_{\max}}{(1-\lambda)} \left[1 - 2\lambda \frac{z}{E} + \frac{z^2}{E^2} \right]$	$E = 4 \left(\frac{2-3\lambda}{3-4\lambda} \right) \cdot Z_m$

Figura 12 Leis de Distribuição da Concentração de Grãos Ativos em Profundidade - Relações $Z_m = \psi(E)$.

IV.4.2 – Lei de Resposta Exponencial, $f(z)$

Admitindo-se que a lei de resposta do detetor seja da forma

$$f(z) = f_0 e^{-\alpha z}, \quad (\text{IV.29})$$

$$N = f_0 \int_0^E e^{-\alpha z} A(z) dz. \quad (\text{IV.30})$$

A fórmula da média permite obter a seguinte equação:

$$N = f_0 \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha E}) A_M \quad (\text{IV.31})$$

O termo A_M é função de $f(z)$, $A(z)$ e E , indicando uma concentração uniforme que, distribuída sobre a mesma espessura E proporciona a mesma taxa de contagem N que a distribuição real de $A(z)$. Chamou-se este termo "concentração uniforme equivalente" e deve-se notar que ele difere da concentração média A_m . Tem-se:

$$A_M = \frac{\int_0^E A(z) f(z) dz}{\int_0^E f(z) dz} \quad A_m = \frac{\int_0^E A(z) dz}{\int_0^E dz} = \frac{A}{E}. \quad (\text{IV.32})$$

Define-se a relação

$$\beta = A_M/A_m = g(E) \quad (\text{IV.33})$$

e constroem-se curvas $\beta = g(E)$ para diferentes leis de variação de $A(z)$ e a mesma lei de resposta $f(z)$ do detetor. As figuras (13) e (14) mostram que entre 2 e 15 centímetros β varia quase linearmente com E .

Por conveniência, utilizou-se a equação (IV.31) combinada com a equação (IV.32) e equação (IV.33) da seguinte forma:

$$\frac{\alpha N}{\beta f_0 A} = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E}, \text{ onde} \quad (\text{IV.34})$$

A – atividade total detetada;

N – obtido a partir das medidas realizadas no canal;

β – função de E , é conhecida, segundo a forma de distribuição de concentração adotada.

α e f_0 são fatores de calibração do sistema de detecção e facilmente determinados em laboratório.

No caso do ^{51}Cr pode-se determinar E com a seguinte precisão:

± 8% para os casos onde $1 < E < 5$ cm,

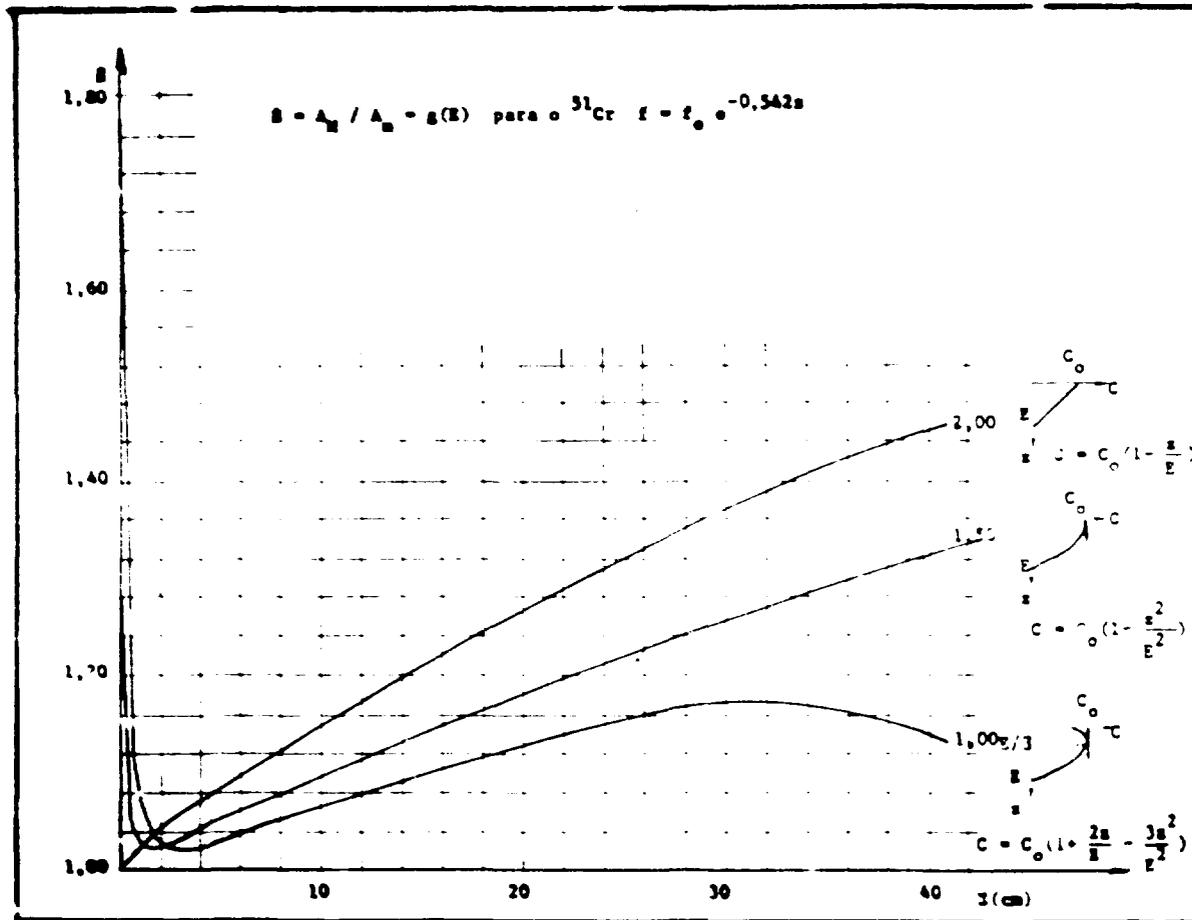


Figura 13 – Variação de β em Função de E Utilizando-se Fonte Plana de ^{51}Cr .

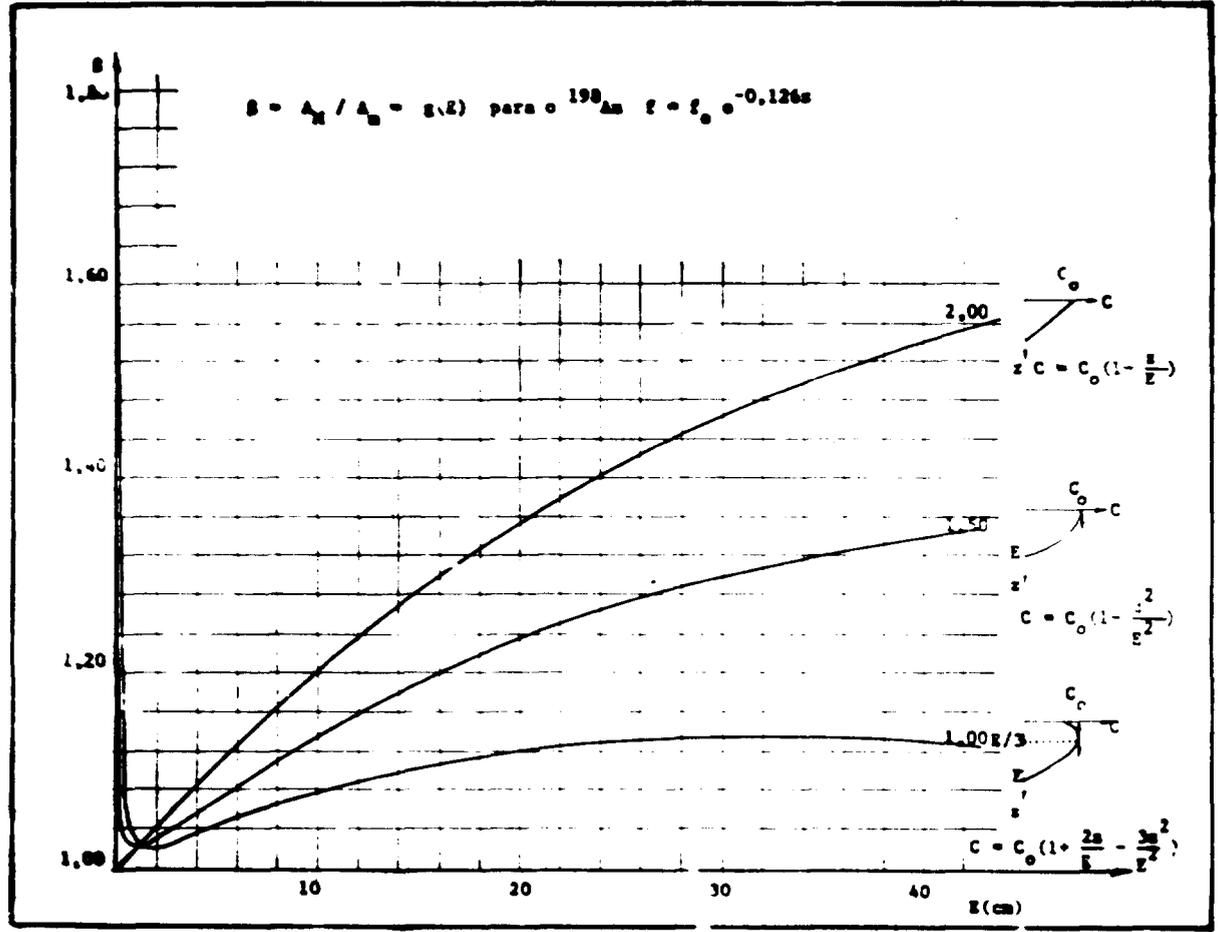


Figura 14 – Variação de β em Função de E Utilizando-se Fonte Circular Plana de ^{198}Au .

+ 12% para os casos onde $5 < E < 10$ cm.

Não se estudou experimentalmente, em laboratório, camadas móveis com espessura superior a 8 centímetros, sendo esta última relação obtida por extrapolação.

IV.5 – Detecção Puntiforme

Neste caso, utilizou-se a equação,

$$n = \int_0^E f(z).C(z).dz, \quad (IV.35)$$

que representa a taxa de contagem em cada ponto do canal experimental.

IV.5.1 – Lei de Resposta Polinomial, $f(z)$

Analogamente, adminiu-se de acordo com a equação (IV.17),

$$f(z) = \sum_0^{n_i} f_i z^i,$$

$$n = \sum_0^{n_i} f_i \int_0^E z^i.C(z).dz,$$

$$z_{m_i}^i \int_0^E C(z).dz = \int_0^E z^i.C(z).dz,$$

$$z_{m_i}^i a = \int_0^E z^i.C(z).dz$$

A quantidade a indica a atividade dos sedimentos situados sob o detetor.

$$a = \int_0^E C(z).dz. \quad (IV.36)$$

Nestas condições,

$$n = \sum_0^{n_i} f_i.z_{m_i}^i.a, \quad (IV.37)$$

sendo a atividade a e m_i valores $Z_{m_i}^i$ as incógnitas. Reescrevendo a equação (IV.37) obtém-se a fórmula

$$n/a = f_0 = \sum_1^{n_i} f_i.z_{m_i}^i, \quad (IV.38)$$

ou

$$f_o = n/a - \sum_1^{n_i} f_i z_{m_i}^i \quad (IV.39)$$

Podem-se obter, em cada ponto de medida, a atividade a e a profundidade Z_{m_i} . Lembramos, entretanto, que somente a espessura média de transporte Z_m tem interesse prático. Geralmente, na prática lança-se mão de dois detetores que indicam a espessura média e a atividade a em cada ponto de medida. As equações utilizadas são:

$$f(z) = f_o - f_1 z, \quad (IV.40)$$

$$g(z) = g_o - g_1 z, \quad (IV.41)$$

$$f_o = n_1/a - f_1 z_{m1}, \quad (IV.42)$$

$$g_o = n_2/a - g_1 z_{m1}, \quad (IV.43)$$

$$a = \frac{n_1 g_1 - n_2 f_1}{f_o g_1 - g_o f_1}, \quad (IV.44)$$

$$z_{m1} = \frac{g_o n_1 - f_o n_2}{n_2 f_1 - n_1 g_1}. \quad (IV.45)$$

É interessante conhecer a atividade a em cada ponto de medida, pois isto facilita determinar o centro de gravidade real da nuvem de sedimentos radioativos.

$$\text{Analogamente, admitiu-se } e = 2,15 Z_{m1}. \quad (IV.46)$$

IV.5.2 – Lei de Resposta Exponencial, $f(z)$

Supôs-se que a taxa de contagem em cada ponto, fosse representada por uma equação do tipo

$$n = f_o \int_0^e e^{-\alpha z} \cdot C(z) \cdot dz, \quad (IV.47)$$

e obteve-se a relação

$$\frac{\alpha n}{\beta f_o a} = \frac{1 - e^{-\alpha e}}{e},$$

onde a e e são incógnitas. Duas equações são suficientes para resolver o problema:

$$f_o e^{-\alpha z} \frac{\alpha n_1}{\beta_1 f_o a} = \frac{1 - e^{-\alpha e}}{e} \quad (IV.48)$$

$$g_o e^{-\gamma z} \frac{\alpha n_2}{\beta_2 f_o a} = \frac{1 - e^{-\gamma e}}{e} \quad (IV.49)$$

Os valores de β_1 e β_2 são correlacionados. Determinando-se β_1 , o tipo de distribuição dos sedimentos ativos na camada móvel, e a espessura e desta camada no ponto de medida, estaremos fixando β_2 . Temos portanto,

$$\beta_2 = f(\beta_1, e, \text{distribuição dos sedimentos}) \quad (IV.50)$$

$$\beta = C_M / C_m \text{ pois } \beta_2 / \beta_1 = C_{M2} / C_{M1} \quad (IV.51)$$

Para um mesmo tipo de distribuição dos sedimentos ativos na camada móvel, C_M é função de e .

$$C_{M2} / C_{M1} = \psi(e), \quad (IV.52)$$

$$\beta_2 / \beta_1 = \psi(e). \quad (IV.53)$$

As equações (IV.48), (IV.49), e (IV.53)

$$f_o e^{-\alpha z} \frac{\alpha n_1}{\beta_1 f_o a} = \frac{1 - e^{-\alpha e}}{e},$$

$$g_o e^{-\gamma z} \frac{\alpha n_2}{\beta_2 f_o a} = \frac{1 - e^{-\gamma e}}{e},$$

$$\beta_2 / \beta_1 = \psi(e)$$

formam um sistema com três incógnitas:

- a) espessura da camada móvel, e , no ponto de medida;
- b) atividade a no ponto de medida;
- c) o valor de β_2 ,

tendo β_1 por parâmetro.

A solução deste sistema de equação permite determinar em cada ponto de medida a espessura e da camada móvel e a atividade a dos sedimentos radioativos, desde que se conheça a lei de distribuição

em profundidade. De posse destes valores, obtém-se o verdadeiro centro de gravidade da nuvem ativa.

Observemos que para o sistema acima apresentar a solução, α e γ devem ser diferentes.

Tomando-se o valor máximo de e , obter-se á também um valor máximo para E .

Se obtivermos os valores médios de e , poderemos determinar a espessura média da camada móvel por meio de

$$E_m = \frac{\iint e(xy).dx.dy}{\iint dx.dy} \quad (IV.54)$$

Deste modo, podemos obter a espessura máxima da camada ou a espessura média. Supondo-se que o traçador médio é representativo do movimento estudado, a espessura máxima significa a máxima espessura que pode ser transportada, enquanto a média é a espessura do transporte.

CAPÍTULO V

CALIBRAÇÃO DOS DETETORES

V.1 – Considerações Preliminares

Para efeito de estudo consideraram-se dois tipos de detetores:

- a) detetor isotrópico, que apresenta a mesma superfície S à radiação incidente, independente do ângulo em que a radiação incide.
- b) detetor direcional plano, que oferece à radiação incidente uma superfície $S \cdot \cos\theta$, sendo θ o ângulo que a radiação incidente forma com a normal ao detetor no ponto de detecção.

V.2 – Detetor Isotrópico

Seja um detetor isotrópico de superfície unitária envolvido por um cilindro metálico de raio r e paredes de espessura b . Considerou-se que este detetor está na superfície de uma coluna d'água de profundidade d_1 e que o leito do escoamento é formado por areia. Supôs-se também que existe uma camada de areia radioativa de espessura e , depositada uniformemente sobre o leito original (figura 15).

Admitiu-se que cada centímetro cúbico de areia radioativa emite em todo ângulo sólido, S_v raios gama por segundo, com energia E_γ e que μ_1 , μ_2 e μ_3 são, respectivamente, os coeficientes de absorção gama para a areia saturada de água, a água e o metal que envolve o detetor. Supôs-se que o anel cônico de abertura $d\theta$, altura $d\rho$, volume $2\pi\rho^2 \sin\theta d\theta d\rho$ envia por segundo, para o detetor, uma intensidade dI de radiação gama primária tal que

$$dI = (2\pi\rho^2 \sin\theta d\theta d\rho) \cdot S_v \frac{\exp(-\mu_3 b)}{4\pi\rho^2} \exp\left[-\mu_1\left(\rho - \frac{d_1}{\cos\theta}\right)\right] \exp\left[-\mu_2\left(\frac{d_1}{\cos\theta} - r\right)\right] \quad (V.1)$$

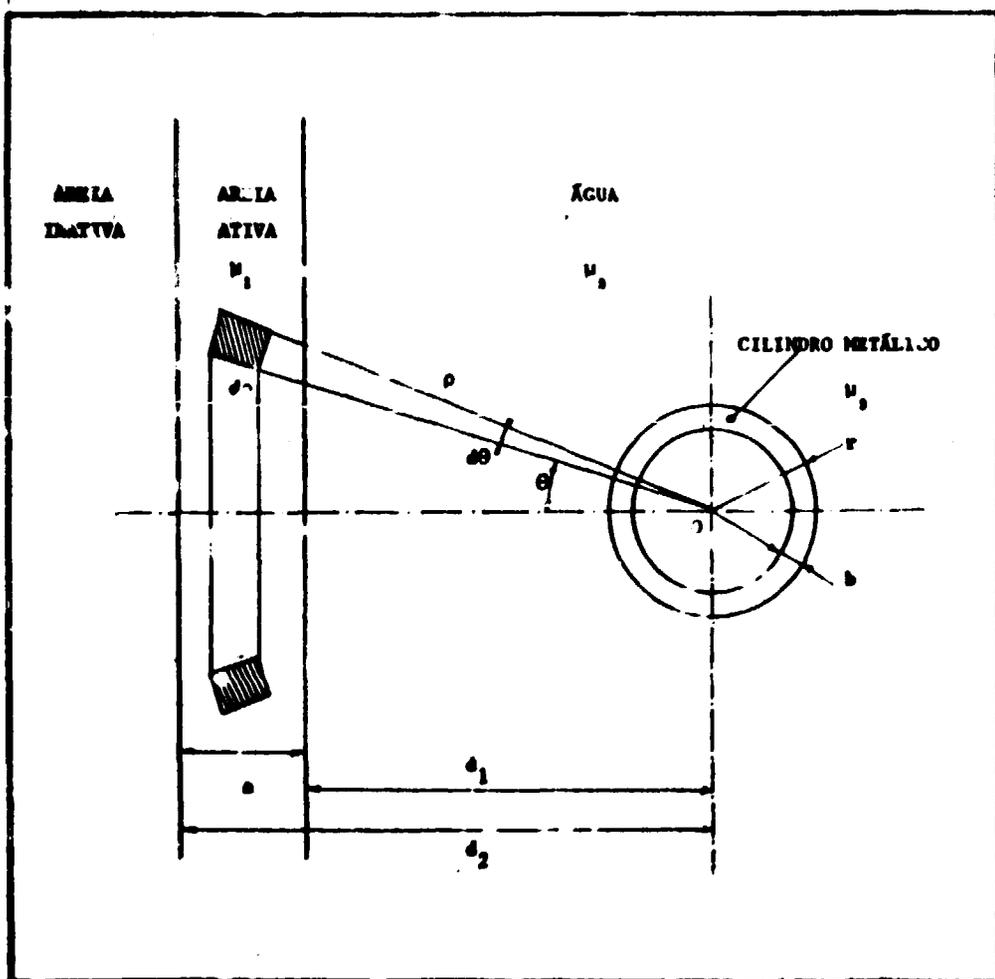


Figura 15 – Detetor Isotrópico que Apresenta a Mesma Superfície S à Radiação Incidente, Independente do Ângulo em que a Radiação Incide.

O fluxo total de radiação recebida pelo detector pode ser representado pela equação

$$I = \frac{1}{2} S_v \cdot \exp(\mu_2 r - \mu_3 b) \int_0^{\pi/2} \exp\left[\frac{d_1}{\cos\theta} (\mu_2 - \mu_1)\right] \cdot \text{sen}\theta d\theta \int_{\frac{d_1}{\cos\theta}}^{\frac{d_2}{\cos\theta}} \exp(-\mu_1 \rho) \cdot d\rho \quad (\text{V.2})$$

com

$$\int_{\frac{d_1}{\cos\theta}}^{\frac{d_2}{\cos\theta}} \exp(-\mu_1 \rho) \cdot d\rho = \frac{1}{\mu_1} \left[\exp\left(-\frac{\mu_1 d_1}{\cos\theta}\right) - \exp\left(-\frac{\mu_1 d_2}{\cos\theta}\right) \right] \quad (\text{V.3})$$

$$I = \frac{S_v \cdot \exp(\mu_2 r - \mu_3 b)}{2 \mu_1} \int_0^{\pi/2} \left[\exp\left(\frac{\mu_2 d_1}{\cos\theta}\right) \cdot \text{sen}\theta d\theta - \exp\left[\frac{(\mu_1 - \mu_2)d_1 - \mu_1 d_2}{\cos\theta}\right] \text{sen}\theta d\theta \right] \quad (\text{V.4})$$

Fazendo

$$X = \int_0^{\pi/2} \exp\left(\frac{\mu_2 d_1}{\cos\theta}\right) \cdot \text{sen}\theta d\theta \quad (\text{V.5})$$

$$Y = \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\mu_1(d_2 - d_1) + \mu_2 d_1}{\cos\theta}\right) \cdot \text{sen}\theta d\theta \quad (\text{V.6})$$

e notando que $d_2 - d_1 = e$, tem-se

$$I = \frac{S_v \cdot \exp(\mu_2 r - \mu_3 b)}{2 \mu_1} \cdot (X - Y) \quad (\text{V.7})$$

O cálculo de X e de Y é feito com o auxílio de uma mudança de variáveis:

$$y = \mu_2 d_1 / \cos\theta, \text{ para X} \quad (\text{V.8})$$

$$y = \mu_1 e + \mu_2 d_1 / \cos\theta, \text{ para Y} \quad (\text{V.9})$$

Assim,

$$X = \mu_2 d_1 \int_{\mu_2 d_1}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \quad (\text{V.10})$$

$$Y = (\mu_1 e + \mu_2 d_1) \int_{(\mu_1 e + \mu_2 d_1)}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \quad (\text{V.11})$$

A função $\int_y^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy$ é uma integral exponencial cujos valores encontram-se tabelados no apêndice A.

V.3 – Variação da Espessura da Camada de Areia Radioativa

Admitiu-se uma variação de espessura da camada ativa e estudou-se a variação da intensidade $I(e)$ quando e tende para zero, mas permanecendo constante a atividade superficial. S_a representa o número de fótons emitidos por unidade de área da camada ativa.

Pondo

$$S_a = e \cdot S_v, \quad (V.12)$$

$$T = \exp\left(\frac{\mu_2' - \mu_3 b}{2}\right), \quad (V.13)$$

Tem-se

$$I(e) = \frac{T S_a}{\mu_1 e} (X - Y) \quad (V.14)$$

$$I(e) = \frac{T S_a}{\mu_1 e} \left[\mu_2 d_1 \int_{\mu_2 d_1}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy - \mu_2 d_1 \int_{\infty}^{\mu_1 e + \mu_2 d_1} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy - \mu_1 e \int_{\mu_1 e + \mu_2 d_1}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \right] \quad (V.15)$$

Fazendo-se $\mu_1 e = \epsilon$ e calculando-se o limite de $I(e)$ quando e tende a zero, a equação (V.15) toma a seguinte forma:

$$I(\epsilon/\mu_1) = T S_a \left[\frac{\mu_2 d_1}{\epsilon} \int_{\mu_2 d_1}^{\mu_2 d_1 + \epsilon} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy - \int_{\mu_2 d_1 + \epsilon}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \right] \quad (V.16)$$

Como

$$\frac{1}{\epsilon} \int_{\mu_2 d_1}^{\mu_2 d_1 + \epsilon} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \rightarrow \frac{\exp(-\mu_2 d_1)}{(\mu_2 d_1)^2} \text{ quando } \epsilon \rightarrow 0, \quad (V.17)$$

tem-se

$$I(0) = T S_a \left[\frac{\exp(-\mu_2 d_1)}{\mu_2 d_1} - \int_{\mu_2 d_1}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} \cdot dy \right] \quad (V.18)$$

ou

$$I(0) = T S_a \frac{\int_0^{\infty} \frac{\exp(-y).dy}{\mu_2 d_1 y^2} = \frac{S_a \exp(\mu_2 r - \mu_3 b)}{2} \frac{\int_0^{\infty} \frac{\exp(-y).dy}{\mu_2 d_1 dy} \quad (V.19)$$

Tomando-se a derivada em relação a x é fácil provar que

$$\int \frac{\exp(-x)}{x} .dx = - \left(\frac{\exp(-x)}{x} \right) - \int \frac{\exp(-x)}{x} .dx, \text{ e os valores da integral exponencial}$$

$$\int_{-y}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} .dy \text{ encontram-se tabelados no apêndice A.}$$

Calculou-se a variação de $I(e)/I(0)$ em função da espessura da camada de areia radioativa admitindo-se a presença de radiação gama de energia 0,3 MeV e 0,9 MeV.

Para a energia de 0,9 MeV obtiveram-se os resultados:

$$\mu - \text{coeficiente de absorção linear para o quartzo puro} = 0,166 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 1/\mu = 6 \text{ cm};$$

$\lambda = 1/\mu$ é o caminho livre médio ou comprimento de relaxação;

$$\mu_2 - \text{coeficiente de absorção linear para a água} = 0,07 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda_2 = 1/\mu_2 = 1,43 \text{ cm.}$$

Admitindo-se que a areia é composta de quartzo puro, com um índice de vazios igual a 1/3, resultam:

$\mu_1 - \text{coeficiente de absorção linear da areia saturada de água};$

$$\mu_1 = (2/3) \times 0,166 + (1/3) \times 0,07 = 0,133 \text{ cm}^{-1};$$

$$\lambda_1 = 7,5 \text{ cm}$$

Para a energia de 0,3 MeV obtiveram-se os resultados:

$$\mu_2 - \text{água} = 0,112 \text{ cm}^{-1} \quad \lambda_2 = 8,9 \text{ cm}$$

$$\mu - \text{quartzo puro} = 0,275 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu_1 - \text{areia saturada d'água} = 0,221 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda_1 = 4,5 \text{ cm.}$$

As curvas das figuras 16 e 17 mostram a variação de $I(e)/I(0)$ em função da espessura da camada de areia expressa em comprimento de relaxação (figura 16) e em centímetro (figura 17). A figura 17 mostra que embora as energias da radiação gama envolvida sejam bem diferentes, a razão

$I(e)/I(0)$ em cada ponto sofre pequena variação. Ocorre que na água e na areia a absorção da radiação se faz através do efeito Compton, cujos coeficientes de absorção linear para 0,9 MeV e 0,3 MeV são muito próximos.

V.4 – Cálculo da Taxa de Contagem para a Camada Superficial de Areia Radioativa

Admitiu-se, $d_1 = r = 4$ cm, $b = 0,4$ cm, e atividade superficial de $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$, que corresponde a 3,7 desintegrações/ $\text{cm}^2 \times$ segundo.

V.4.1 – Camada Superficial Infinita

a) Admitindo-se que em cada desintegração há emissão de 2 raios gama de energia 0,9 MeV, e que o detetor é isotrópico, tem-se:

$$S_a = 7,4 \text{ raios gama}/\text{cm}^2 \times \text{s},$$

$$T = \frac{\exp(\mu_2 r - \mu_3 b)}{2},$$

$$\mu_3 = \text{aço inox} = 0,45 \text{ cm}^{-1},$$

$$T = 0,55,$$

$$I(0) = T S_a \int_{\mu_2 d_1}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y^2} dy = 3,9 \text{ raios gama}/\text{cm}^2 \times \text{s}.$$

Utilizou-se cristal NaI(Tl) de $1\frac{3}{4} \phi \times 2''$ H, tendo uma superfície útil de detecção de 20 cm^2 , 50% de eficiência e obteve-se uma taxa de contagem de 25 cps.

b) Admitindo-se que em cada desintegração há emissão de apenas um raio gama de energia 0,3 MeV, tem-se:

$$S_a = 3,7 \text{ raios gama}/\text{cm}^2 \times \text{s},$$

$$\mu_2 = 0,112 \text{ cm}^{-1}, \mu_3 = 0,83 \text{ cm}^{-1},$$

$$T = 0,56,$$

$$I_0 = 1,23 \text{ raios gama}/\text{cm}^2 \times \text{s}.$$

Para o cristal $1\frac{3}{4} \phi \times 2''$ H, considerado isotrópico obteve-se uma taxa líquida de 15 cps para uma eficiência de 70%

Tendo por base este desenvolvimento teórico, adaptamos os cálculos às condições experimentais. Lembramos que a maioria dos detetores de radiação são semidirecionais⁽¹⁶⁾ e que os dados das

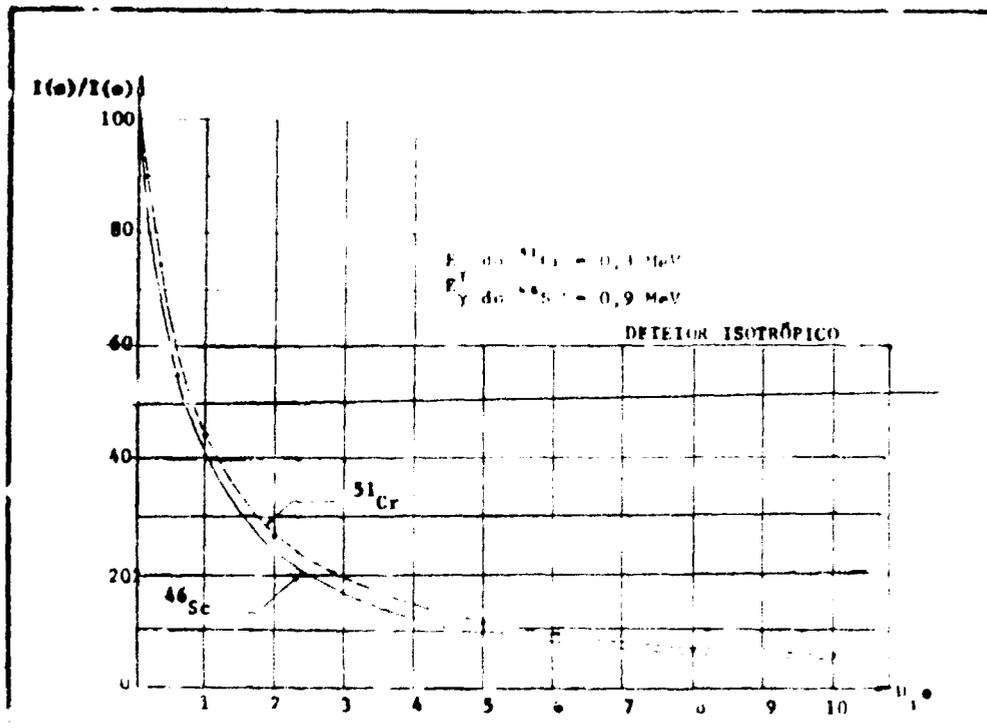


Figura 16 -- Variação de $I(e)/I(o)$ em Função da Espessura da Camada de Areia Expressa em Comprimento de Relaxação.

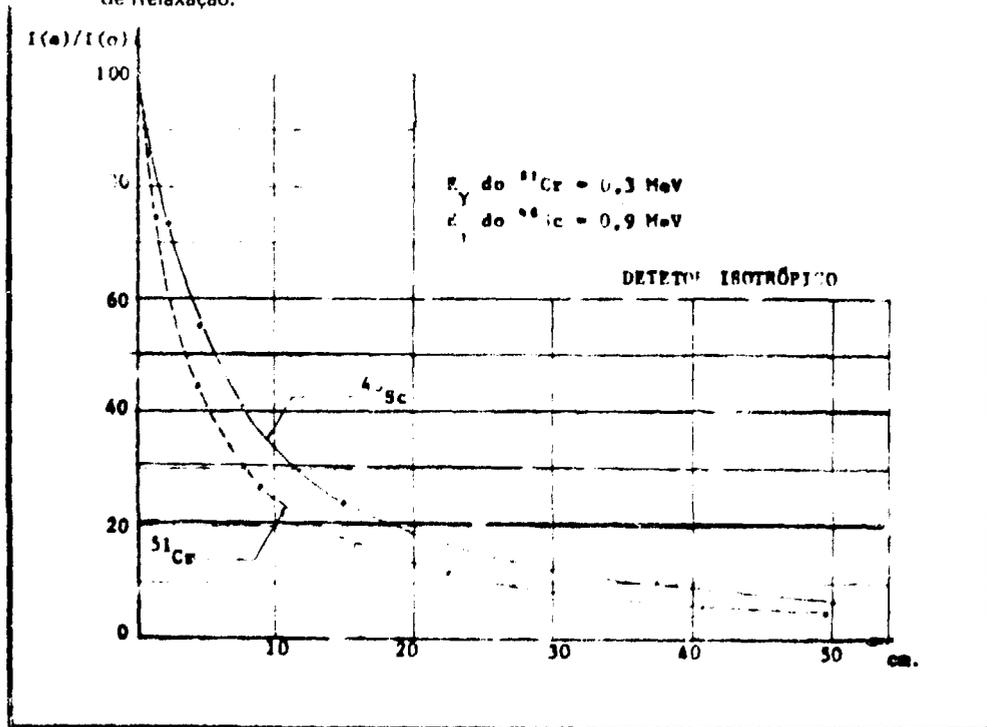


Figura 17 -- Variação de $I(e)/I(o)$ em Função da Espessura da Camada de Areia Expressa em Centímetro.

figuras 16 e 17 mostram que para valores de e e inferiores a 8 cm, a resposta do detetor pode ser considerada aproximadamente linear. A curva de resposta do detetor pode ser tomada como linear ou exponencial, dependendo das condições experimentais e das aproximações que poderão ser admitidas. Isto levou-nos ao uso de dois tipos de curvas de calibração: uma para detetores de resposta linear, válida em ensaios de laboratório, onde as condições experimentais podem ser controladas, mantendo-se os valores de e sempre inferiores a 8 centímetros e a outra para utilização em experiências de campo, onde os valores de e freqüentemente são superiores a 8 centímetros ou nos casos em que a precisão das medidas é considerada de importância fundamental.

V.5 – Aproximação Linear

Admitiu-se, neste caso, que a resposta do detetor, expressa em pulsos por segundo, por unidade de atividade e por unidade de superfície, fosse representada pela equação:

$$f(z) = f_0 - k z, \quad (V.20)$$

onde z representa a profundidade da camada de areia que é movimentada e f_0 e k são constantes características da aparelhagem, determinadas em laboratório.

Em local situado à distância d da camada de areia radioativa, a taxa de contagem registrada no aparelho de leitura é representada pela relação:

$$n = \int_0^e f(z).C(z).dz, \text{ onde} \quad (V.21)$$

$C(z)$ é a concentração de areia radioativa em determinada camada situada à profundidade z ,

e e é a espessura da camada de areia radioativa no ponto de detecção.

A equação acima representa, para um ponto dado, a relação entre a espessura da camada radioativa desconhecida e a taxa de contagem conhecida, pois é lida em registradores.

Nos casos em que a concentração C varia segundo x , y e z , pode-se calcular $N = \int_V nds$, pela equação,

$$N = \int \int \int f(z).(zxy).dx.dy.dz. \quad (V.22)$$

Chamou-se $A(z)$ a atividade presente em uma camada de areia de espessura E , situada à profundidade z , ($z < E$).

$$N = \int_0^E f(z).dz \int \int C(xy).dx.dy, \quad (V.23)$$

ou

$$N = \int_0^E A(z).f(z).dz. \quad (V.24)$$

$A(z)$ tem dimensão de atividade por unidade de profundidade da camada de areia radioativa.

E é a máxima espessura da camada de areia que pode se mover no leito do canal.

Substituindo-se a equação (V.20), $f(z) = (f_0 - kz)$, na equação (V.24), vem:

$$N = f_0 \int_0^E A(z).dz - k \int_0^E z.A(z).dz. \quad (V.25)$$

Sendo

$$\int_0^E A(z).dz = A, \text{ atividade total injetada,}$$

e

$$\int_0^E z.A(z).dz = A.Z_m$$

então

$$Z_m = \frac{\int_0^E z.A(z).dz}{\int_0^E A(z).dz} = \frac{\int_0^E z.A(z).dz}{A}, \quad (V.26)$$

e a equação V.25 pode ser assim escrita:

$$N = f_0 A - k A Z_m, \quad (V.27)$$

com

N – contagem total da nuvem de areia radioativa,

A – atividade injetada,

Z_m – espessura média da camada móvel de areia.

V.5.1 – Resposta Exponencial

Considerou-se, neste caso, um detector de resposta exponencial, matematicamente representada pela equação,

$$f(z) = f_0 e^{-\alpha z}, \quad (V.28)$$

onde $f(z)$ representa o número de pulsos por segundo que chega ao detector, por μCi de atividade detetada em cada metro quadrado de areia, situada à profundidade z do leito.

Então, de modo análogo a equação (V.22) pode-se escrever:

$$n = \int_0^E C(z).f_0.e^{-\alpha z}.dz, \quad (V.29)$$

$$N = \int_0^E n ds = \int_0^E A(z) \cdot f(z) \cdot dz, \quad (V.30)$$

ou

$$N = A_M \int_0^E f_0 e^{-\alpha z} \cdot dz = A_M \cdot \frac{f_0}{\alpha} \cdot (1 - e^{-\alpha E}), \quad (V.31)$$

Onde A_M , função de $A(z)$ e de $f(z)$, é a atividade uniforme equivalente que, distribuída sobre a mesma espessura E , proporciona a mesma taxa de contagem N que a distribuição real $A(z)$.

A_M é em geral diferente da atividade média A_m , pois

$$A_M = \frac{\int_0^E A(z) \cdot f(z) \cdot dz}{\int_0^E f(z) \cdot dz} \text{ e } A_m = \frac{\int_0^E A(z) \cdot dz}{\int_0^E dz} = \frac{A}{E}, \quad (V.32)$$

$$A_m = \frac{A}{E} \therefore A = E A_m. \quad (V.33)$$

Fazendo-se

$$\beta = \frac{A_M}{A_m} = G(E), \quad (V.34)$$

β pode ser calculado para diferentes tipos de distribuição $A(z)$, ao longo da profundidade do leito e para uma mesma lei de resposta do detetor. No intervalo de valores compreendidos entre 2 e 20 cm, verificou-se que β é aproximadamente uma função linear de E , (figuras 13 e 14) cujos valores são 1,26 e 1,35, correspondentes às energias gama de ^{51}Cr e ^{198}Au , respectivamente

Logo, a equação (V.31) $N = A_M \frac{f_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha E})$ pode ser escrita da seguinte maneira:

$$N = \frac{f_0}{\alpha} \cdot \frac{A}{E} \cdot \beta \cdot (1 - e^{-\alpha E}), \text{ onde} \quad (V.35)$$

f_0 e α são coeficientes característicos da aparelhagem e determinados em laboratórios,

A – atividade injetada,

β , função de E , é determinado de acordo com a distribuição da concentração dos grãos ativos nas camadas profundas,

E – obtido graficamente por aproximações sucessivas ou ainda por processos autorradiográficos, quando o ensaio for realizado em laboratório,

N – contagem total registrada durante a passagem da nuvem ativa em determinada seção.

V.6 – Características dos Detetores

Utilizou-se um único tipo de detetor constituído por uma sonda submarina adaptada a um cintilador BASC (figura 18) fabricado pela NORDISK ELEKTRISK APPARATFABRIK, com as seguintes características:

a) um envoltório cilíndrico de aço inoxidável, com paredes de 4 mm de espessura, totalmente estanque, destinado a proteger a fotomultiplicadora e componentes eletrônicos do sistema de deteção contra ataque da água;

b) um cristal de NaI(Tl) medindo 1 3/4" ϕ e 2" H, acoplado:

– a uma fotomultiplicadora EMI, 11 estágios, com amplificação variável (a tensão de alimentação de um dos anodos é regulável), permitindo controlar a altura dos pulsos de saída (reguláveis com auxílio de potenciômetro);

– a um pré-amplificador tipo "STANDARD";

– a um cabo de conexão com 30 m de comprimento e 11,5 mm de diâmetro, ligando a fotomultiplicadora ao sistema analisador de pulsos.

V.7 – Calibração com Fonte Plana

Definiu-se anteriormente a resposta do detetor como sendo a variação da taxa de contagem que ele fornece quando acusa a presença de uma atividade unitária, uniformemente distribuída sobre uma superfície circular plana de 1 m² de área, concêntrica com o detetor e situada à determinada profundidade do leito do canal, isto é, $f = f(z)$, cps por 1 μ Ci à profundidade z.

Os fatores fundamentais, na calibração da sonda, são:

1 – uma distância d entre a superfície do leito e a interface da sonda detetora;

2 – os meios, água e areia do leito;

3 – o isótopo que constitui a fonte plana;

4 – as características do detetor e do circuito de contagem associado.

Construiu-se uma fonte plana, de atividade uniformemente distribuída, eletrodepositando ⁵¹Cr em suporte de cobre. Revestiu-se esta fonte com uma camada de lucite para evitar contaminação e facilitar o manuseio. Se formato é circular com diâmetro ativo de 4 cm.

Depositou-se esta fonte em um leito de areia e, posteriormente, ela foi recoberta por camadas crescentes de areia. Para cada distância leito-interface da sonda detetora, mediu-se a taxa de contagem com diferentes níveis de discriminação de energia. Manteve-se o detetor na posição perpendicular e seu cristal centralizado com o eixo da fonte. Atenuou-se o efeito da radiação espalhada usando-se um colimador de chumbo, acoplado à sonda detetora. O ⁵¹Cr utilizado como fonte de calibração emite radiação gama com energia de 0.325 MeV e possui meia vida de 28 dias. A figura 19 mostra, de modo esquemático, o tanque de calibração para a fonte plana. As figuras 20 e 21 representam as curvas de calibração.

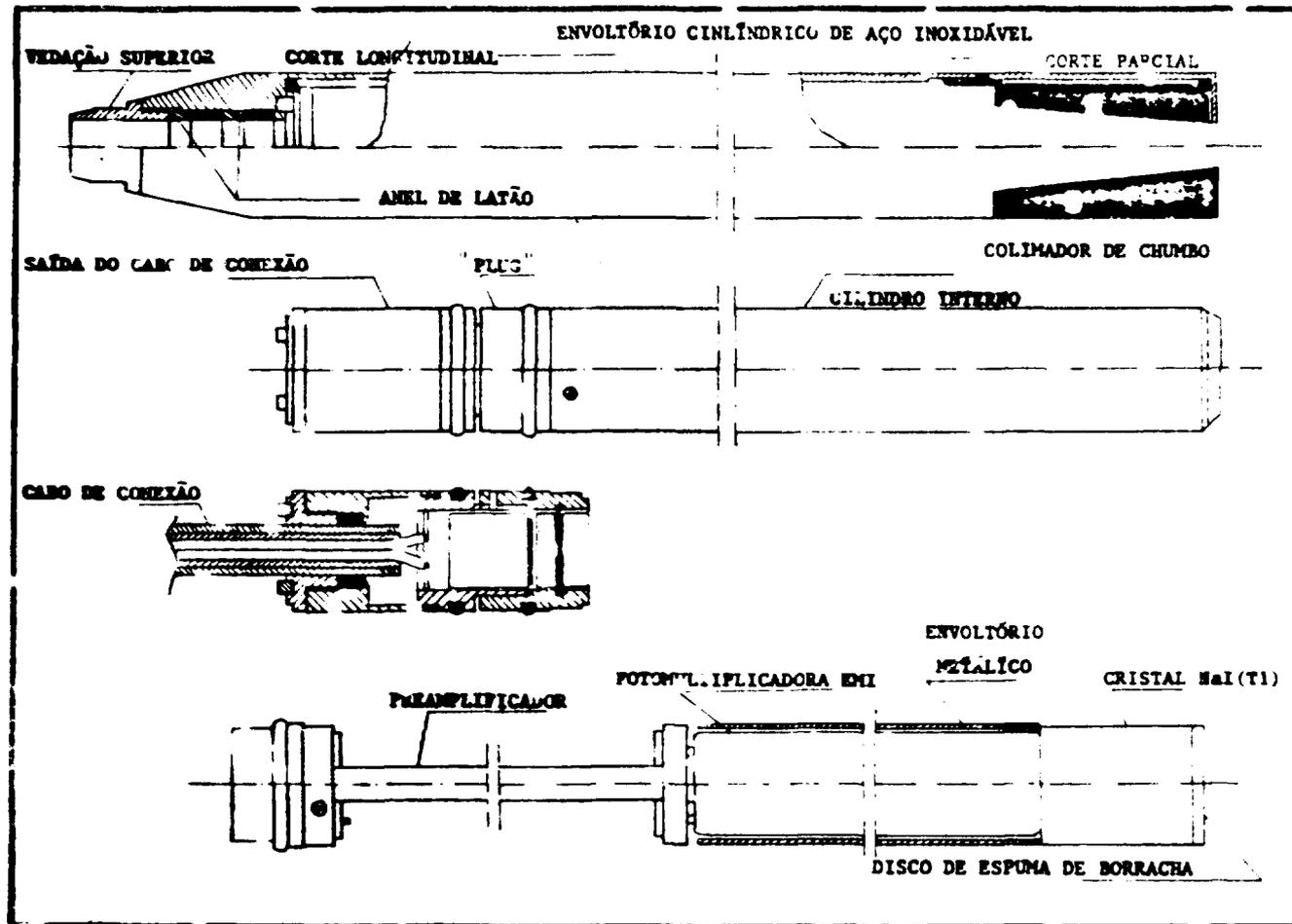


Figura 18 – Sonda Submarina Utilizada na Detecção de Sedimentos Radioativos.

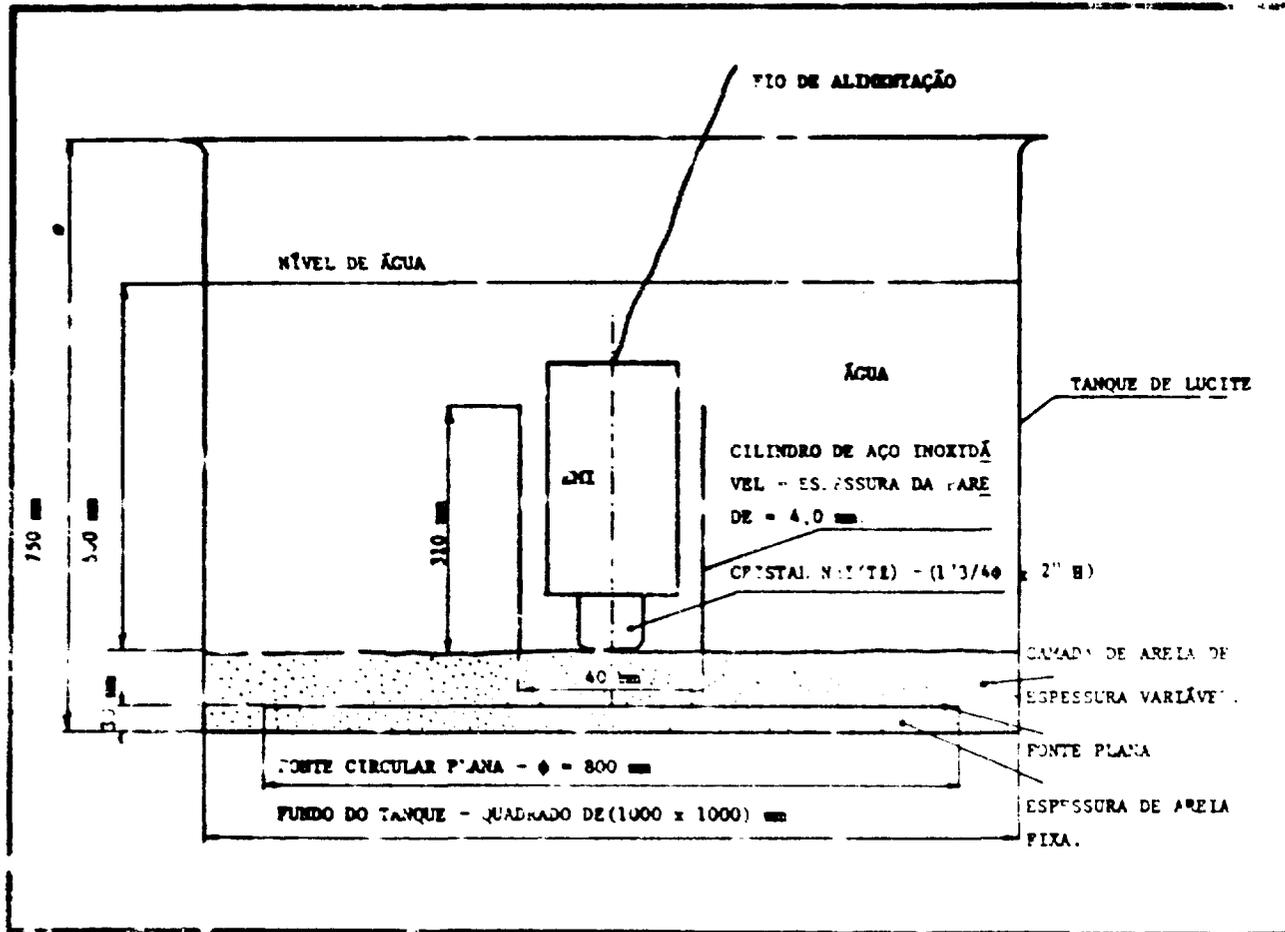


Figura 19 – Representação Esquemática do Tanque de Calibração com Fonte Circular Plana de ^{51}Cr .

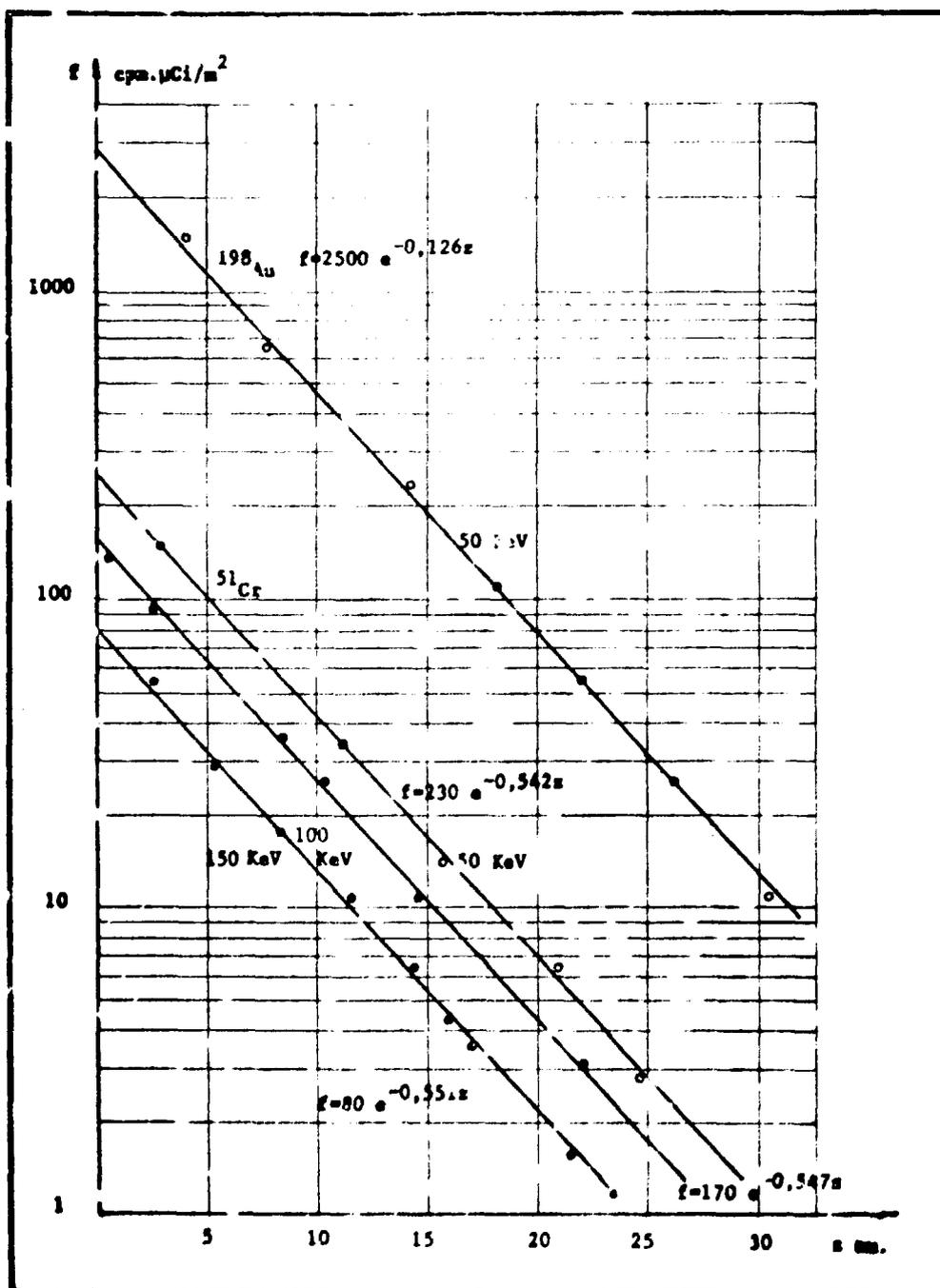


Figura 20 – Curvas de Calibração – Distância Leito-Detector = 5 Centímetros.

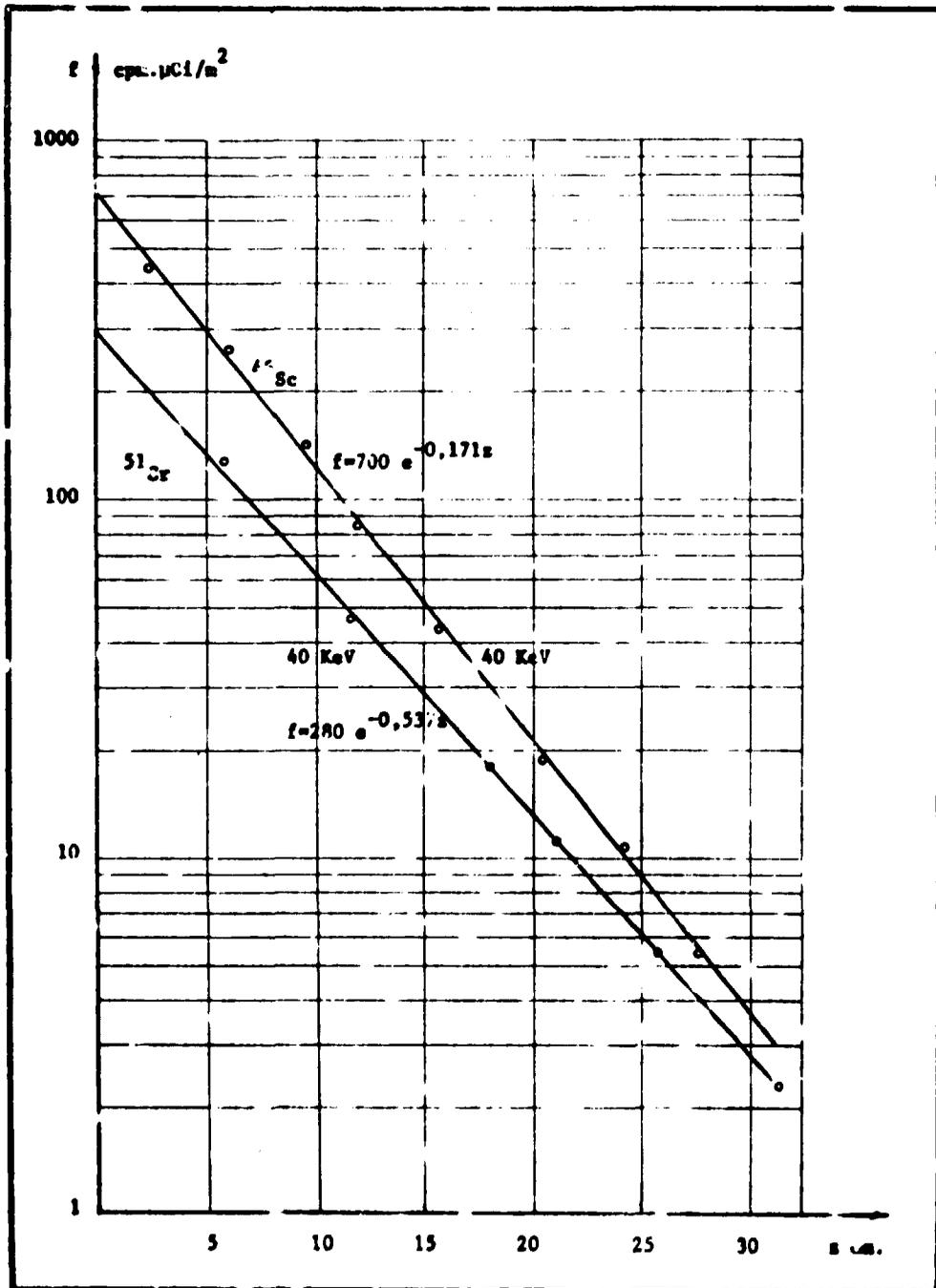


Figura 21 – Curvas de Calibração – Distância Leito-Detetor = 5 Centímetros.

V.8 – Calibração com Fonte Puntiforme

Colocou-se uma fonte puntiforme de ^{51}Cr (cilindro de 2 mm de diâmetro por 2 mm de altura) na areia do tanque de calibração a uma profundidade z e à distância R do eixo vertical, traçado a partir do centro do cristal. A taxa de contagem registrada é multiplicada por R e o produto representa a taxa de contagem fornecida pela coroa de raio R . Integrando-se as contagens de 0 a R , obtém-se a taxa de contagem fornecida por uma fonte plana de 1 m^2 (a superfície de 1 m^2 possui raio $R = 56,4\text{ cm}$). Variando-se z , obtivemos a lei de variação de $f(z)$ para diferentes distâncias d entre a superfície do leito e a interface da sonda detetora.

V.9 – Detetor Posicionado Abaixo do Tanque de Calibração

Possuindo o fundo do tanque de calibração características idênticas às do canal experimental, colocou-se o detetor fixo na parte de baixo, e depositou-se a fonte radioativa na superfície do leito de areia. A radiação emitida pela fonte atravessa todo o leito de areia e a parede de fundo do canal, sofrendo atenuação até chegar ao detetor. Variando-se a espessura do leito de areia, a intensidade da radiação que chega ao detetor também será alterada. Obteve-se, assim, a lei de variação de $f(z)$, utilizando-se fonte plana e puntiforme.

Os métodos de calibração usados apresentaram resultados equivalentes. Observou-se que é mais comodo o uso da fonte plana, no que diz respeito aos cálculos, mas sua tecnologia é complexa. Com fonte puntiforme necessita-se de maior número de cálculos, mas sua execução é simples.

Não se tornou necessário apresentar todos os resultados obtidos nas calibrações, por serem por demais numerosos e inúteis para outros detetores de características diferentes do utilizado nas experiências. Os valores de α e f_0 podem variar até 70% para detetores de características diferentes.

É fundamental que, antes de qualquer medida, se calibrem os detetores nas mesmas condições geométricas do ensaio. Determinou-se a lei de resposta exponencial estabelecendo-se vários conjuntos de dois pontos $f_1 = f(z_1)$ e $f_2 = f(z_2)$. Calculou-se f_0 e α com o auxílio das equações:

$$f_0 = \exp \frac{z_1 \log f_2 - z_2 \log f_1}{z_1 - z_2} \quad (\text{V.36})$$

$$\alpha = \frac{\log (f_2/f_1)}{z_1 - z_2} \quad (\text{V.37})$$

CAPÍTULO VI

CÁLCULO DA QUANTIDADE DE AREIA RADIOATIVA A SER INJETADA

VI.1 – Generalidades

Um levantamento bibliográfico mostrou que nas experiências onde se utilizaram traçadores radioativos em estudos de dinâmica de sedimentos as massas injetadas variaram de 35 gramas (experiências francesas) até 4 toneladas (experiências portuguesas) isto é, em proporção de 1 para 100.000 (17,18,19,20,21,22,23,24).

Não se encontraram na literatura critérios precisos e científicos que estabelecessem qual a quantidade de material a ser injetado e as condições em que a injeção deve ser realizada. Cada experiência obedece a um critério particular.

Neste trabalho, partiu-se do princípio de que injetaríamos a mínima massa ativada de sedimentos, compatível com os imperativos da experiência. Justifica-se este ponto de vista da seguinte maneira:

1) Tecnicamente, a preparação, a manipulação, o transporte, a segurança radiológica e a imersão de pequena massa de material radioativo oferecem maior facilidade do que operações similares envolvendo grandes quantidades de material ativo;

2) Tendo em vista as condições hidráulicas e dinâmicas dos sedimentos, o ideal é depositar o material radioativo em profundidade equivalente à espessura da camada que se movimenta. O material radioativo deve também estar bem homogeneizado com o sedimento não ativo. Em canal experimental de laboratório, para satisfazer estas condições necessita-se manuseio prolongado do sedimento radioativo e isto só é possível quando as atividades envolvidas forem pequenas.

As considerações acima justificam o propósito de se injetar, no leito do canal experimental, uma massa de sedimentos radioativos. Determinou-se esta massa levando-se em conta a estatística de contagem dos sedimentos ativos que estão na "esfera de influência" do detetor, nas condições da experiência. Chamou-se "esfera de influência", o limite dos pontos que, em uma geometria definida, meio infinito, meio semi-infinito, ou meio superficial, contribuem com 98% da resposta total do detetor.

A detecção dos sedimentos ativos pode ser feita de duas maneiras: o detetor fixo em um ponto da seção ou o detetor movimentando-se em sentido lateral e longitudinal ao escoamento. Chamou-se de detecção estática aquela em que o detetor permanece fixo e de detecção dinâmica a que exige o deslocamento do detetor. Para simplificar o desenvolvimento teórico, admitiu-se que as taxas médias de contagem, tanto em detecção estática como em detecção dinâmica, fossem iguais. Admitiu-se também que o detetor se desloca em relação ao leito do canal com velocidade de 1 m/s. Em ambos os casos, para atividade de $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$ escolheu-se o valor de 50 cps (contagem por segundo).

Observa-se que neste estudo estão presentes três fenômenos aleatórios:

- 1 – o ritmo das desintegrações radioativas;
- 2 – o diâmetro do sedimento e, por conseguinte, sua atividade;
- 3 – a posição do sedimento em relação ao detetor.

A variação do ritmo de desintegração radioativa segue a lei de distribuição de POISSON, e a distribuição de atividades pode ser calculada a partir da curva granulométrica do sedimento e em função do processo de marcação utilizado.

Em detecção estática, a distribuição dos sedimentos é a de um grão deixado ao acaso em um cilindro vertical, de seção circular e concêntrico com o detetor (superfície de 1 m^2 e diâmetro de 1,128 m).

Em detecção dinâmica, o volume considerado é o de um paralelepípedo retangular de largura 1,128 m e comprimento $l = v.t$, onde t é o tempo de contagem de sedimento radioativo e $v = 1 \text{ m/s}$, é a velocidade de deslocamento do detetor.

VI.2 – Lei da Distribuição das Taxas de Contagem e suas Características

No desenvolvimento subsequente não se fez uso de qualquer hipótese relativa às condições

operatórias. Supôs-se apenas que no instante da detecção existem n sedimentos dentro da "esfera de influência" do detetor, os quais proporcionam uma taxa de contagem líquida N_n .

Não se levou em conta também a flutuação estatística das taxas de contagem dado o caráter aleatório dos fenômenos de desintegração radioativa.

A taxa de contagem líquida N_n varia com a posição dos grãos ativos em relação ao detetor e, levando-se em conta as diferentes possibilidades de distribuição destes grãos na "esfera de influência" do detetor e a probabilidade associada a cada distribuição, observa-se que a densidade de probabilidade de obtermos N_n será dada por:

$$\alpha_n = \frac{dP(N_n)}{d(N_n)} \quad (\text{VI.1})$$

A correlação entre α_n e N_n (figura 22) permite verificar, dentro de certos limites, se o número n de grãos ativos presentes dentro da "esfera de influência" do detetor pode ser considerado como suficiente para fornecer uma informação representativa.

Determinamos os valores de α_n em função de n e, para cada valor de n , levamos em conta os parâmetros seguintes:

1 – a razão entre a taxa de contagem mais provável N_p e a taxa de contagem média \bar{N} :

$$f(n) = \frac{N_p}{\bar{N}}; \quad (\text{VI.2})$$

2 – o desvio quadrático médio:

$$\sigma_n^2 = \int (N_p - \bar{N}) \cdot \alpha_n \cdot dN_n; \quad (\text{VI.3})$$

$$\sigma_n = \psi(n); \quad (\text{VI.4})$$

3 – a probabilidade A , associada ao desvio quadrático:

$$A_\sigma = A(n, \sigma) \quad (\text{VI.5})$$

ou a percentagem de casos em que a informação recebida pertence a um intervalo $\pm \Delta$ em torno do valor médio \bar{N}_n

$$A_\Delta = A(n, \Delta). \quad (\text{VI.6})$$

Lembremos que, para uma distribuição gaussiana, a probabilidade associada a um desvio quadrático $\pm \sigma$, corresponde a 68% aproximadamente e que, no caso geral, esta probabilidade permanece desconhecida.

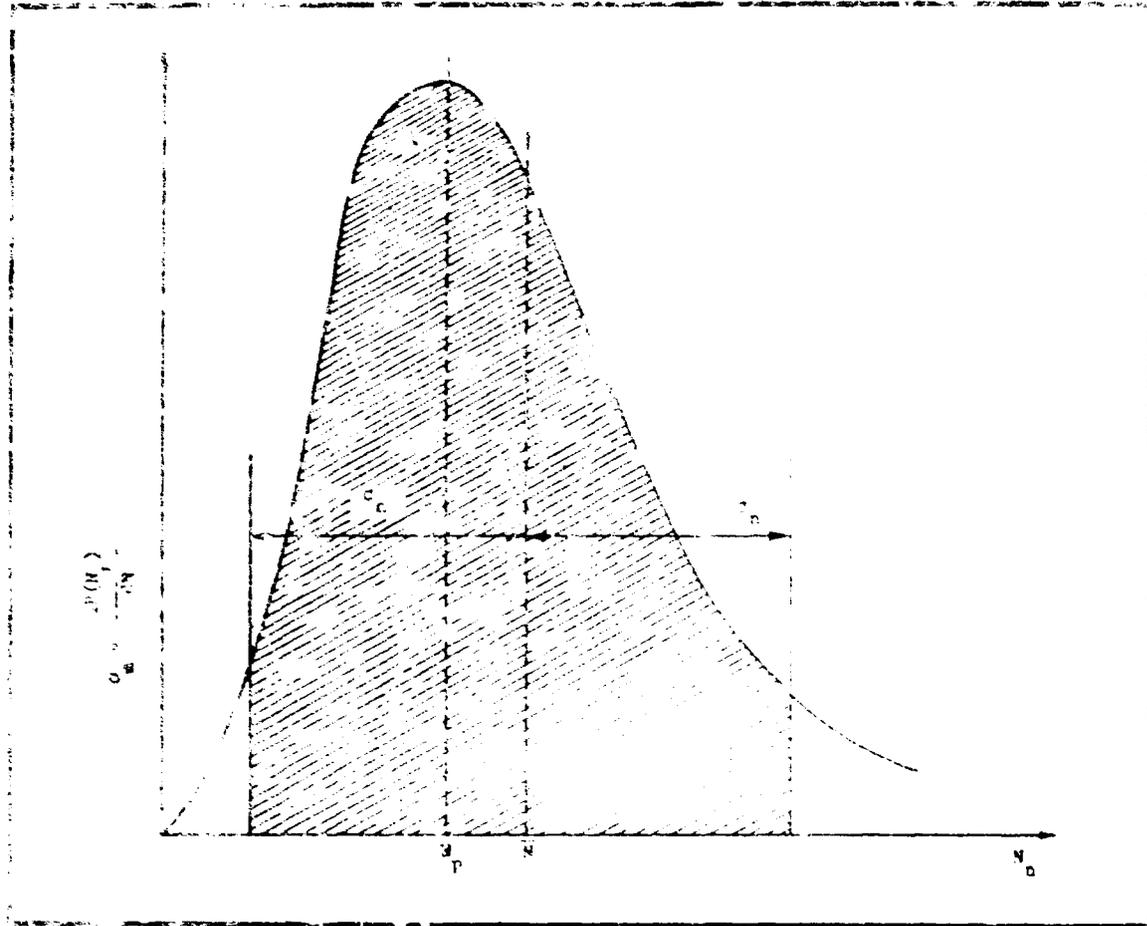


Figura 22 – Probabilidade de Obtenção da Taxa de Contagem N_n em Função do Número n de Grãos Radioativos.

VI.2.1 – Cálculo da Distribuição α_n

Sabe-se que cada sedimento n_i presente na “esfera de influência” do detetor proporciona uma taxa de contagem N_i , de modo que

$$N_n = \sum_i N_i. \quad (VI.7)$$

Supõe-se que o número n de sedimentos pudesse ser dividido em dois lotes contendo, respectivamente, j e k sedimentos. A equação VI.7 escreve-se:

$$N_n = \sum_{i=1}^j N_i + \sum_{i=j+1}^n N_i = N_j + N_k, \quad (VI.8)$$

$$n = j + k.$$

Levando-se em conta o princípio geral das probabilidades ter-se-á:

$$dP(N_n/N_j) = dP(N_j).dP(N_k), \quad (VI.9)$$

com

$$N_k = N_n - N_j.$$

$dP(N_n/N_j)$ representa a probabilidade de se obter N_n no intervalo $N_n + dN_n$, sabendo-se que N_j pertence ao intervalo $N_j + dN_j$.

A probabilidade de se obter N_n neste intervalo, qualquer que seja N_j , é a soma dos valores de $dP(N_n/N_j)$ para todos os valores de N_j , ou seja,

$$\alpha_n = \frac{dP(N_n)}{dN_n} = \int_{N_j} \alpha_j(N_j) \cdot \alpha_k(N_n - N_j) \cdot dN_j, \quad (VI.10)$$

com

$$j + k = n.$$

Esta equação é geral e independente do tipo de detecção adotada.

Admitindo-se conhecida a lei de distribuição α_1 para um único sedimento e supondo que n tome valores $n = 1, n = 2, n = 4, \dots, n = 2^P$, temos:

$$n = 1, \quad \alpha_1 \text{ é conhecido por hipótese;}$$

$$\begin{aligned}
 n = 2, \quad j = 1, k = 1, \alpha_2 &= \int_{N_j} \alpha_1(N_j) \cdot \alpha_1(N_n - N_j) \cdot dN_j \\
 n = 4, \quad j = 2, k = 2, \alpha_4 &= \int_{N_j} \alpha_2(N_j) \cdot \alpha_2(N_n - N_j) \cdot dN_j \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 n = 2^P, \quad j = 2^{P-1}, k = 2^{P-1}, \alpha_{2^P} &= \int_{N_j} \alpha_{2^{P-1}}(N_j) \cdot \alpha_{2^{P-1}}(N_n - N_j) \cdot dN_j
 \end{aligned}$$

Pode-se, por recorrência, determinar as funções α_{2^p} sucessivas pois em cada cálculo intervém unicamente a função $\alpha_{2^{p-1}}$ determinada pelo cálculo precedente.

É possível calcular α_n para qualquer valor de n combinando as funções α_{2^p} como segue:

$$n = 33 \quad j = 32, k = 1 \quad \alpha_{33} = \int_{N_j} \alpha_{32}(N_j) \cdot \alpha_1(N_n - N_j) \cdot dN_j$$

$$n = 25 \quad \text{determinamos } \alpha_{24} \text{ com } j = 16 \text{ e } k = 8$$

$$\text{e em seguida calculamos } \alpha_{25} \text{ com } j = 24 \text{ e } k = 1$$

VI.2.2 – Cálculo dos Desvios Médios Quadráticos

A aplicação do teorema do limite central^(25,26) ao problema específico dos sedimentos radioativos, implica em que a densidade de probabilidade α_n tende para uma distribuição de Gauss quando n cresce indefinidamente, qualquer que seja a lei α_1 observada.

A densidade de probabilidade de se obter a taxa de contagem N_1 , fornecida por um grão ativo, é representada por

$$\frac{dP(N_1)}{dN_1} = \alpha_1 \quad (\text{VI.11})$$

Considerando-se um número muito grande de grãos ativos n, a densidade de probabilidade de se obter a taxa N_n , soma de n taxas N_1 , é dada por

$$\frac{dP(N_n)}{dN_n} = \alpha_n$$

e tende para uma distribuição gaussiana quando n cresce indefinidamente, qualquer que seja a lei de variação de N_1 .

Tomando por variável reduzida

$$Y = \frac{N_n - \bar{N}_n}{\sigma_n} = \frac{\sum_n N_i - n N_1}{\frac{\sigma_1}{\sqrt{n}}} \quad (\text{VI.12})$$

a lei da probabilidade $\frac{dP(Y)}{dY}$ tende para a lei de Gauss com

$$P(Y) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^Y e^{-y^2/2} dy. \quad (\text{VI.13})$$

Na prática, procura-se aumentar o número de grãos ativos por metro quadrado mantendo-se a atividade total constante, e isto equivale a ter-se sempre a mesma taxa média de contagem.

$$\sum a_i = a_n = 1 \mu\text{Ci} \quad (\text{VI.14})$$

$$\bar{N}_1 = \bar{N}_2 = \bar{N}_n = \bar{N} \quad (\text{VI.15})$$

Dividindo-se o numerador e o denominador do membro direito da equação (VI.12) por n , temos:

$$Y = \frac{N_n - \bar{N}_n}{\sigma_n} = \frac{\frac{1}{n} \sum_n N_i - \bar{N}_1}{\sigma_1/n^{1/2}} \quad (\text{VI.16})$$

com

$$\bar{N}_n = \bar{N}_1 = 50 \text{ cps}$$

e

$$\sigma_n = n^{-1/2} \cdot \sigma_1 \quad (\text{VI.17})$$

A igualdade acima é importante porque permite-nos caracterizar as distribuições obtidas para diferentes valores de n .

Observa-se que quanto maior for o número de grãos n , menos achatada será a curva de distribuição das taxas de contagem.

O desvio σ_1 pode ser calculado por aplicação do teorema de Koenig⁽²⁵⁾.

$$\sigma_1^2 + \bar{N}^2 = \int_{N_1}^2 N_1 \cdot \alpha(N_1) dN_1, \quad (\text{VI.18})$$

α_1 sendo conhecido.

O teorema do limite central não permite associar uma probabilidade ao desvio σ_n . Sabe-se apenas que ao crescer n indefinidamente, a lei de distribuição de N_n tende para uma gaussiana e a probabilidade associada a σ_n tende para um valor da ordem de 68%.

$N_n = \bar{N} \pm \sigma_n$ conduz a um grau de confiança de 68%.

VI.2.3 – Probabilidades Associadas aos Desvios Quadráticos

Determinando-se a lei α_n e seu desvio quadrático associado, pode-se obter a probabilidade associada medindo-se graficamente a área A, definida por $\pm 1 \sigma$ em torno do valor médio (figura 22).

Interessando-nos a porcentagem dos casos onde a informação recebida pertence a um intervalo $\pm \Delta$, em torno do valor médio, determina-se graficamente, sobre a curva representativa de α_n , o valor da superfície limitada pelos extremos deste intervalo.

Resumindo o que foi exposto inicialmente, teremos:

O conhecimento da lei das probabilidades de obtenção da taxa de contagem, fornecida por um único grão, permite desenvolver um cálculo que possibilita determinar:

- 1 – as leis de probabilidade para n grãos, particularmente para 2, 4, 2^P grãos ativos;
- 2 – os desvios quadráticos;
- 3 – as probabilidades associadas a estes desvios.

O processo matemático utilizado é geral e pode ser aplicado a qualquer problema em que intervém uma diluição de entidades marcadas em meio inativo. Ele é completamente independente das condições experimentais: aparelhagem de detecção (número de detetores, tipo de detetor, sensibilidade), técnica de detecção (estática ou dinâmica), distribuição granulométrica dos sedimentos, distribuição de atividade em profundidade, geometria e composição do meio, energia da radiação, etc.

A seguir aplicaremos a teoria precedente nas técnicas experimentais utilizadas, levando-se em conta as condições de aparelhagem e de detecção.

VI.3 – Aplicação Prática

VI.3.1 – Condições Experimentais

A sonda detetora utilizada é, como se viu anteriormente, constituída por um único detetor de cintilação com cristal de NaI(Tl) possuindo $1 \frac{3}{4} \times 2$, que se move a 5 cm do fundo e protegida por um envoltório de aço inoxidável com paredes de 0,4 mm (figura 18). O nível de discriminação de energia foi de 50 KeV, isto é, as energias inferiores a este valor não foram computadas.

Utilizaram-se três radioisótopos: ⁵¹Cr, com energia de 0,3 MeV; ⁴⁶Sc, com energia de 0,9 MeV e ¹⁹⁸Au, com energia de 0,4 MeV. Supusemos, para facilidade de raciocínio que nos limites da nuvem de sedimentos radioativos, onde a taxa de contagem é avaliada, os grãos estivessem distribuídos apenas superficialmente. Admitiu-se também uma marcação em massa, isto é, a atividade de cada grão é proporcional à sua massa.

Nestas condições, as calibrações de laboratório mostraram que:

- 1 – 98% da informação recebida pelo detetor provem de uma superfície de 1 m², sendo que a “esfera de influência” neste caso tem raio de 56 cm;

2 – Ao sinal fornecido por $1 \mu\text{Ci}/\text{m}^2$ de ^{51}Cr , uniformemente distribuído pela superfície correspondiam 50 cps

VI.3.2 – Detecção Estática

Chamamos detecção estática aquela em que a sonda detetora permanece fixa durante o tempo de contagem da radiação.

VI.3.2.1 – Detecção Estática e Granulometria Uniforme

Consideraram-se, inicialmente, apenas sedimentos de granulometria uniforme e, portanto, de mesma atividade. Aumentou-se gradativamente o número de grãos ativos até que fosse obtida uma taxa de contagem constante e equivalente à produzida por uma atividade de $1 \mu\text{Ci}$.

Nas condições experimentais estabelecidas, obteve-se uma curva de resposta do conjunto de detecção, supondo um grão de atividade $1 \mu\text{Ci}$ situado a uma distância r do eixo do cristal.

A probabilidade de um grão ativo estar a uma distância $r \rightarrow dr$ do detetor é:

$$dP = 2\pi r dr. \quad (\text{VI.19})$$

A lei de probabilidade α_1 é:

$$\alpha_1 = \frac{dP}{dN_1} = 2\pi r \frac{dr}{dN_1}. \quad (\text{VI.20})$$

O valor de $\frac{dr}{dN_1}$ é obtido a partir da figura 23, de modo que a função α_1 pode ser construída ponto por ponto, o que é mostrado na figura 24. A reta representada em gráfico log-log pode ser descrita pela função:

$$\alpha_1(N_1) = 0,431 N_1^{-1,37} \quad (\text{VI.21})$$

com

$$N_1 \text{ mínimo} = 1,30 \text{ cps}, N_1 \text{ máximo} = 900 \text{ cps},$$

$$N_p = 1,30 \text{ cps}, \bar{N} = 50 \text{ cps},$$

O desvio quadrático obtido pela aplicação do teorema de Koenig é $\sigma_1 = 125 \text{ cps}$.

Considerando-se dois grãos de atividade $0,5 \mu\text{Ci}$ cada, ter-se-á:

$$\alpha_2 = \int_{N_1} \alpha_1(N_1) \cdot \alpha_1(N_2 - N_1) \cdot dN_1 \quad (\text{VI.22})$$

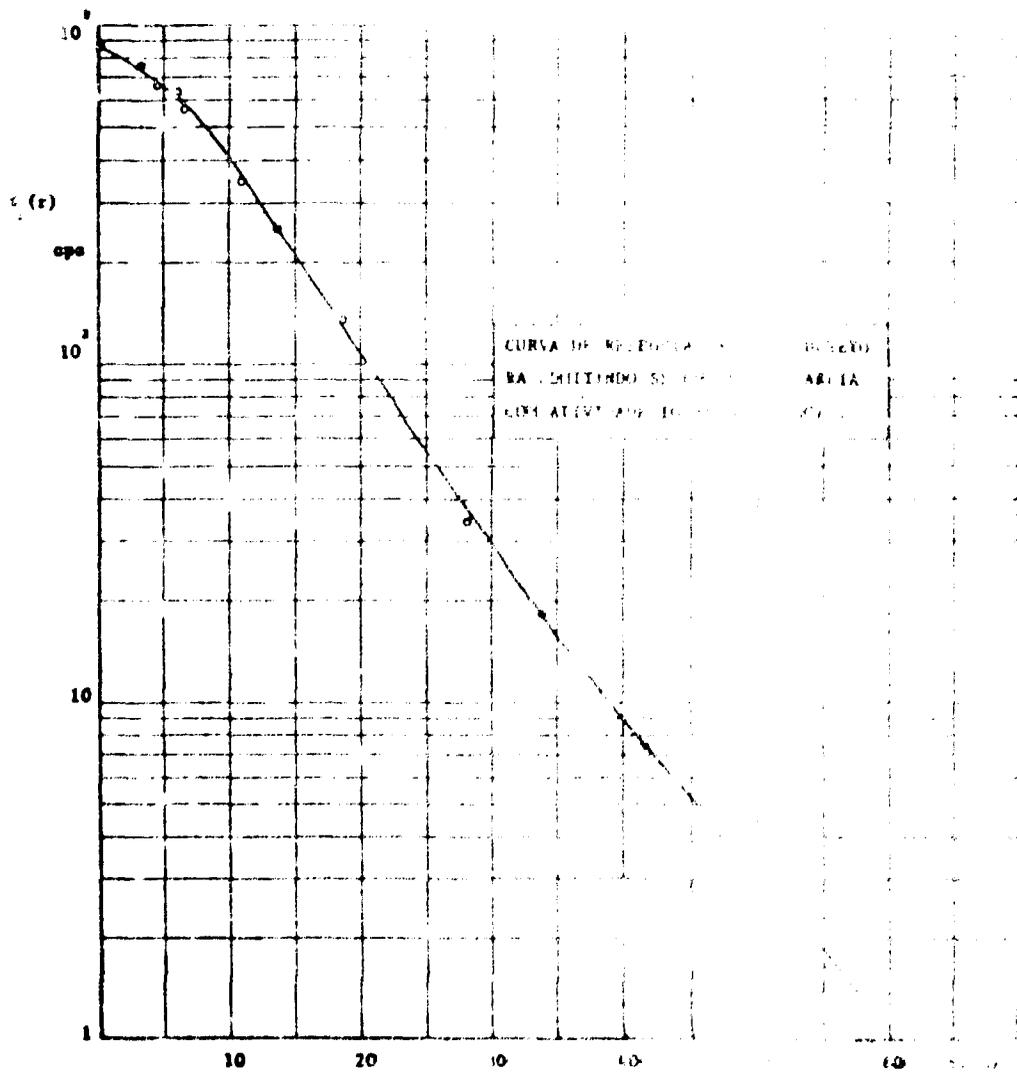


Figura 23 -- Variação de $N_1(r)$ em Função da Distância r do Grão do Detetor.

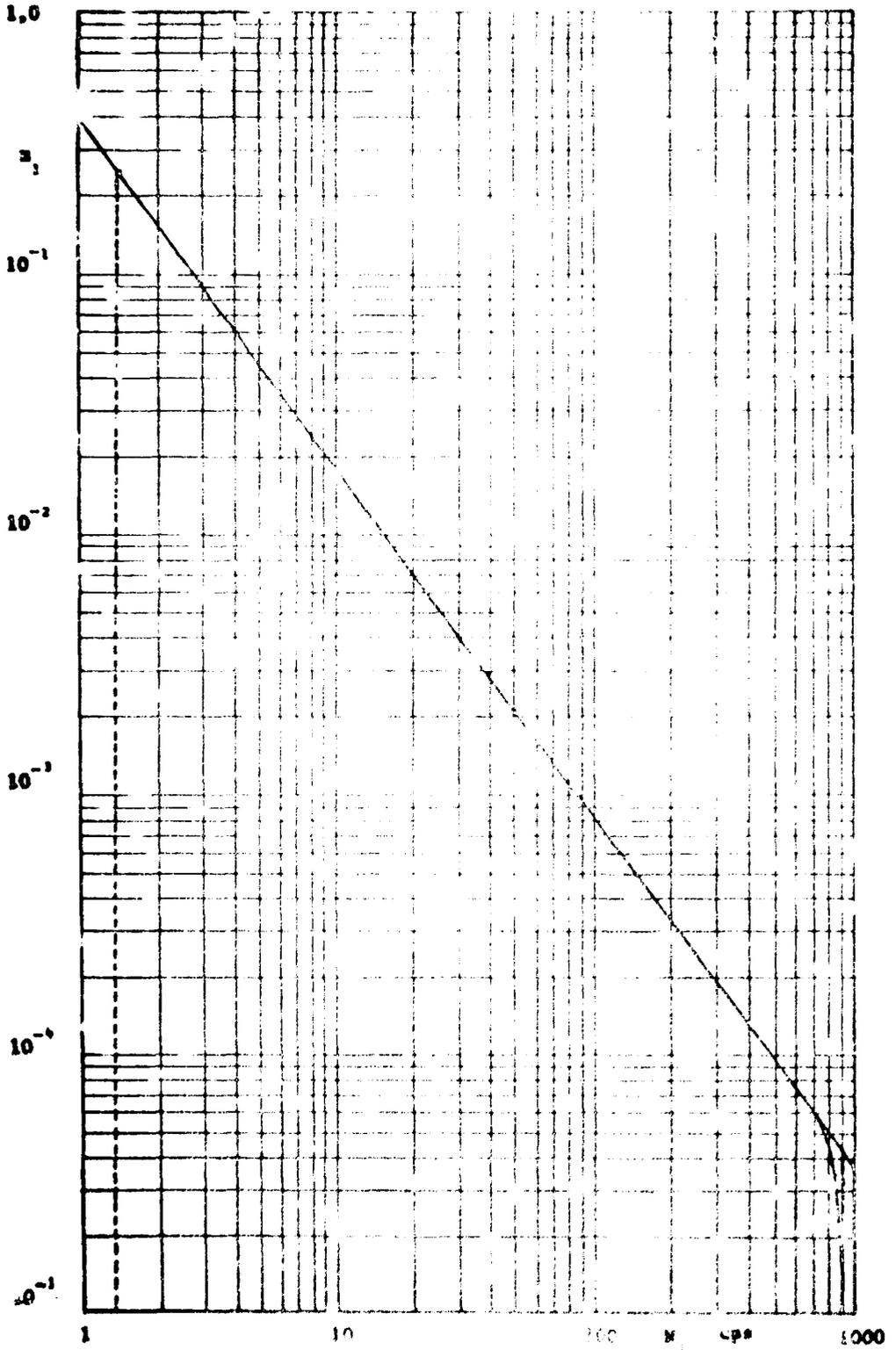


Figura 24 -- Detecção Estática Densidade de Probabilidade $\alpha_1(N)$.

onde

$$\sigma_1(N_1) = 0,215 \cdot N_1^{1,37} \quad (VI.23)$$

O coeficiente 0,215 leva em conta a atividade original de cada grão e foi obtido dividindo-se pela metade o valor 0,431 (dois grãos com atividade total de 1 μCi).

Um programa FORTRAN, chamado ESTÁTICA (APÊNDICE B) escrito para um computador digital IBM-360, permite calcular a probabilidade α_2 , o desvio quadrático σ_2 e, a título de verificação, o valor médio $N = N_1 + N_2 = 50$ cps.

Os valores encontrados foram:

$$\text{desvio quadrático } \sigma_2 = 88,4 \text{ cps.}$$

$$\text{valor mais provável } [N_p]_2 = 3,5 \text{ cps.}$$

Observa-se que existindo dois grãos ativos, o valor mais provável encontrado difere muito do valor médio, e o desvio quadrático é muito grande.

O programa ESTÁTICA permite calcular os dados referentes a 4,8,16,32 2^P grãos ativos.

A figura 25 mostra o comportamento de α_n em função de N_n para valores crescentes do número de grãos ativos ($n = 16, n = 32, n = 64$).

A figura 26 mostra o comportamento de N_p/\bar{N} em função do número de grãos.

Na figura 27 mostramos a variação do desvio quadrático e sua probabilidade associada $A(n,\sigma)$ em função do número de grãos ativos.

As curvas da figura 28 indicam os casos em que a taxa de contagem N cai dentro de um intervalo $\pm \Delta$. ($\bar{N} \pm \Delta$, com $\bar{N} = 50$ cps). Tornamos para Δ os valores 10, 15, 20,40 cps e as percentagens associadas são calculadas em função do número de grãos ativos. Observa-se que 50 grãos ativos teriam 43% de probabilidade de fornecer uma taxa de contagem compreendida entre 40 e 60 cps ($N_s \pm \Delta = 50 \pm 10$ cps), 75% de probabilidade de fornecer uma taxa compreendida entre 30 e 70 cps (50 ± 20 cps).

VI.3.2.2 – Cálculo da Massa Mínima de Sedimentos Radioativos que pode ser Injetada no Escoamento

Escolheremos como condição limite, a do desvio quadrático relativo ser 30% da taxa média de contagem. Como a taxa média de contagem é 50 cps, o desvio quadrático será ± 15 cps. A relação $\sigma_n = 125/\sqrt{n}$ permite determinar o número de grãos ativos. Temos:

$$15 = \frac{125}{\sqrt{n}} \Rightarrow \sqrt{n} = 8,33 \Rightarrow n = 69$$

São precisos 69 grãos para atingir-se a atividade de 1 μCi , de modo que a atividade individual dos grãos é de $1,42 \times 10^{-7}$ μCi . Serão necessários $6,9 \times 10^7$ grãos para atingir a atividade de 1 Ci de ^{51}Cr .

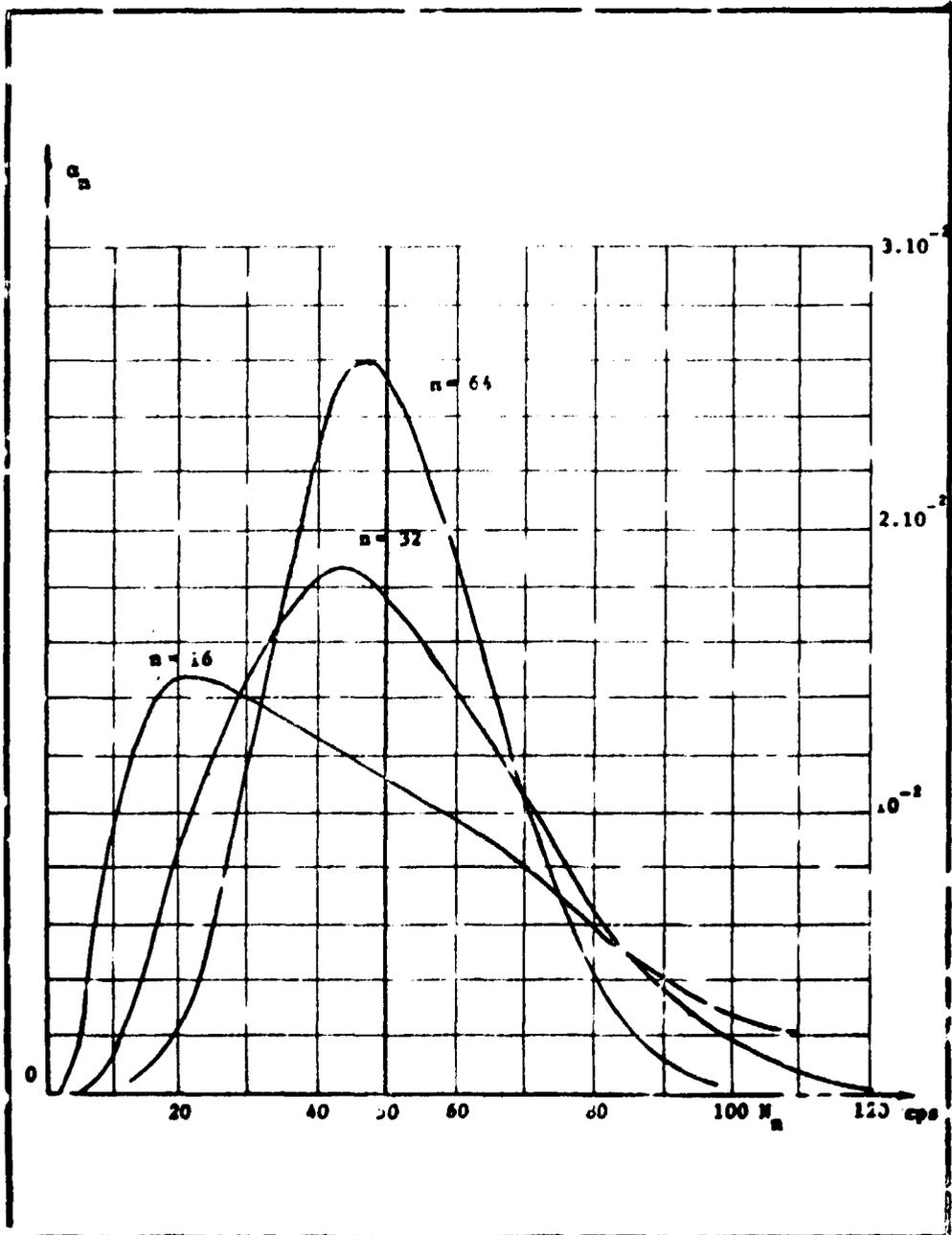


Figura 25 – Detecção Estática – Densidade de Probabilidade α_{16} , α_{32} , α_{64} .

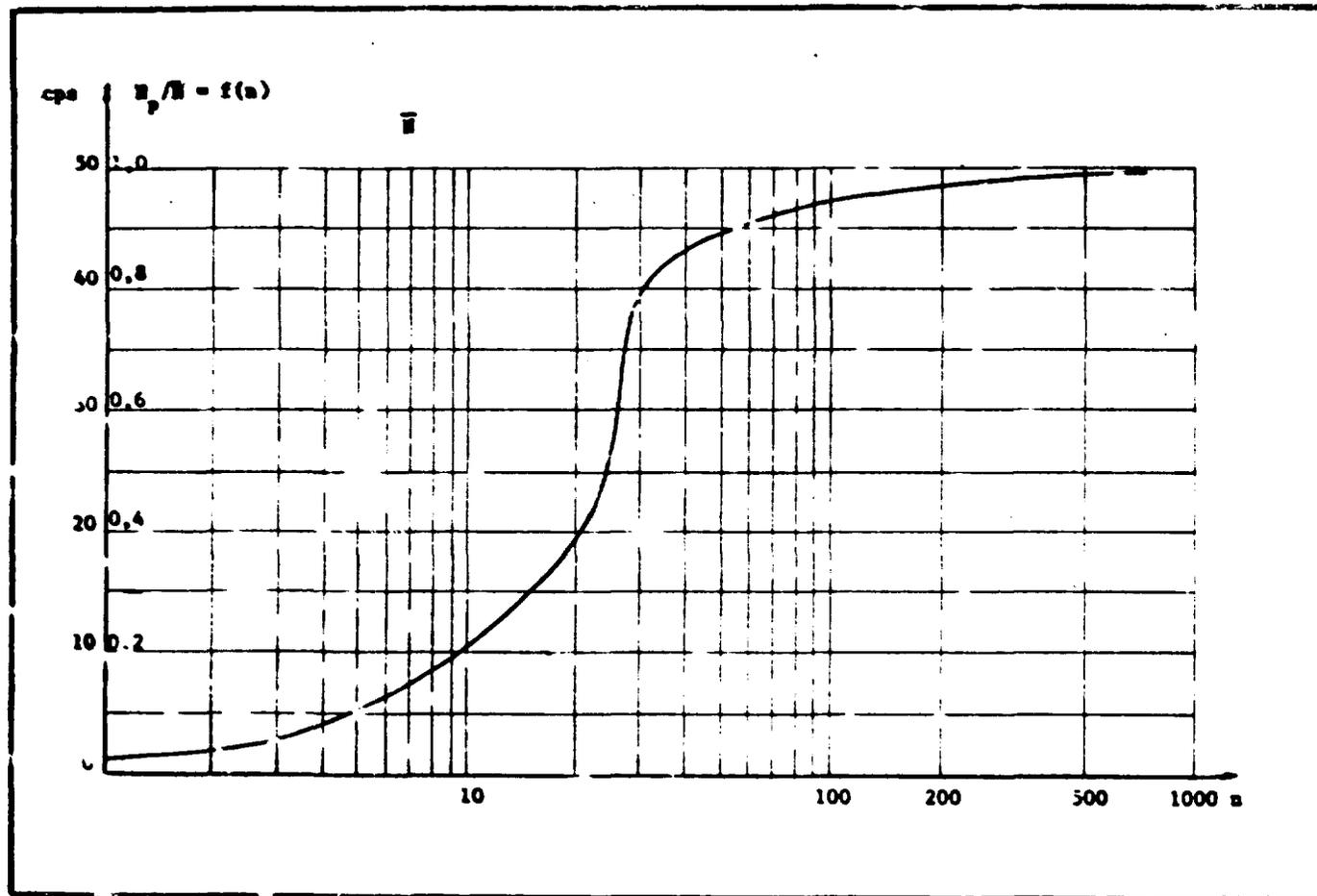


Figura 26 – Detecção Estática – Comportamento de N_p/\bar{N} em Função do Número de Grãos Radioativos.

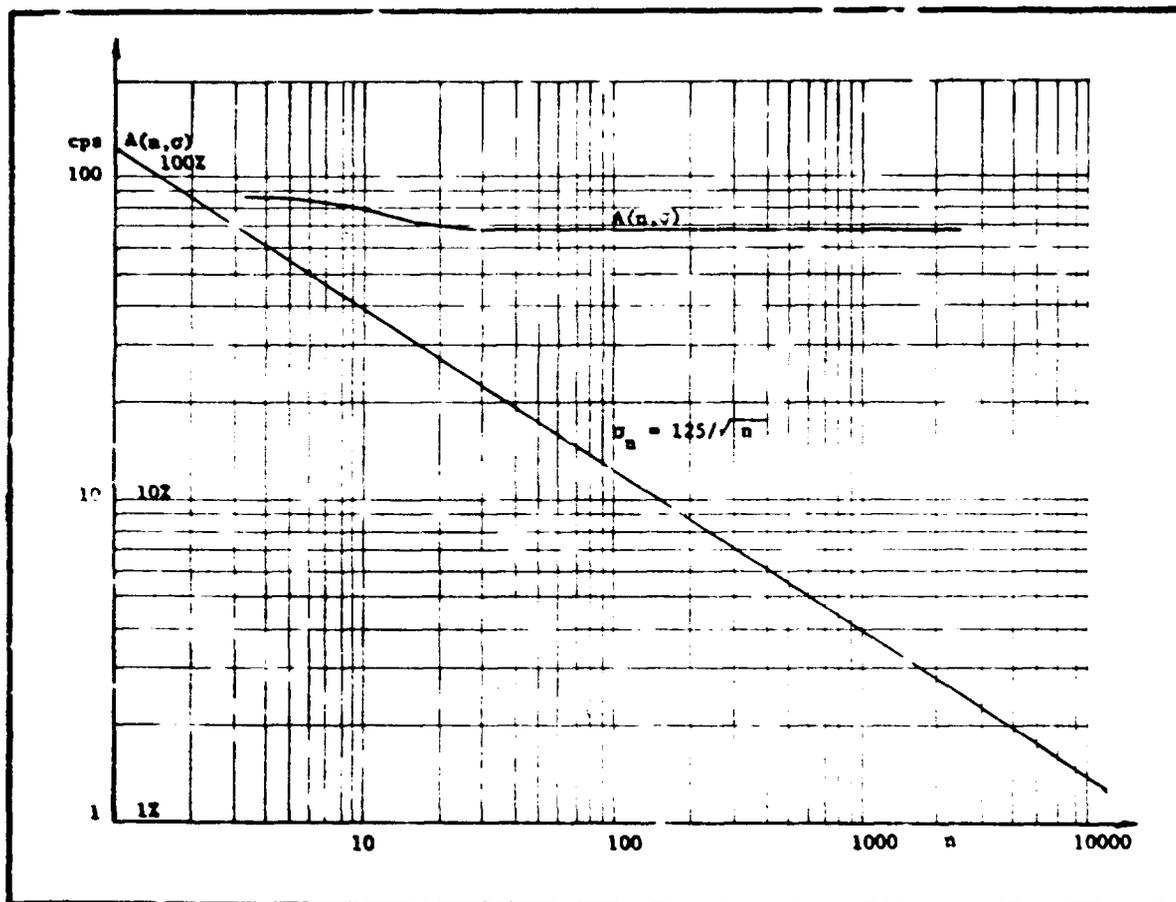


Figura 27 – Detecção Estática – Desvio Quadrático e sua Probabilidade Associada $A(n, \sigma)$ em Função do Número de Grãos Radioativos.

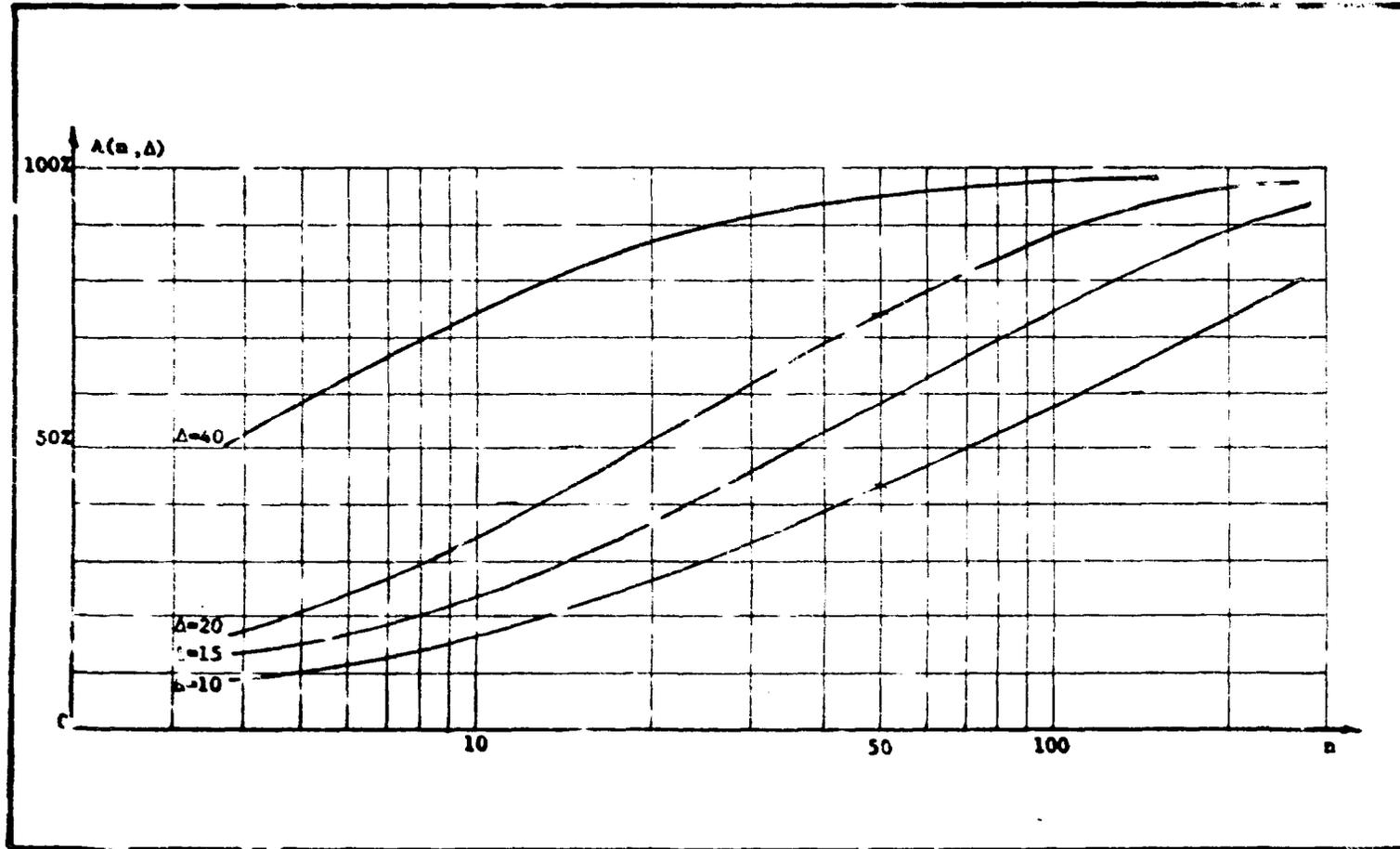


Figura 28 – Detecção Estática – Probabilidade Associada a um Intervalo de Contagem Dado.

O volume de areia sendo representado por m/ρ e o volume de cada grão por $\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3$, o número de grãos, por grama de areia de granulometria d será $6/\pi\rho d^3$.

Admitindo $\rho = 2,67 \text{ g/m}^3$ e d em mm.

$$\frac{6}{\pi\rho d^3} = \frac{7,17 \times 10^5 \text{ kg}}{d^3 \text{ mm}^3}$$

$$\frac{6,9 \times 10^7}{7,17 \times 10^5 / d^3} = 96 d_{\text{mm}}^3$$

$$P(\text{kg/Ci}) = 96 d^3$$

d – diâmetro dos grãos em mm.

Admitindo-se grãos com 1 mm de diâmetro, para utilizar-se de 1 Ci de ^{51}Cr no processo de marcação, necessitam-se 96 Kg de areia.

VI.3.2.3 – Granulometria Variada

A generalização para cálculo de sedimentos de granulometria variada foi feita como segue.

Tomou-se certa quantidade de areia grossa, com diâmetro médio de 0,79 mm (curva granulométrica dada na figura 29), calculou-se a função α_1 ponto por ponto e σ_1 com o auxílio da equação de Koenig:

$$\sigma_1^2 + \bar{N}^2 = \int_{N_1} N_1^2 \cdot \alpha_1(N_1) \cdot dN_1 \quad (\text{VI.24})$$

O valor encontrado para σ_1 foi de 206 cps, de modo que o número de grãos que devem ser injetados é avaliado com o auxílio da equação

$$\sqrt{n} = \frac{206}{\sigma_n}$$

Admitindo-se $\sigma_n = 15 \text{ cps}$, encontramos para n o valor aproximado de 190 grãos.

De maneira análoga à demonstrada em VI.3.2.2, calcula-se que a massa de areia marcada com ^{51}Cr , necessária a injeção será representada pela equação:

$$P(\text{Kg/Ci}) = 246 d_m^3$$

d_m = diâmetro médio do grão

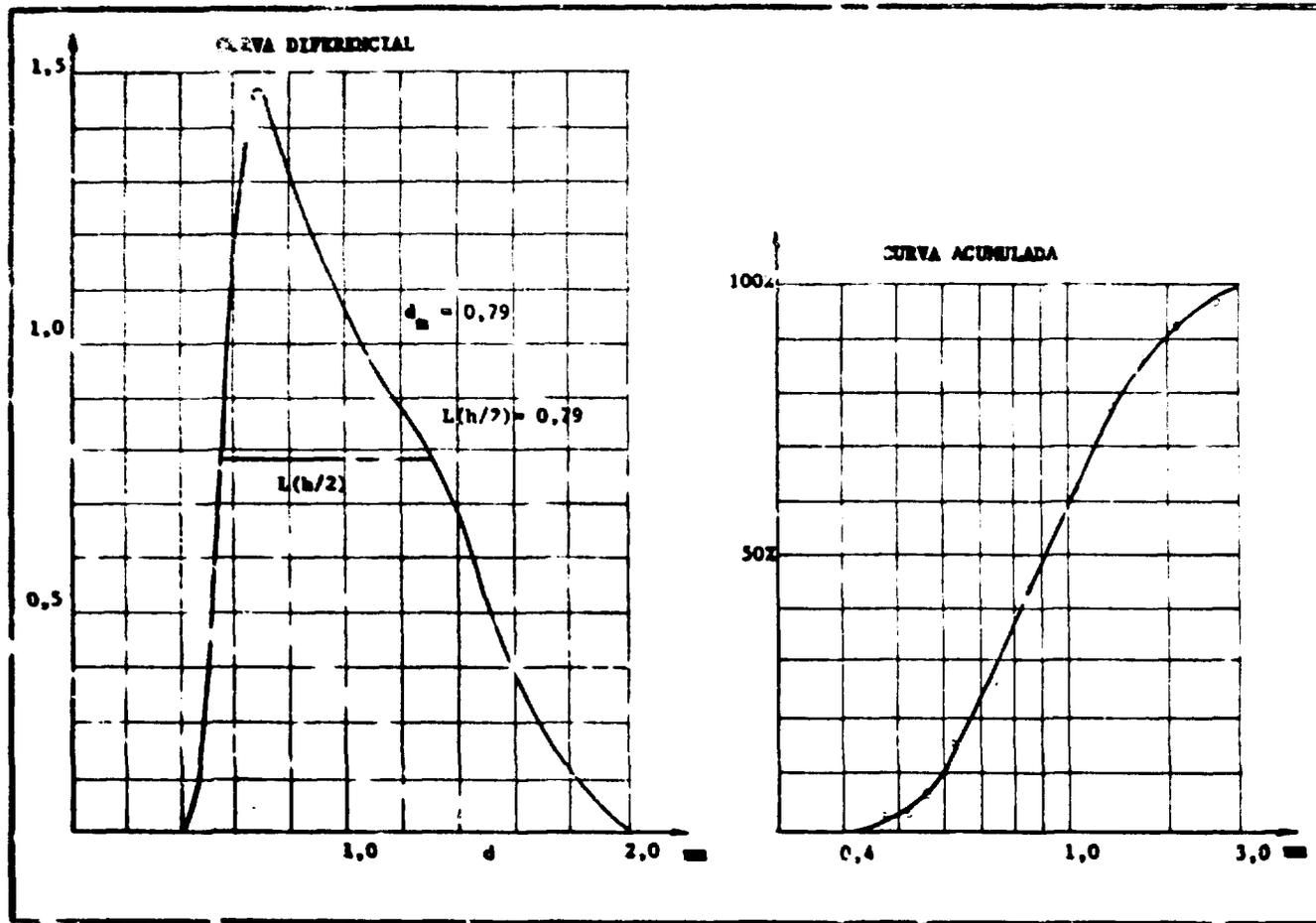


Figura 29 – Curvas Granulométricas da Areia Grossa Utilizada nas Calibrações dos Detetores.

Tratamento análogo, realizado com areia fina (curva granulométrica apresentada na figura 30) de diâmetro médio igual a 0,17 mm, forneceu os valores:

$$\sigma_1 = 154,$$

$$n = 106,$$

$$P(\text{Kg/Ci}) = 157 d_m^3, \text{ para areia marcada com } ^{51}\text{Cr}.$$

Levando-se em conta as três granulometrias estudadas (uniforme, areia grossa e areia fina), colocaram-se sobre um mesmo gráfico, onde σ_1 varia em função de $L(h/2)d_m$, três pontos de coordenadas (σ_n , $L(h/2).d_m$) e observou-se que eles estavam aproximadamente alinhados (figura 31).

$L(h/2)$ é a largura à meia altura da curva de frequência granulométrica (figuras 29 e 30).

No caso de detecção estática a equação da reta representada na figura 31 assume a forma

$$\sigma_1 = 125 + 80 \frac{L(h/2)}{d_m} = 25 \left[1 + \frac{0,64 L(h/2)}{d_m} \right]. \quad (\text{VI.25})$$

Assim sendo,

$$P(\text{Kg/Ci de } ^{51}\text{Cr}) = 91.d_m^3 \cdot \left[1 + \frac{0,64 (L(h/2))}{d_m} \right]. \quad (\text{VI.26})$$

indicará a massa mínima de sedimentos que deve ser injetada.

Não se pretende estabelecer uma equação geral com apenas três pontos. Variando-se os valores de σ_n , os coeficientes da equação também variam, mas os valores de σ_n e $L(h/2).d_m$ permitem determinar sempre a equação de uma reta.

VI.3.3 – Detecção Dinâmica e Granulometria Uniforme

Chamamos de detecção dinâmica aquela em que a sonda é deslocada sobre o leito do escoamento. Neste caso, a sonda deteta informações provenientes do volume contido em um paralelepípedo retangular com 1,128 metros de largura (diâmetro do círculo de superfície igual a 1 metro quadrado), e comprimento equivalente a $\ell = v.t$ onde $v = 1$ m/s, é a velocidade de deslocamento da sonda e t é o tempo de contagem

Em cada dado instante, na presença de um grão qualquer C, a sonda proporciona uma taxa de contagem $n(t)$. A contagem total é dada pela relação:

$$N(h) = \int n(t).dt, \quad (\text{VI.27})$$

que depende da distância h entre a sonda e o grão ativo. A variação de $N(h)$ em função de h é determinada em calibrações de laboratório e está representada na figura 32.

A probabilidade que um grão ativo esteja à distância h da sonda detetora é indicada por:

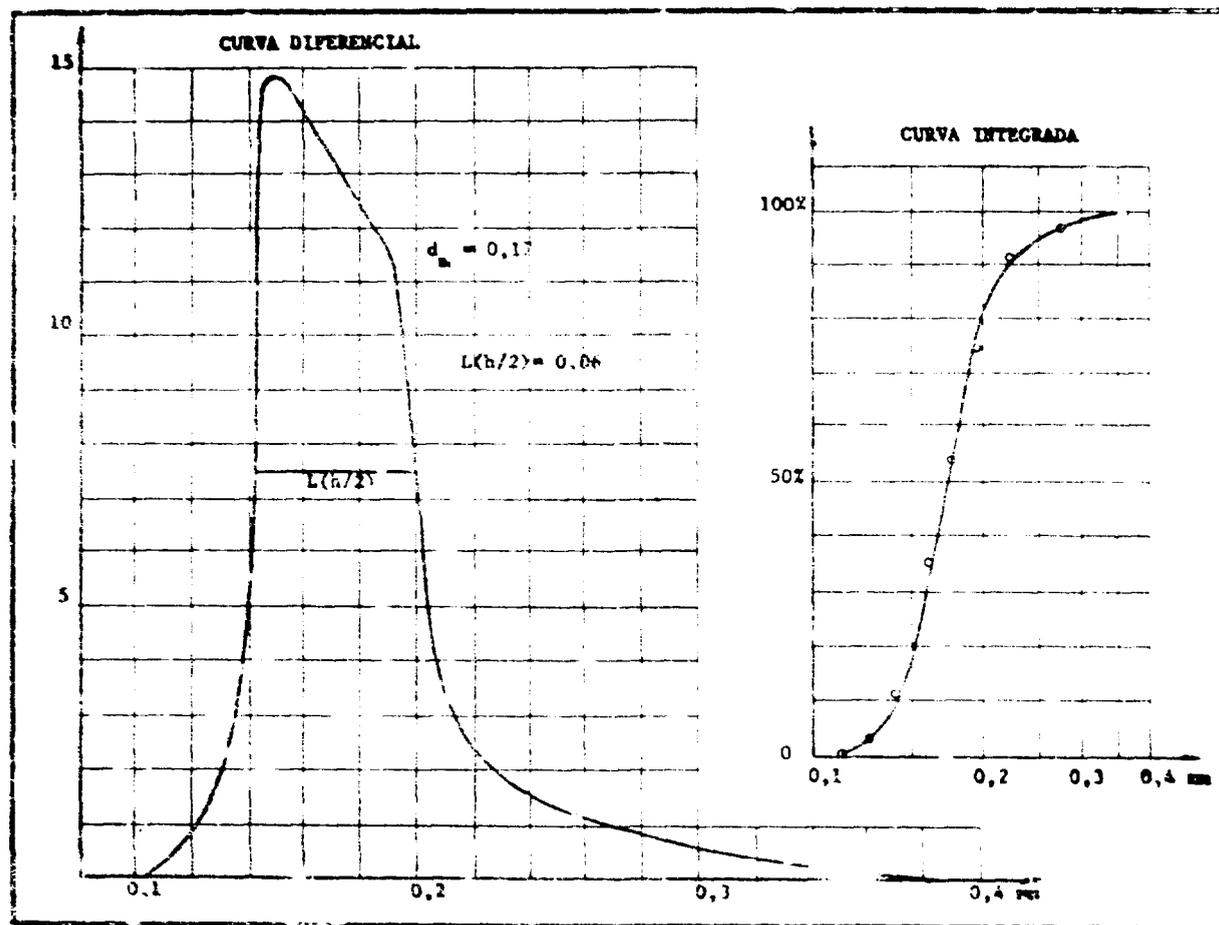


Figura 30 – Curvas Granulométricas da Areia Fina Utilizadas nas Calibrações dos Detetores.

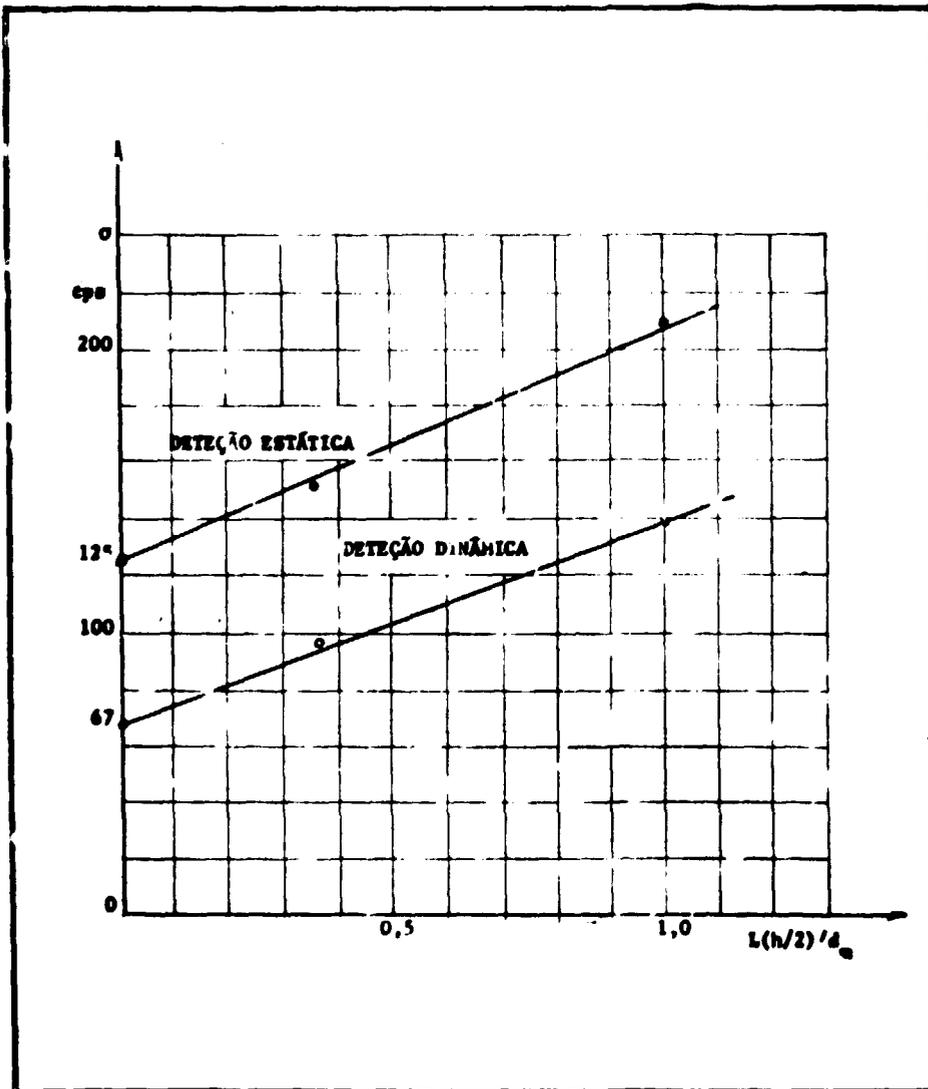


Figura 31 – Detecção Estática – Detecção Dinâmica: Influência da Granulometria sobre σ .

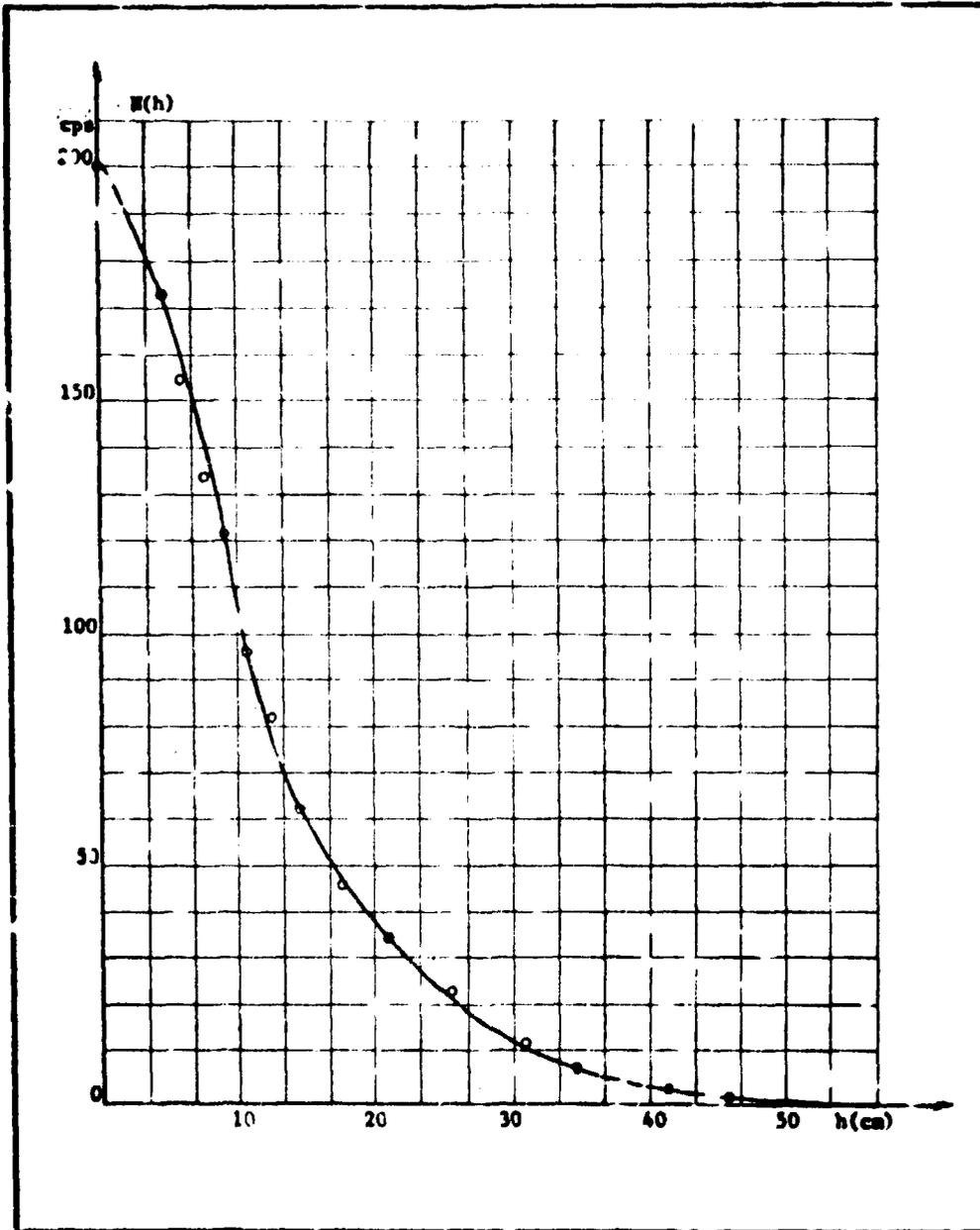


Figura 32 – Detecção Dinâmica – Variação da Taxa de Contagem de um Grão Radioativo, com Atividade de $1,0 \mu\text{Ci}$ Situado a uma Distância h do Detetor.

$$dP = \frac{dh}{1,128} \quad (\text{VI.28})$$

e a probabilidade α_1 pode ser assim escrita:

$$\alpha_1 = \frac{dP}{dN_1} = \frac{1}{1,128} \times \frac{dh}{dN_1} \quad (\text{VI.29})$$

$\frac{dh}{dN_1}$ é obtido a partir do conhecimento de $N_1(h)$. A variação de $\alpha_1(N_1)$ em função de N_1 é representada na figura 33

Determinam-se as funções α_n aplicando-se sucessivamente a equação

$$\alpha_n = \int_{N_1} \alpha_1(N_1) \cdot \alpha_k(N_n - N_1) \cdot dN_1 \quad (\text{VI.30})$$

resolvida com o auxílio de um computador digital IBM-360 e cuja programação é apresentada no apêndice B.

O desvio quadrático σ_1 , calculado com o auxílio do teorema de Koenig, permite determinar a relação:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_1}{\sqrt{n}} \quad (\text{VI.31})$$

De modo análogo ao cálculo efetuado em detecção estática, obtiveram-se

a) variação de α_n em função de N_n , para $n=8, 16, 32$ e cujo gráfico é apresentado na figura 34

b) variação de N_p/N em função do número de grãos n , cuja representação é indicada na figura 35.

c) variação do desvio quadrático σ_n em função do número de grãos n (figura 36).

d) percentagem dos casos possíveis pertencentes a um intervalo dado $\bar{N} \pm \Delta$ (figura 37).

Lembremos que n , nestes casos, não é o número de grãos por m^2 e sim a totalidade dos grãos que são vistos pela sonda no seu domínio de contagem. Este último tem por superfície $1,128 \text{ v.t} = 1,128 \text{ k}$.

O número médio de grãos por m^2 com atividade de $1 \mu\text{Ci}$ é $\frac{n}{1,128 \cdot k}$.

VI.3.3.1 – Cálculo da Massa Mínima de Sedimento Marcado

Seguindo-se o mesmo critério que o desvio quadrático relativo de 30% corresponde a um desvio padrão de 15 cps, tem-se:

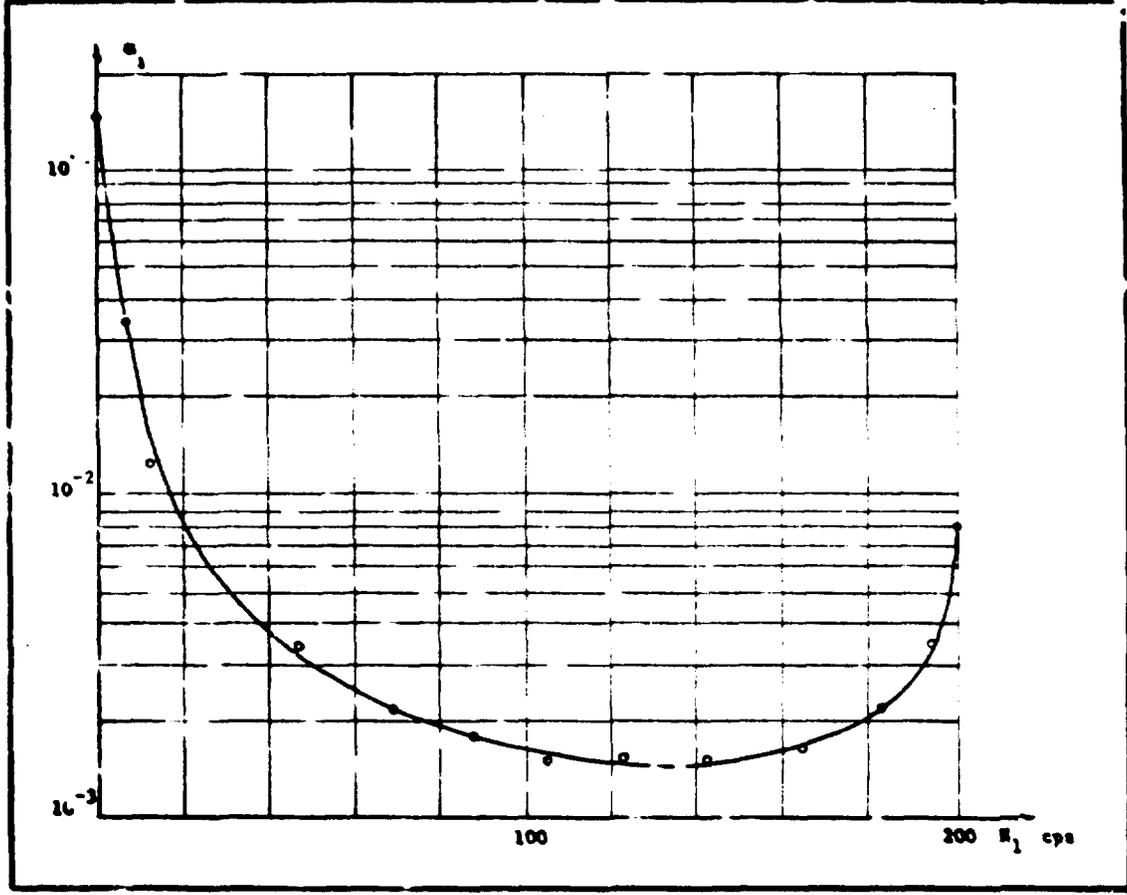


Figura 33 – Detecção Dinâmica – Densidade de Probabilidade $\alpha_1(N_1)$

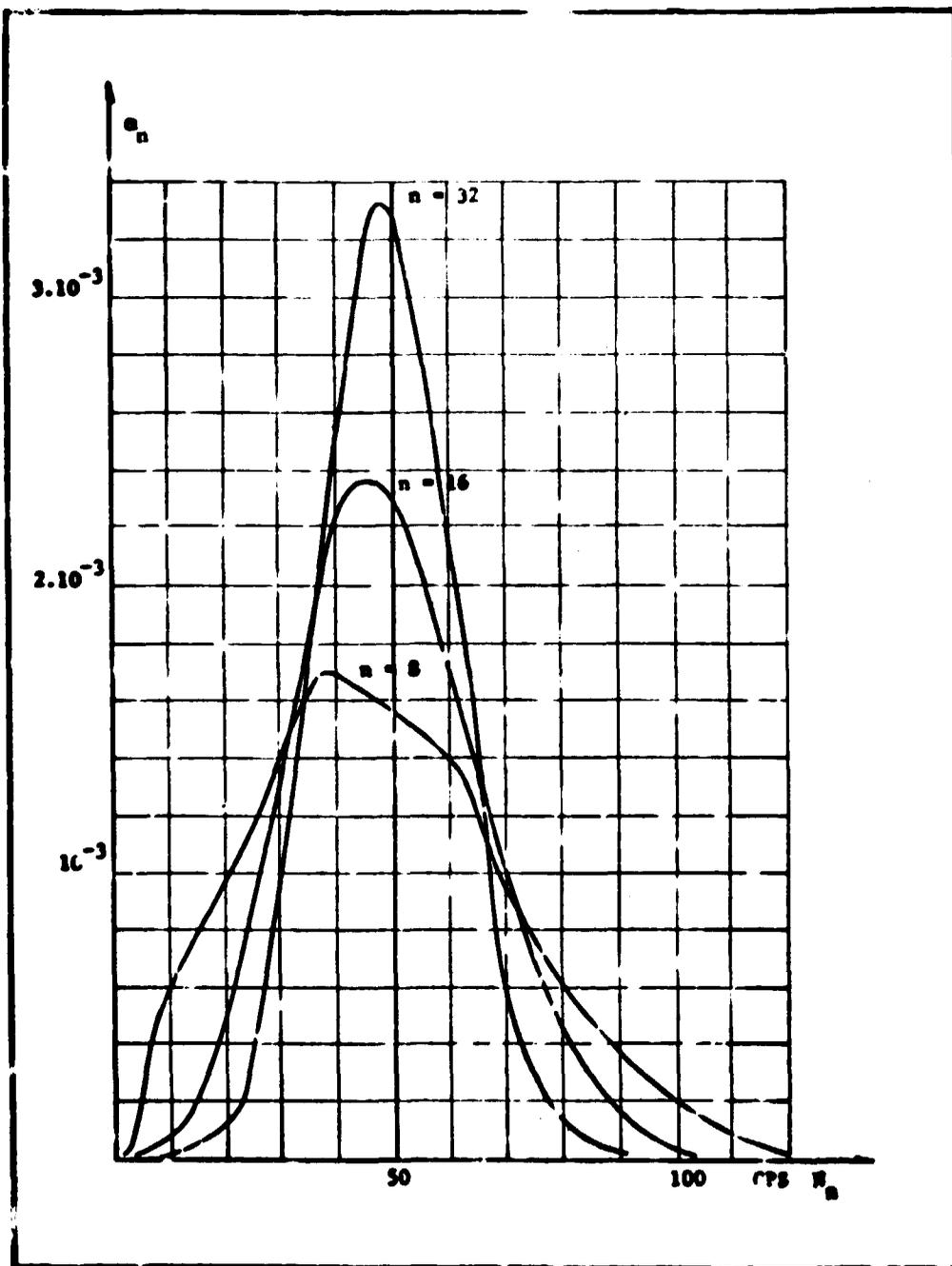


Figura 34 -- Detecção Dinâmica -- Densidade de Probabilidade $\alpha_8, \alpha_{16}, \alpha_{32}$.

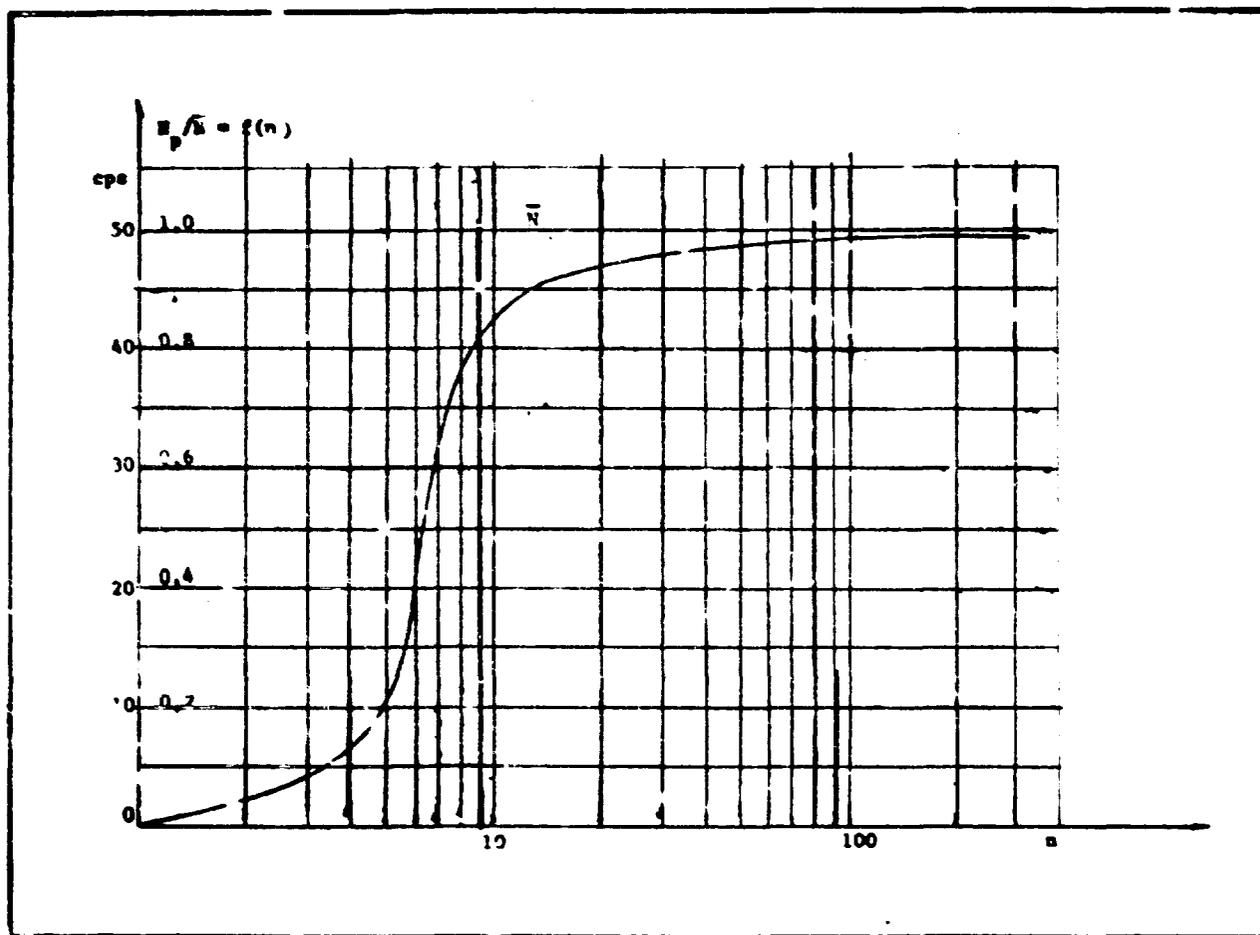


Figura 35 – Detecção Dinâmica – Variação de N_p/\bar{N} em Função do Número de Grãos Radioativos.

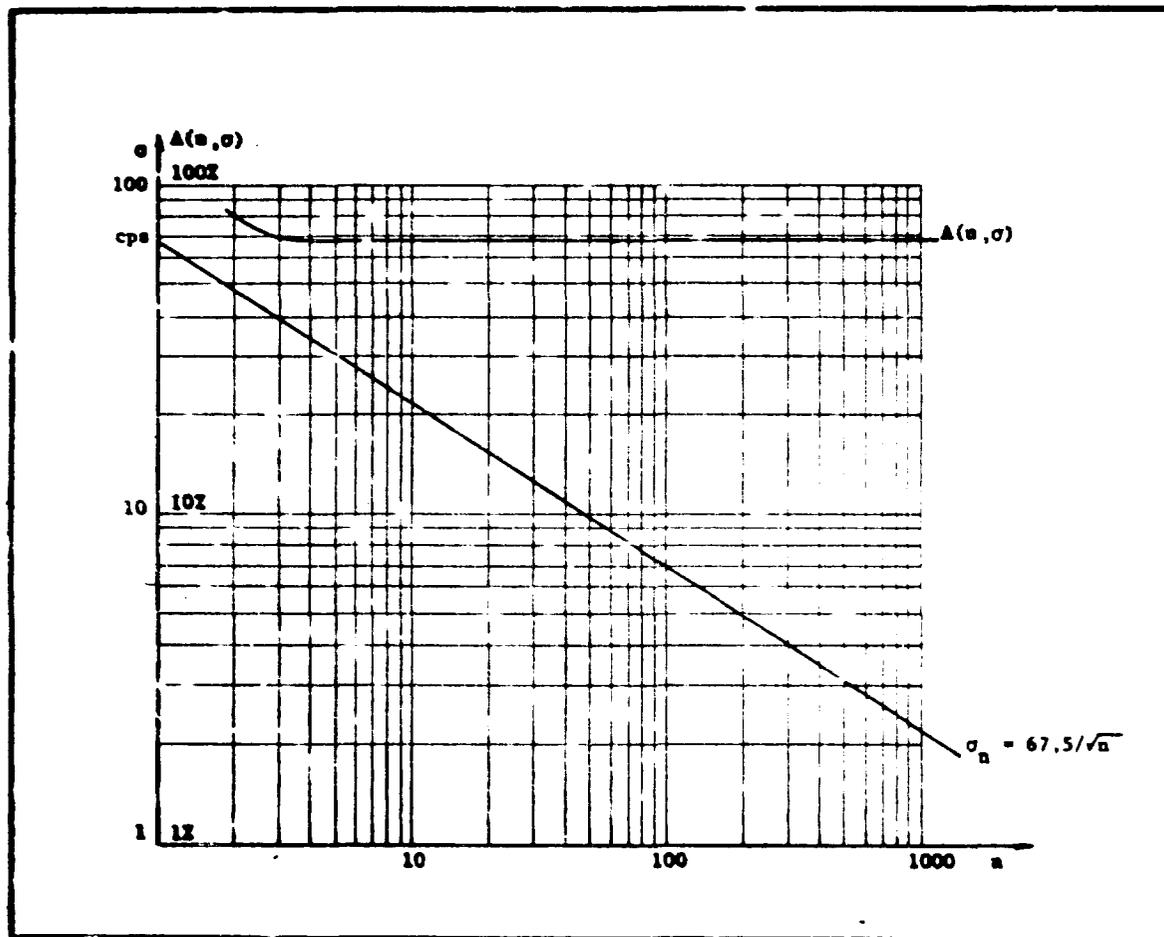


Figura 36 – Detecção Dinâmica – Variação do Desvio Quadrático σ_n e de sua Probabilidade em Função do Número de Grãos Radioativos.

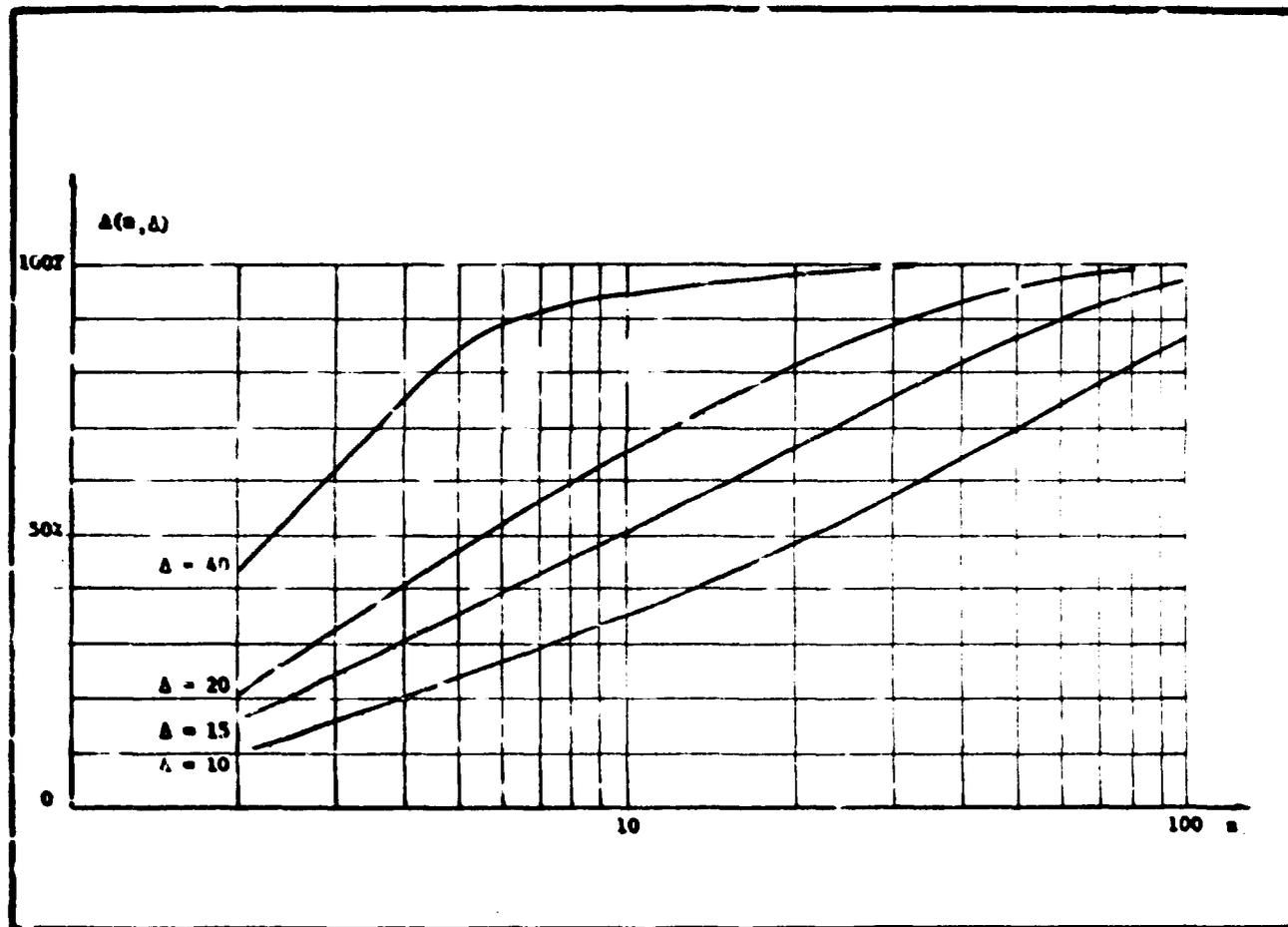


Figura 37 – Detecção Dinâmica – Percentagem dos Casos Possíveis Pertencentes a um Intervalo Dado $\bar{N} \pm \Delta$.

$$\sigma_n = 15 = \frac{67,5}{\sqrt{n}} \quad \therefore n = 20 \text{ grãos.}$$

Para $n = 20$ grãos, observa-se com o auxílio da figura 36 que a probabilidade associada é de 68%

No caso do ^{51}Cr obtém-se, como visto em VI.3.2.2., uma equação da forma:

$$P(\text{Kg/Ci}) = \frac{24,8}{k} \cdot d^3, \quad (\text{VI.32})$$

onde d é dado em milímetros.

Admitindo-se diâmetro uniforme de 1 mm, uma seqüência de contagem de 3 segundos e uma velocidade de 1 m/s para o deslocamento da sonda, obtém-se:

$$P = 8,3 \text{ Kg/Ci de } ^{51}\text{Cr.}$$

VI.3.3.2 – Granulometria Variada

Admitindo-se areia com um diâmetro $d_m = 0,79$ mm, obtém-se no caso do ^{51}Cr ,

$$\sigma_1 = 138 \text{ cps} \quad \sigma_n = 138/\sqrt{n}, \quad n = 85 \quad \text{para} \quad \sigma_n = 15 \text{ cps}$$

$$P(\text{Kg/Ci}) = \frac{45}{k} \quad (\text{VI.33})$$

Admitindo-se areia com diâmetro $d_m = 0,17$ mm, obtém-se:

$$\sigma_1 = 92 \text{ cps}, \quad \sigma_n = 92/\sqrt{n}, \quad n = 37 \quad \text{para} \quad \sigma_n = 15 \text{ cps}$$

$$P(\text{Kg/Ci}) = \frac{2,0}{k} \quad (\text{VI.34})$$

Analogamente ao cálculo desenvolvido em detecção estática, obtém-se três pares de valores

$$\left(\sigma_n, \frac{L(h/2)}{d_m} \right)$$

que determinam aproximadamente uma reta e permitem generalizar o cálculo da massa mínima de areia necessária em cada injeção. Obtém-se deste modo a equação

$$P(\text{Kg/Ci}) = \frac{24,8}{k} d_m^3 \times \left[1 + 1,05 \frac{L(h/2)}{d_m} \right]^2 \quad \text{para } ^{51}\text{Cr.} \quad (\text{VI.35})$$

É importante ressaltar que os cálculos desenvolvidos aplicam-se tão somente às condições fixadas no início do capítulo.

CAPÍTULO VII

CARACTERÍSTICAS DO CANAL INCLINÁVEL⁽⁸⁾

VII.1 – Viga Suporte de Declividade Variável

Características principais:

Comprimento: 20 m,

Largura da mesa: 1,20 m,

Declividade máxima: 0,035 m/m.

A viga foi construída totalmente em concreto armado protendido, com duas nervuras na parte inferior e uma laje de 0,10 m de espessura constituindo a mesa. Possui três apoios, o primeiro de cota fixa, dotado de rolete para permitir a inclinação do conjunto, os outros dois de cotas variáveis, constituídos por dois macacos hidráulicos de comando único. Os apoios são suportados por blocos de concreto. A mesa da viga tem perfurações moduladas para a fixação das estruturas dos modelos experimentais. Após sua construção, a estrutura foi submetida a provas de carga, com camada de areia uniformemente distribuída, medindo-se as flechas máximas nos centros dos vãos. Os resultados dessas provas estão resumidos na tabela VII.1.

Tabela VII.1

Deformações Medidas na Viga Suporte para
Diversas Condições de Carga

Carga (Kg/m)	Deformações (mm)				
	Apoio 1	Vão 1	Apoio 2	Vão 2	Apoio 3
0	0	0	0	0	0
87,15	0	0,1	0	0,05	0
155,9	0	0,05	0	0,05	0
177,9	0	0,2	0	0,05	0
320,0	0	0,35	0	0,32	0

Durante as experiências, a sobrecarga na viga não ultrapassou 100 Kg/m, condição para a qual podemos considerá-la como rígida.

VII.2 – Alimentação e Restituição

Na extremidade de montante do canal construiu-se um reservatório de nível constante que, recebendo água das tubulações de distribuição do Laboratório, com vazão ligeiramente variável, permite a alimentação dos modelos em regime permanente. Neste reservatório, instalaram-se 32 calhas, perfazendo o comprimento de 58 metros de soleiras vertentes, conseguindo-se assim manter constante o seu nível de água durante a realização de cada ensaio.

No interior do próprio reservatório instalou-se uma comporta plana e um divisor de vazões, que possibilitam a regulagem rápida e precisa de uma vazão previamente fixada. O excesso da água de alimentação desse reservatório é recolhido pelas calhas e encaminhado ao canal de restituição por meio de um ladrão. Na extremidade de jusante, a água que circula pelo modelo é lançada em um poço e daí encaminhada também ao canal de restituição.

Com o sistema acima, pode-se atingir uma vazão da ordem de 45 l/s. Para vazões maiores, entra em funcionamento uma bomba de recirculação que recalca a água do poço de restituição para o mesmo reservatório de nível constante. Com isso, consegue-se obter vazões da ordem de 70 a 75 l/s.

À montante do modelo do canal existe uma caixa metálica de entrada com um tranquilizador e uma adufa. Emprega-se a adufa para regular a profundidade de água no canal por ocasião do escoamento em regime torrencial. A jusante no modelo, outra pequena caixa com uma comporta plana regula o nível por ocasião do escoamento em regime fluvial.

VII.3 – Variação da Declividade

A declividade pode variar de 0 m/m (horizontal) até 0,035 m/m, pela simples manobra do sistema hidráulico de apoios móveis.

Faz-se a regulagem das declividades em uma escala circular de raio igual a 10 m, onde se lê, por meio de um nônio, suas variações com aproximação de 0,00001 m/m. Uma vez regulada a declividade, ela é verificada com um nível de luneta Kern GK 1, que permite leituras das cotas com precisão de até 0,1 mm.

Para essa verificação, instalaram-se três referências de nivelamento fixas solidárias, distanciadas de 7,220 m uma da outra. Apoiam-se sobre os RRNN uma mistura de aço inoxidável, aferida pelo setor de Metrologia do IPT, sobre a qual são lidas as diferenças de cotas.

A sensibilidade conseguida, por este método, atinge o valor de aproximadamente 0,000007 m/m. A existência de três referências de nivelamento permite também o controle da flecha que eventualmente pode ocorrer no centro da viga suporte.

VII.4 – Aparelhamento para Medidas

VII.4.1 – Medição de Vazões

Medem-se as vazões com vertedores de parede delgada. As vazões menores, até 15 l/s são medidas com um vertedor de 90° e as maiores de 15 l/s, com um vertedor retangular com contração lateral. Os dois vertedores foram previamente aferidos, utilizando-se o tanque de aferição do Laboratório de Centro Tecnológico de Hidráulica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

Para o vertedor triangular, a fórmula obtida pelos dados de aferição é:

$$Q = 1,255 h^{2,451}$$

com

Q – vazão (m^3/s),

h – carga sobre a soleira do vertedor (m),

de onde se deduz o erro cometido no seu emprego durante os ensaios. A menor vazão medida é de 0,5 ℓ/s . A vazão de 0,5 ℓ/s corresponde a uma carga h de 41,3 mm sobre a soleira do vertedor. Sendo de 0,2 mm o erro estimado na medição da carga, o erro percentual cometido na medição desta vazão é estimado como segue:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 2,451 \times \frac{\Delta h}{h} = 2,451 \times \frac{0,2}{41,3} = 0,0119 \quad \frac{\Delta Q}{Q} = 1,2\%$$

A fórmula do vertedor retangular é:

$$Q = 0,982 h^{1,508}$$

e o erro percentual cometido no seu emprego, para vazão de 10 ℓ/s é:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 1,508 \frac{\Delta h}{h},$$

ou

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 1,508 \times \frac{0,2}{46,7} = 0,00643 \quad \frac{\Delta Q}{Q} = 0,6\%$$

VII.4.2 – Medição das Profundidades (Y)

Medem-se as profundidades diretamente por meio de pontas linimétricas sobre o canal. As pontas linimétricas permitem a leitura de décimos de milímetros, porém a precisão da medida está na dependência de seu ajustamento ao nível d'água, que nem sempre permite atingir essa precisão. Ao longo do modelo escolheram-se três seções para a medição de Y: a primeira a 6,50 m da extremidade de montante, a segunda e a terceira a 5,00 m e a 10,00 m, respectivamente da primeira. As profundidades Y adotadas nos cálculos são as médias aritméticas de três profundidades médias encontradas nas seções escolhidas.

Antes das medições das profundidades, regula-se a linha d'água no canal por meio das comportas de montante ou jusante, de tal sorte que essas profundidades sejam iguais em todo o comprimento do canal.

VII.4.3 – Medição das Declividades

Para a medição das declividades construíram-se três referências de nivelamento, de aço inoxidável, solidárias à viga suporte. Essas referências estão situadas bem próximas das verticais dos

três apoios e distanciadas de 7,220 m uma da outra. Esses RR NN, foram regulados de maneira a terem exatamente a mesma cota quando o canal estiver na sua posição horizontal.

Para uma posição qualquer do canal, determina-se a diferença das cotas dos RR NN, por meio de um nível de luneta Kern GK 1 e u'a mira de aço inoxidável aferida, operação que permite apreciar até décimos de milímetro.

A declividade é dada por:

$$i = \frac{h_3 - h_1}{14.440}$$

em que h_1 e h_3 são as leituras em mm, feitas na mira, correspondentes ao RR_1 e RR_3 , respectivamente e 14 440 mm é a distância entre as referências do nivelamento.

Para cada posição do canal, uma terceira leitura é feita no RR_2 , obtendo-se o valor h_2 que deve ser a média aritmética entre h_1 e h_3 . Portanto, temos:

$$h_2 = \frac{h_1 + h_3}{2}$$

Desta forma é possível verificar a existência de flechas da viga suporte, que se presume decorrer de alguma deficiência no funcionamento do sistema hidráulico de regulação das declividades.

A figura 38 mostra as principais características do canal inclinável.

CAPÍTULO VIII

DETERMINAÇÃO DAS TENSÕES CRÍTICAS DE INÍCIO DE ARRASTAMENTO

VIII.1 – Dados Experimentais

Em uma série de ensaios determinaram-se as condições de início de arraste para areia de diferentes granulometrias. Dividiu-se a curva granulométrica da areia do rio Santo Antônio em diferentes frações e irradiou-se separadamente cada fração até atingir a mesma atividade específica. Consideraram-se os valores abaixo especificados para as massas irradiadas e intervalos granulométricos:

Intervalo de Granulometria (microns)	Massa Irradiada (gramas)
210 – 297	21
297 – 420	35
420 – 589	52
589 – 710	76
710 – 1000	84
1000 – 1410	102

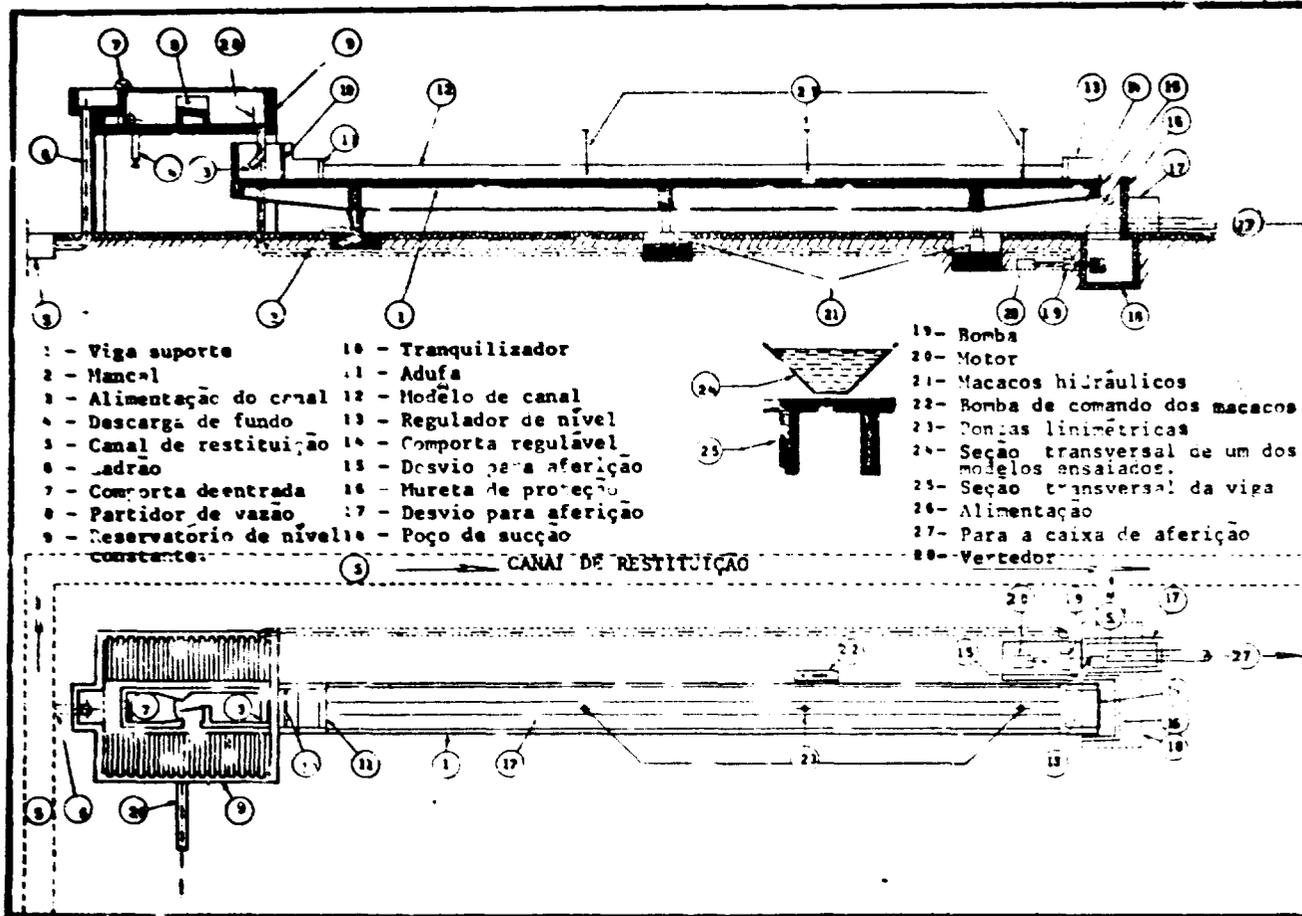


Figura 38 – Principais Características do Canal Inclínável.

Antes de se injetar a areia irradiada, deixou-se escoar a água pelo canal em condições idênticas as que seriam fixadas nos ensaios e por período suficiente para se conseguir a estabilidade do leito. A seguir interrompeu-se o escoamento, esgotou-se o canal e cavaram-se pequenas trincheiras, na parte central do leito, suficientes para conter 2 gramas de areia radioativa de determinado intervalo granulométrico. Em cada trincheira de injeção moldou-se e compactou-se a areia radioativa, mantendo-se em cada ponto de lançamento condições aproximadamente idênticas às anteriores.

Após injeção encheu-se de água o canal, no sentido jusante-montante, com vazão suficientemente pequena para não alterar as condições físicas do leito. Quando a altura d'água sobre cada trincheira era idêntica à que havia no escoamento em regime, fazia-se uma calibração do detector de cintilação.

Colocou-se cada detector de cintilação, sobre a respectiva trincheira, e registrou-se a presença de radioatividade proveniente da areia depositada, anotando-se para aquela altura d'água uma taxa de contagem constante. Sendo a atividade registrada proporcional à massa radioativa injetada, o decréscimo da taxa de contagem observado durante o ensaio só poderá ser atribuído à diminuição da quantidade de grãos ativos que estão sob a esfera de influência do detector. Em outras palavras, a diminuição da taxa de contagem indicará que houve movimentação de determinado número de grãos ativos de granulometria bem determinada.

As radiações de natureza corpuscular e eletromagnética emitidas pelos grãos de areia radioativa são captadas por um cintilador composto de cristal de NaI(Tl) e de uma fotomultiplicadora. Certos materiais, chamados comumente de fósforos, emitem luz quando absorvem radiação nuclear. Quando determinada radiação produz uma cintilação, grande parte da luz emitida é encaminhada ao fotocátodo de uma válvula fotomultiplicadora. Essa luz provoca a emissão de elétrons que serão em seguida multiplicados no interior da fotomultiplicadora. Os elétrons são recolhidos por um anodo, produzindo um pulso de corrente que dá origem a um pulso de voltagem na entrada de um pré-amplificador. Após a amplificação, o sinal passa por um discriminador de pulsos, que é o sistema destinado a selecionar e dar forma ao sinal para que o mesmo acione um contador eletrônico. Esses pulsos podem ser contados e registrados em forma de gráficos, ou através de leituras em intervalos de tempo.

Terminada a calibração, movimentaram-se adequadamente as comportas de montante e jusante para que a água escoasse lentamente pelo canal até atingir as condições de ensaio.

Para facilitar os cálculos e o desenvolvimento da experiência, classificou-se a areia radioativa injetada no canal em três categorias conforme especificado no quadro abaixo.

Características da Areia Radioativa

Categoria	Intervalo de Granulometria (microns)	Diâmetro Correspondente da Curva Granulométrica	Posição da Trincheira de Injeção
I – Areia Grossa	1410 – 1000	$d_{98} - d_{93}$	A_1
	1000 – 710	$d_{93} - d_{73}$	A
II – Areia Média	710 – 589	$d_{73} - d_{52}$	B_1
	589 – 420	$d_{52} - d_{19}$	B
III – Areia Fina	420 – 297	$d_{19} - d_4$	C_1
	297 – 210	$d_4 - d_1$	C

Os valores de d_m e d_{90} da areia do rio Santo Antônio são:

$$d_m = 580 \mu$$

$$d_{90} = 920 \mu$$

Mantendo-se constante a declividade do canal (0,0005 m/m) e as posições dos detetores sobre cada trincheira, realizaram-se ensaios com diferentes vazões e diferentes tempos de escoamento, para determinar as condições de início de arraste da areia do rio Santo Antônio.

Em cada ensaio mediram-se diretamente as alturas d'água com o auxílio das pontas limimétricas colocadas sobre o canal. Escolheram-se também, três seções ao longo do canal experimental para se medir a vazão sólida: a primeira, situada a doze metros à montante da caixa de amostragem, na posição correspondente à trincheira A₁; a segunda, a cinco metros da primeira, na posição jusante e na posição correspondente à trincheira C, e a terceira a cinco metros da segunda, na direção jusante. Anotaram-se periodicamente, os valores das alturas d'água, em cada seção para se constatar possíveis variações ocorridas durante os ensaios.

Abriam-se trincheiras no centro do canal para que os efeitos de borda e de radiação espalhada fossem evitados. Como medida complementar, colocaram-se colimadores de chumbo na extremidade sensível dos cintiladores, evitando-se a influência da radiação refletida nas paredes e no fundo do canal.

No formulismo matemático, chamou-se τ_{0c} a tensão crítica de início de arrastamento de um grão de areia, de diâmetro d , e τ_d a tensão tangencial que a coluna d'água exerce sobre esse grão.

CONDIÇÕES DA PRIMEIRA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 12 \text{ l/s}$,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Altura d'água no canal, em regime, $H = 5,12 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Largura útil no canal $L = 0,910 \text{ m}$,

Área da seção, $S = 4,6 \times 10^{-2} \text{ m}^2$,

Perímetro molhado, $P = 1,00 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) = $4,6 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) = $0,26 \text{ m/s}$,

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do leito, $K_s = 91$,

$$K_s = 0,5 R_H^{2/3} J^{1/2}$$

Coefficiente de rugosidade (de Strickler) do material de fundo $K_r = 86,3$,

$$K_r = \frac{26}{(d_{90})^{1/6}}$$

Temperatura da água no decorrer dos ensaios, 18°C ,

Viscosidade cinemática da água para $t = 18^{\circ}\text{C}$, $\nu = 1,07 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$,

Número de Reynolds do escoamento ($R_e = VH/\nu$) = $1,24 \cdot 10^6$.

As taxas de contagem provenientes da radioatividade dos grãos de areia permitem verificar que:

- toda a areia da categoria III havia sido deslocada das trincheiras C e C_1 ;
- pequena quantidade de areia da categoria II havia sido removida da trincheira B;
- nenhuma quantidade de areia da categoria I havia sido deslocada das trincheiras A e A_1 .

A partir destes dados foi possível escrever as relações abaixo.

SEDIMENTOS DA CATEGORIA I

$$d_{\max} = 1410 \mu, d_{\min} = 1000 \mu, \text{ trincheira } A_1$$

$$d_{\max} = d_{98}, d_{\min} = d_{93},$$

$$\tau_{1410} < \tau_o,$$

$$\tau_{1000} < \tau_o,$$

$$d_{\max} = 1000 \mu, d_{\min} = 710 \mu, \text{ trincheira } A$$

$$d_{\max} = d_{93}, d_{\min} = d_{73},$$

$$\tau_{1000} < \tau_o,$$

$$\tau_{710} < \tau_o.$$

SEDIMENTOS DA CATEGORIA II

$$d_{\max} = 710 \mu, d_{\min} = 589 \mu, \text{ trincheira } B_1$$

$$d_{\max} = d_{73}, d_{\min} = d_{52},$$

$$\tau_{710} < \tau_o,$$

$$\tau_{589} < \tau_o,$$

$$d_{\max} = 589 \mu, d_{\min} = 420 \mu, \text{ trincheira } B$$

$$d_{\max} = d_{52}, d_{\min} = d_{19},$$

$$\tau_{589} < \tau_o,$$

$$\tau_{420} > \tau_o.$$

SEDIMENTOS DA CATEGORIA III

$$d_{\max} = 420 \mu, d_{\min} = 297 \mu, \text{ trincheira } C_1$$

$$d_{\max} = d_{19}, d_{\min} = d_4,$$

$$\tau_{420} > \tau_o,$$

$$\tau_{297} > \tau_o,$$

$$d_{\max} = 297 \mu, d_{\min} = 210 \mu, \text{ trincheira C}$$

$$d_{\max} = d_4, d_{\min} = d_1,$$

$$\tau_{297} > \tau_o,$$

$$\tau_{210} > \tau_o,$$

Levando-se em conta que a perda total de energia do escoamento deve-se ao atrito com as margens, as irregularidades de fundo ("ripples", dunas, antidunas) e ao trabalho gasto para deslocar os grãos de areia, e seguindo-se a orientação de Quesnel⁽¹²⁾, calcula-se a inclinação J_e , da linha de energia pela equação:

$$J_e = J \left(\frac{Q_s}{Q} \right) \left(\frac{K_s}{K_r} \right)^{3,2},$$

onde

Q é a vazão líquida total,

Q_s é a vazão líquida que existiria se as paredes laterais fossem idênticas ao fundo do canal.

É difícil determinar a relação (Q_s/Q) . Nos casos de vazões entre 10 l/s a 30 l/s, este valor variou de 0,86 a 0,96, com erro relativo da ordem de 8%.

CONDIÇÕES DA SEGUNDA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 15$ l/s,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4}$ m/m,

Altura d'água no canal em regime $H = 6,05 \times 10^{-2}$ m,

Largura útil do canal $L = 0,895$ m,

Área da seção $S = 5,4 \times 10^{-2}$ m²,

Perímetro molhado $P = 1,02$ m,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) = $5,29 \times 10^{-2}$ m,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) = 0,28 m/s,

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do leito $K_s = 85,2$.

$K_s = 88,15$

$$K_s = Q/S.R_H^{2/3} . J^{1/2},$$

Coefficiente de rugosidade (de Strickler) do material de fundo $K_r = 86,3$,

$$K_r = \frac{26}{(d_{90})^{1/6}},$$

Inclinação da linha de energia $J_e = 4,61 \times 10^{-4}$ m/m,

$$J_e = J \left(\frac{Q_s}{Q} \right) \cdot \left(\frac{K_s}{K_r} \right)^{3/2}$$

Temperatura da água no decorrer dos ensaios = 20°C,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,01 \times 10^{-6}$ m²/s,

Número de Reynolds de escoamento ($R_e = VH/\nu$) = 1,66 x 10⁴.

As taxas de contagem registradas nos indicadores radioativos permitiram concluir que:

- Todos os grãos de areia da categoria III haviam sido removidos das trincheiras C e C₁.
- Também havia sido removida toda a areia da categoria II, pertencente ao intervalo granulométrico (420 – 589) μ , injetada na trincheira B.
- Quase toda a areia pertencente ao intervalo granulométrico (589 – 710) μ , da categoria II, injetada na trincheira B₁ permaneceu no ponto de injeção.
- Permaneceram nas trincheiras A e A₁ todos os grãos de areia radioativa pertencentes a categoria I.

Estes resultados permitiram escrever as relações:

SEDIMENTOS DA CATEGORIA I

$$d_{max} = 1410 \mu, \quad d_{min} = 1000 \mu, \quad \text{trincheira A}_1$$

$$d_{max} = d_{98}, \quad d_{min} = d_{93},$$

$$\tau_{1410} < \tau_o,$$

$$\tau_{1000} < \tau_o,$$

$$d_{max} = 1000 \mu, \quad d_{min} = 710 \mu, \quad \text{trincheira A}$$

$$d_{max} = d_{93}, \quad d_{min} = d_{73},$$

$$\tau_{1000} < \tau_o,$$

$$\tau_{710} < \tau_o.$$

SEDIMENTOS DA CATEGORIA II

$$d_{\max} = 710 \mu, \quad d_{\min} = 589 \mu, \quad \text{trincheira B}_1$$

$$d_{\max} = d_{73}, \quad d_{\min} = d_{52}$$

$$\tau_{710} \geq \tau_o$$

$$\tau_{589} > \tau_o$$

$$d_{\max} = 589 \mu, \quad d_{\min} = 420 \mu, \quad \text{trincheira B}$$

$$d_{\max} = d_{52}, \quad d_{\min} = d_{19}$$

$$\tau_{589} > \tau_o$$

$$\tau_{420} > \tau_o$$

SEDIMENTOS DA CATEGORIA III

$$d_{\max} = 420 \mu, \quad d_{\min} = 297 \mu, \quad \text{trincheira C}_1$$

$$d_{\max} = d_{19} \mu, \quad d_{\min} = d_4 \mu,$$

$$\tau_{420} > \tau_o$$

$$\tau_{297} > \tau_o$$

$$d_{\max} = 297 \mu, \quad d_{\min} = 210 \mu, \quad \text{trincheira C}$$

$$d_{\max} = d_4, \quad d_{\min} = d_1,$$

$$\tau_{297} > \tau_o$$

$$\tau_{210} > \tau_o$$

CONDIÇÕES DA TERCEIRA SÉRIE DE ENSAIOS

$$\text{Vazão líquida } Q = 18 \text{ l/s.}$$

$$\text{Declividade do canal } J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m,}$$

$$\text{Altura d'água do canal em regime } H = 8,4 \times 10^{-2} \text{ m,}$$

$$\text{Largura útil do canal } L = 0,895 \text{ m,}$$

$$\text{Área da seção } S = 7,5 \times 10^{-2} \text{ m}^2,$$

$$\text{Perímetro molhado } P = 1,06 \text{ m,}$$

$$\text{Raio hidráulico } (R_H = S/P) = 7,1 \times 10^{-2} \text{ m,}$$

$$\text{Velocidade média do escoamento } (V = Q/S) = 0,24 \text{ m/s,}$$

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do leito, $K_s = 63$

$$K_s = Q/S.R^{2/3}.J^{1/2},$$

Coefficiente de rugosidade (de Strickler) do material de fundo, $K_r = 86,3$

Inclinação da linha de energia $J_e = 4,56 \times 10^{-4}$ m/m,

Temperatura da água no decorrer dos ensaios $t = 20^\circ\text{C}$,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,01 \times 10^{-6}$ m²/s,

Número de Reynolds do escoamento $R_e (V/H/\nu) = 1,90 \times 10^4$.

As taxas de contagem registradas nos indicadores radioativos permitiram concluir que:

- Toda a areia das categorias III e II, haviam sido removidas das trincheiras C, C₁ e B, B₁, respectivamente.
- Somente pequena quantidade de areia injetada na trincheira A havia sido removida.
- A areia injetada na trincheira A₁, não sofreu deslocamento.

Estes resultados permitiram escrever, para a areia da categoria I, as seguintes relações:

$$d_{\max} = 1410 \mu, \quad d_{\min} = 1000 \mu, \quad \text{trincheira } A_1$$

$$d_{\max} = d_{98}, \quad d_{\min} = d_{93},$$

$$\tau_{1410} < \tau_o,$$

$$\tau_{1000} < \tau_o,$$

$$d_{\max} = 1000 \mu, \quad d_{\min} = 170 \mu, \quad \text{trincheira } A$$

$$d_{\max} = d_{93}, \quad d_{\min} = d_{73},$$

$$\tau_{1000} > \tau_o,$$

$$\tau_{710} > \tau_o,$$

CONDIÇÕES DA QUARTA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 21$ l/s,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4}$ m/m,

Altura d'água do canal em regime $H = 10,4 \times 10^{-2}$ m,

Largura útil do canal $L = 0,895$ m,

Área da seção $S = 9,3 \times 10^{-2}$ m²,

Perímetro molhado $P = 1,10 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) = $8,5 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) = $0,23 \text{ m/s}$,

$K_s = 52,2$

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do material de fundo $K_r = 86,3$,

Inclinação da linha de energia $J = 4,49 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Temperatura da água no decorrer dos ensaios $t = 20^\circ\text{C}$,

Viscosidade cinemática da água = $1,01 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$,

Número de Reynolds do escoamento $R_e (V H/\nu) = 2,3 \times 10^4$.

Nesta série de ensaios observou-se que:

- Cerca de 50% da areia injetada na trincheira A_1 , havia sofrido pequeno deslocamento;
- Toda a areia injetada na trincheira A , havia se deslocado;
- Todos os grãos de areia das categorias II e III, injetados nas trincheiras B , B_1 e C , C_1 , respectivamente, haviam sido movidos.

Assim, as desigualdades anteriores (no caso da areia da categoria I) passam a ser as seguintes:

$$d_{\max} = 1410 \mu, \quad d_{\min} = 1000 \mu, \quad \text{trincheira } A_1$$

$$\tau_{1410} \geq \tau_o,$$

$$\tau_{1000} \geq \tau_o.$$

A tensão de arrastamento, a partir da qual se detetou pequena vazão sólida foi $\tau = 0,225 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$, correspondente à vazão de 11 ℓ/s . Admitindo-se como pouco provável o fato deste transporte ser de importância para os grãos superiores a 297μ (cujo diâmetro correspondente da curva granulométrica é d_4), as desigualdades precedentes podem ser escritas como se segue:

$$\tau_{210} > 2,25 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$\tau_{297} > 2,25 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$\tau_{420} < 2,25 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$\tau_{420} > 2,56 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$\tau_{589} < 2,56 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$\tau_{589} > 3,02 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,$$

$$2,56 \times 10^{-3} < \tau_{420} < 2,25 \times 10^{-3},$$

$$3,02 \times 10^{-3} < \tau_{589} < 2,56 \times 10^{-3},$$

$$\begin{array}{l}
 \tau_{710} < 3,02 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{710} > 4,7 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1000} < 4,70 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1000} > 6,20 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1410} < 6,20 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1410} > 7,02 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{array}} \right\}
 \begin{array}{l}
 4,70 \times 10^{-3} < \tau_{710} < 3,02 \times 10^{-3}, \\
 6,20 \times 10^{-3} < \tau_{1000} < 4,70 \times 10^{-3}, \\
 7,02 \times 10^{-3} < \tau_{1410} < 6,20 \times 10^{-3}.
 \end{array}$$

Supondo-se que os valores de τ_o sejam pouco diferentes da média aritmética dos dois membros das desigualdades anteriores tem-se:

$$\begin{array}{l}
 \tau_{297} > 2,25 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{420} = 2,40 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{589} = 2,79 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{710} = 3,86 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1000} = 5,45 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \\
 \tau_{1410} = 6,61 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2,
 \end{array}$$

Calculou-se o coeficiente A da fórmula, $\tau_o = A(\gamma_1 - \gamma) d_m$, e o adimensional $\frac{d}{\delta} = \frac{\sqrt{gHI}}{11,6\nu} \cdot d_m$ levando-se em conta o diâmetro médio dos grãos arrastados.

Os resultados obtidos foram:

Q		
Q = 11 l/s,	A = 0,053,	$\frac{d}{\delta} = 0,26;$
Q = 12 l/s,	A = 0,040,	$\frac{d}{\delta} = 0,43;$
Q = 15 l/s,	A = 0,033,	$\frac{d}{\delta} = 0,067;$
Q = 18 l/s,	A = 0,032,	$\frac{d}{\delta} = 1,00;$
Q = 21 l/s,	A = 0,031,	$\frac{d}{\delta} = 1,53;$
Q = 22 l/s,	A = 0,032,	$\frac{d}{\delta} = 2,50;$

Estes valores mostraram boa concordância quando comparados com os que foram apresentados na figura 39 (Gráfico de Shields, em cujas ordenadas logarítmicas tem-se o valor de A e nas abcissas, também logarítmicas, o valor $\frac{d}{\delta}$).

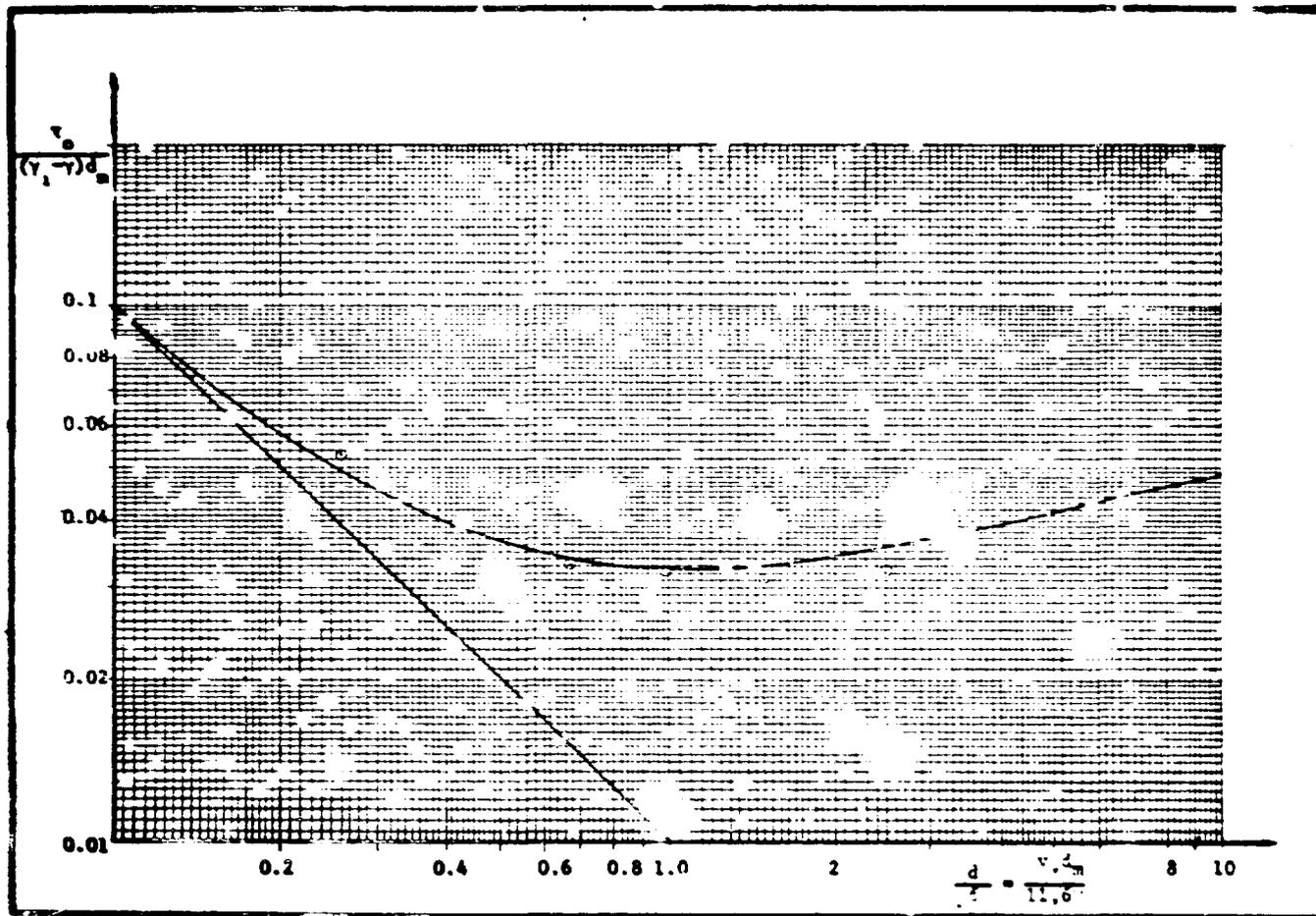


Figura 39 – Distribuição dos Pontos Experimentais em Relação ao Diagrama de Schields.

VIII.2 – Hipótese Utilizada no Cálculo da Vazão Sólida Parcial

Para o cálculo da vazão sólida consideram-se:

τ_d – a distribuição da tensão de arrastamento em uma seção transversal média do canal;

τ_o – a tensão de início de arraste dos grãos com diâmetros compreendidos entre d_o e d_1 ;

n – percentagem em peso dos grãos de granulometria $d_o - d_1$, isto é, grãos cujos diâmetros estão compreendidos entre os valores d_o e d_1 . n é determinado a partir da curva granulométrica.

Admitindo-se o leito formado apenas por grãos de diâmetros pertencentes ao intervalo $d_o - d_1$, a vazão sólida total é representada pela equação:

$$q = \int_{x=0}^{\ell} K(\tau_d - \tau_o)^{3/2} . dx$$

onde ℓ representa a largura do leito no ponto onde τ_d é maior que τ_o . Como n é a percentagem em peso do intervalo granulométrico considerado, pode-se escrever a equação:

$$q_{d_o - d_1} = n \int_0^{\ell} K(\tau_d - \tau_o)^{3/2} . dx$$

Procedendo-se de maneira análoga para cada intervalo de granulometria $d_1 - d_2$, $d_2 - d_3 \dots d_{n-1} - d_n$, pode-se cobrir toda a curva granulométrica da areia estudada. A vazão sólida total de arraste será igual à soma das vazões sólidas parciais.

$$Q_s = \Sigma q_s.$$

VIII.3 – Comparação com Resultados Obtidos pelas Medidas Diretas Convencionais

Para verificarmos se eram coerentes as vazões parciais de arraste, calculadas com auxílio dos valores experimentais de τ_o e as determinadas em laboratório por processo de separação granulométrica e pesagem, procedemos da seguinte maneira:

Com vazão líquida de 21 l/s e declividade de 0,0005 m/m, a vazão sólida média total da areia retida na caixa de coleta de amostras foi de 1641,12 gramas/hora x metro. As vazões sólidas parciais registradas e os intervalos granulométricos correspondentes estão representados na tabela VIII-1.

A seguir, admitindo-se que a vazão sólida parcial relativa a cada intervalo granulométrico fosse igual ao correspondente valor experimental apresentado na tabela VIII-1, calcularam-se os valores de τ_o , A e $\frac{d}{\delta}$ para cada categoria de grão. Os resultados foram apresentados na tabela VIII-2.

Colocando-se os valores de A e $\frac{d}{\delta}$ em gráfico de Shields os pontos correspondentes ficam acima da curva, mostrando claramente que houve movimentação dos grãos de areia. Comparando-se os valores calculados e experimentais de τ_o , observou-se que em qualquer intervalo granulométrico estudado os primeiros são superiores aos segundos. Na tabela VIII-3, apresentamos a diferença percentual, para cada fração granulométrica considerada.

Tabela VIII.1

Vazão Sólida Obtida por Medidas Diretas Convencionais

Diâmetro (microns)	Vazão Sólida (g/h x m)	Porcentagem em Pêso dos Grãos Arrastados
1000 < d < 1410	16,74	1,0%
710 < d < 1000	385,93	22,0%
589 < d < 710	384,36	23,0%
420 < d < 589	666,24	39,7%
297 < d < 420	125,82	8,4%
210 < d < 297	57,06	4,2%
149 < d < 210	4,98	1,7%
TOTAL	1641,12	100,0%

Tabela VIII.2

Valores Calculados de τ_o , A e $\frac{d}{\delta}$ Considerando-se os Valores Experimentais de Vazão Sólida

d(cm)	τ_o (g/cm ²)	d_m (cm)	$A = \frac{\tau_o}{(\gamma_1 - \gamma)d_m}$	$\frac{d}{\delta} = \frac{\sqrt{gHi'd_m}}{11,6\nu}$
$10,00 \times 10^{-2} < d < 14,10 \times 10^{-2}$	$9,22 \times 10^{-3}$	$12,05 \times 10^{-2}$	0,045	2,90
$7,10 \times 10^{-2} < d < 10,00 \times 10^{-2}$	$7,03 \times 10^{-3}$	$8,55 \times 10^{-2}$	0,048	1,80
$5,89 \times 10^{-2} < d < 7,10 \times 10^{-2}$	$5,24 \times 10^{-3}$	$6,50 \times 10^{-2}$	0,049	1,30
$4,20 \times 10^{-2} < d < 5,89 \times 10^{-2}$	$4,17 \times 10^{-3}$	$5,04 \times 10^{-2}$	0,050	0,80
$2,97 \times 10^{-2} < d < 4,20 \times 10^{-2}$	$3,09 \times 10^{-3}$	$3,59 \times 10^{-2}$	0,053	0,52
$2,10 \times 10^{-2} < d < 2,97 \times 10^{-2}$	$2,90 \times 10^{-3}$	$2,54 \times 10^{-2}$	0,068	0,30
$1,49 \times 10^{-2} < d < 2,10 \times 10^{-2}$	$2,12 \times 10^{-3}$	$1,80 \times 10^{-2}$	0,072	0,20

Tabela VIII.3

Comparação entre os Valores de τ_o Obtidos por Cálculo e Experimentalmente

d(cm)	τ_o (g/cm ²) Calculado	τ_o (g/cm ²) Experimental	Diferença Percentual
$10,00 \times 10^{-2} < d < 14,10 \times 10^{-2}$	$9,22 \times 10^{-3}$	$6,61 \times 10^{-3}$	39,5%
$7,10 \times 10^{-2} < d < 10,00 \times 10^{-2}$	$7,03 \times 10^{-3}$	$5,45 \times 10^{-3}$	30,8%
$5,89 \times 10^{-2} < d < 7,10 \times 10^{-2}$	$5,24 \times 10^{-3}$	$3,86 \times 10^{-3}$	35,7%
$4,20 \times 10^{-2} < d < 5,89 \times 10^{-2}$	$4,17 \times 10^{-3}$	$2,79 \times 10^{-3}$	48,0%
$2,97 \times 10^{-2} < d < 4,20 \times 10^{-2}$	$3,09 \times 10^{-3}$	$2,40 \times 10^{-3}$	28,7%
$2,10 \times 10^{-2} < d < 2,97 \times 10^{-2}$	$2,90 \times 10^{-3}$	$2,25 \times 10^{-3}$	28,3%
$1,49 \times 10^{-2} < d < 2,10 \times 10^{-2}$	$2,42 \times 10^{-3}$	—	—

Em outro tipo de estudo comparativo consideraram-se corretos os valores experimentais de τ_{c0} , e para cada fração granulométrica calcularam-se as vazões sólidas de arraste, admitindo-se vazão líquida de 18 l/s e canal com declividade de 0,0005 m/m. Os valores das vazões sólidas parciais, calculados e medidos diretamente estão representados na tabela VIII-4.

Tabela VIII.4

Comparação entre os Valores da Vazão Sólida Obtidos por Cálculo e Experimentalmente

Intervalo Granulométrico d(cm)	Vazão Sólida Medida Gramas/Hora	Vazão Sólida Calculada Gramas/Hora
$10,00 \times 10^{-2} < d < 14,10 \times 10^{-2}$	0,60	0,10
$7,10 \times 10^{-2} < d < 10,00 \times 10^{-2}$	40,45	60,30
$5,89 \times 10^{-2} < d < 7,10 \times 10^{-2}$	133,14	138,37
$4,20 \times 10^{-2} < d < 5,89 \times 10^{-2}$	215,56	226,70
$2,97 \times 10^{-2} < d < 4,20 \times 10^{-2}$	149,48	168,41
$2,10 \times 10^{-2} < d < 2,97 \times 10^{-2}$	49,20	58,46
$1,49 \times 10^{-2} < d < 2,10 \times 10^{-2}$	24,62	30,99
TOTAL	622,05	683,33

Os resultados mostraram que existem alguns desvios locais mas as vazões sólidas globais, calculada e medida diferem de aproximadamente 10%. Esta pequena diferença, a nosso ver, era suficiente para justificar o prosseguimento dos trabalhos "in situ" medindo-se diretamente a vazão sólida de arraste nos cursos d'água com a tecnologia desenvolvida.

CAPÍTULO IX

COMPORTAMENTO DA AREIA NATURAL E DO VIDRO MOÍDO

IX.1 – Considerações Iniciais

Utilizam-se freqüentemente partículas de vidro nas investigações do comportamento da areia e do silte. Por serem diferentes as angularidades, arredondamentos e esfericidades dos grãos de areia e de vidro, embora pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico e tendo o mesmo peso específico, as condições de início de arraste e o subsequente deslocamento ao longo do leito poderiam ser diferentes.

Programaram-se ensaios de laboratório para estudar o comportamento dos dois tipos de grãos mantendo-se em cada série de ensaios as mesmas condições físicas e hidráulicas.

No mesmo canal cavaram-se trincheiras, separadas entre si pela distância de um metro. Injetaram-se em cada trincheira, alternadamente, grãos de areia e de vidro. O peso específico dos

grãos de vidro era de $2,653 \text{ g/cm}^3$, diferindo em apenas $0,2'$ do valor do peso específico da areia utilizada nos ensaios

IX.2 – Dados Experimentais

Analogamente, como descrito no capítulo anterior, dividiu-se a curva granulométrica do vidro em diferentes frações. Irradiou-se cada fração separadamente para se obter a mesma atividade específica final.

Injetaram-se em cada trincheira, alternadamente grãos de areia e de vidro. Em cada duas trincheiras seguidas colocaram-se grãos pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico.

Analogamente, como descrito no capítulo anterior, posicionaram-se detectores de radiação sob cada trincheira e realizaram-se as calibrações necessárias.

Mantendo-se aproximadamente as mesmas condições experimentais dos ensaios realizados com os grãos de areia natural realizaram-se novas séries de ensaios de determinação das condições iniciais de arrastamento dos grãos de areia e de vidro, de mesmo peso específico e granulométrico.

CONDIÇÕES DA PRIMEIRA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 12 \text{ l/s}$,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Altura d'água no canal em regime $H = 5,25 \cdot 10^{-2} \text{ m}$,

Largura útil no canal $L = 0,895 \text{ m}$,

Área da seção $S = 4,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$,

Perímetro molhado $P = 1,00 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) $= 4,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) $= 0,25 \text{ m/s}$,

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do leito $K_s = 89,6$,

$$K_s = Q/S \cdot R_H \cdot J^{1/2},$$

Coefficiente de rugosidade (de Strickler) do material de fundo $K_r = 86,3$,

$$K_r = \frac{26}{(d_{90})^{1/6}},$$

Temperatura da água no decorrer do ensaio $t = 20^\circ\text{C}$,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,01 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$,

Número de Reynolds do escoamento $R_g = (VH/\nu) = 1,32 \cdot 10^4$.

Os resultados obtidos com esta primeira série de ensaios permitiram estabelecer que:

- a) os grãos de vidro pertencentes à fração granulométrica (210 – 297) μ foram os primeiros a serem movimentados, dando início ao arraste;
- b) houve uma defasagem média de 20 minutos entre a movimentação dos grãos de areia e de vidro, pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico;
- c) não houve movimentação de grãos com diâmetro superior a 297 μ .

A segunda série de ensaios, obedeceu as condições abaixo especificadas:

CONDIÇÕES DA SEGUNDA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 15 \text{ l/s}$,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Altura d'água no canal, em regime, $H = 6,80 \cdot 10^{-2} \text{ m}$,

Largura útil do canal $L = 0,895 \text{ m}$,

Área da seção $S = 6,1 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$,

Perímetro molhado $P = 1,03 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) $= 5,9 \cdot 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) $= 0,24 \text{ m/s}$,

Coefficiente global de rugosidade (de Strickler) do leito $K_s = 85,2$,

Coefficiente de rugosidade (de Strickler) do material de fundo $K_r = 86,3$,

Temperatura da água no decorrer dos ensaios $= 18^\circ\text{C}$,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,07 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$,

Número de Reynolds do escoamento $R_e = (VH/\nu) = 1,59 \times 10^4$.

Nesta série de ensaios observou-se que:

- a) grãos de areia e de vidro, pertencentes ao intervalo granulométrico (297 – 420) μ deslocaram-se de sua posição inicial;
- b) os grãos de areia iniciaram seu movimento, em média, 16 minutos após o início do movimento dos grãos de vidro;
- c) grãos de areia e de vidro, pertencentes ao intervalo granulométrico (420 – 589) μ também sofreram deslocamento;
- d) os grãos de vidro movimentaram-se cerca de 10 minutos antes dos grãos de areia pertencentes ao mesmo intervalo granulométrico.

Em uma terceira série de ensaios utilizaram-se novas condições,

CONDIÇÕES DA TERCEIRA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 18 \text{ l/s}$,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Altura da água no canal em regime $H = 8,4 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Largura útil do canal $L = 0,895 \text{ m}$,

Área da seção $S = 7,5 \times 10^{-2} \text{ m}^2$,

Perímetro molhado $P = 1,06 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) $= 7,1 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) $= 0,24 \text{ m/s}$,

Coefficiente global de rugosidade do leito $K_s = 82,5$,

Coefficiente de rugosidade do material de fundo $K_r = 86,3$,

Temperatura da água $= 19^\circ\text{C}$,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,04 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$,

Número de Reynolds do escoamento $R_e = (VH/\nu) = 2,1 \times 10^4$.

A análise dos resultados mostrou que os grãos de vidro pertencentes ao intervalo granulométrico (589 – 740) μ iniciaram sua movimentação cerca de 5 minutos antes dos grãos de areia de igual granulometria

CONDIÇÕES DA QUARTA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 21 \text{ l/s}$,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$,

Altura d'água no canal em regime $H = 10,6 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Largura útil do canal $L = 0,895 \text{ m}$,

Área da seção $S = 9,3 \times 10^{-2} \text{ m}^2$,

Perímetro molhado $P = 1,10 \text{ m}$,

Raio hidráulico ($R_H = S/P$) $= 8,5 \times 10^{-2} \text{ m}$,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) $= 0,23 \text{ m/s}$,

Coefficiente global de rugosidade do leito $K_s = 81,3$,

Coeficiente de rugosidade do material de fundo $K_r = 85,7$,

Temperatura da água = 20°C,

Viscosidade cinemática da água $\nu = 1,01 \times 10^{-6}$ m/s,

Número de Reynolds do escoamento $R_e = (VH/\nu) = 2,2 \times 10^{-4}$.

Na quarta série de ensaios observou-se que os grãos de vidro pertencentes ao intervalo granulométrico (710 – 1000) μ movimentaram-se cerca de 5 minutos antes dos grãos de areia de mesma granulometria.

CONDIÇÕES DA QUINTA SÉRIE DE ENSAIOS

Vazão líquida $Q = 22$ l/s,

Declividade do canal $J = 5 \times 10^{-5}$ m/m,

Altura d'água no canal em regime $H = 11,2 \times 10^{-2}$ m,

Largura útil do canal $L = 0,895$ m,

Área da seção $S = 9,8 \times 10^{-2}$ m²,

Perímetro molhado $P = 1,12$ m,

Radio hidráulico ($R_H = S/P$) = 9,0 $\times 10^{-2}$ m,

Velocidade média do escoamento ($V = Q/S$) = 0,23 m/s,

Coeficiente global de rugosidade do leito $K_s = 80,8$,

Coeficiente de rugosidade do material de fundo, $K_r = 86,3$,

Temperatura da água = 20°C,

Velocidade cinemática da água $\nu = 1,01 \times 10^{-6}$ m²/s,

Número de Reynolds do escoamento $R_e = (VH/\nu) = 2,3 \times 10^{-4}$.

Sob estas condições, observou-se que os grãos de vidro pertencentes ao intervalo granulométrico (1000 – 1410) μ começaram a ser arrastados cerca de 5 minutos antes dos grãos de areia de igual granulometria.

Levando-se em conta que, em todas as séries de ensaios realizadas, os grãos de vidro pertencentes ao intervalo granulométrico (210 – 1410) μ iniciaram sua movimentação antes dos grãos de areia de igual granulometria, programaram-se novos ensaios para verificar o comportamento do transporte sólido destes dois materiais, em observações realizadas a curto e a longo prazo.

Inicialmente utilizou-se o método de integração no espaço para medir o transporte sólido de grãos de areia e vidro moído e estudar seu comportamento em função do tempo de escoamento.

Vimos que uma partícula deslocando-se em fundo móvel, geralmente alterna períodos de movimento com períodos de repouso em que ela permanece parada entre outras partículas ou

então abaixo delas. Frequentemente os períodos de repouso são maiores do que aqueles em que a partícula se movimenta.

Comparando-se os valores das velocidades médias de ambos os tipos de traçadores pode-se analisar seu comportamento. Lembramos que só faz sentido falar em velocidade média de deslocamento de uma partícula quando esta velocidade for definida em relação a um intervalo de tempo suficientemente grande.

Quando se consideram várias partículas em movimento, isto é, uma nuvem de partículas, as velocidades médias de caminharmento de grãos que têm o mesmo diâmetro e forma tenderão a ser uniformes à medida que o intervalo de observação se torne cada vez maior.

A vazão sólida é calculada multiplicando-se o valor da velocidade média de caminharmento dos grãos pela seção média do fundo onde se processa o movimento de arraste. Em aplicação prática do método de integração no espaço, determinou-se a concentração dos traçadores de areia e de vidro em diversas seções a jusante da de lançamento, em diferentes intervalos de tempo. Sendo D a distância da seção de lançamento à seção onde se mede a concentração dos traçadores radioativos e $t = t_1 = t_2 \dots = t_n$ os tempos (contados a partir do lançamento) em que foram efetuadas as medidas, obteve-se a função

$$C_i = f(D,t),$$

representada na figura 40, onde se compara a dispersão dos dois traçadores ao longo do canal. As leituras das concentrações obtidas com o canal funcionando com uma vazão de 18 l/s, durante duas (2) horas, são comparadas com as obtidas quando o tempo de escoamento é aumentado para quatro (4) horas. As leituras obtidas com um escoamento de duas (2) horas mostram que as concentrações de vidro são ligeiramente superiores às concentrações de areia e que este comportamento se mantém ao longo do canal. As leituras obtidas com o escoamento de quatro (4) horas mostram que nos primeiros três (3) metros, a partir da seção de lançamento, as concentrações de vidro são superiores às concentrações de areia, mantendo-se depois concordantes. A espessura média de vidro, removida da faixa de injeção, foi aproximadamente 2,4 cm durante quatro (4) horas de escoamento. No caso da areia, observou-se uma remoção de 2,1 cm. Pareceu-nos que a quantidade de traçador que deixou a seção de lançamento estava correlacionada com a configuração do leito (plano, dunas ou antidunas). Observou-se também, na série de ensaios de quatro (4) horas de escoamento, que as dunas formadas mantinham um aspecto praticamente uniforme.

Malgrado as irregularidades observadas em relação a distribuição longitudinal dos traçadores de vidro e de areia, obtiveram-se velocidades de propagação do centro de gravidade das nuvens ativas bastante regulares (figura 41). A velocidade do centro de gravidade de cada distribuição calculada entre duas detecções consecutivas, pode ser diferente da velocidade média correspondente a uma série de ensaios. Torna-se necessário multiplicar as detecções para obter-se um número suficientemente grande de pontos que possam ser considerados representativos.

Para o cálculo da vazão sólida resta apenas definir a seção média do material de fundo onde se verifica o deslocamento dos grãos ou, o que é o mesmo, a espessura média da camada móvel. Determinou-se esta espessura utilizando-se dois diferentes métodos:

a) Determinação direta recolhendo-se amostras intactas do fundo, em diferentes pontos, e medindo-se a atividade em camadas de diversas profundidades. Considerou-se a espessura média da camada em movimento como sendo a média dos resultados obtidos em várias amostragens.

b) Medindo-se a atenuação da radiação gama emitida pelos grãos depositados nas trincheiras de injeção. O material radioativo foi colocado em trincheiras que tinham profundidades superiores a

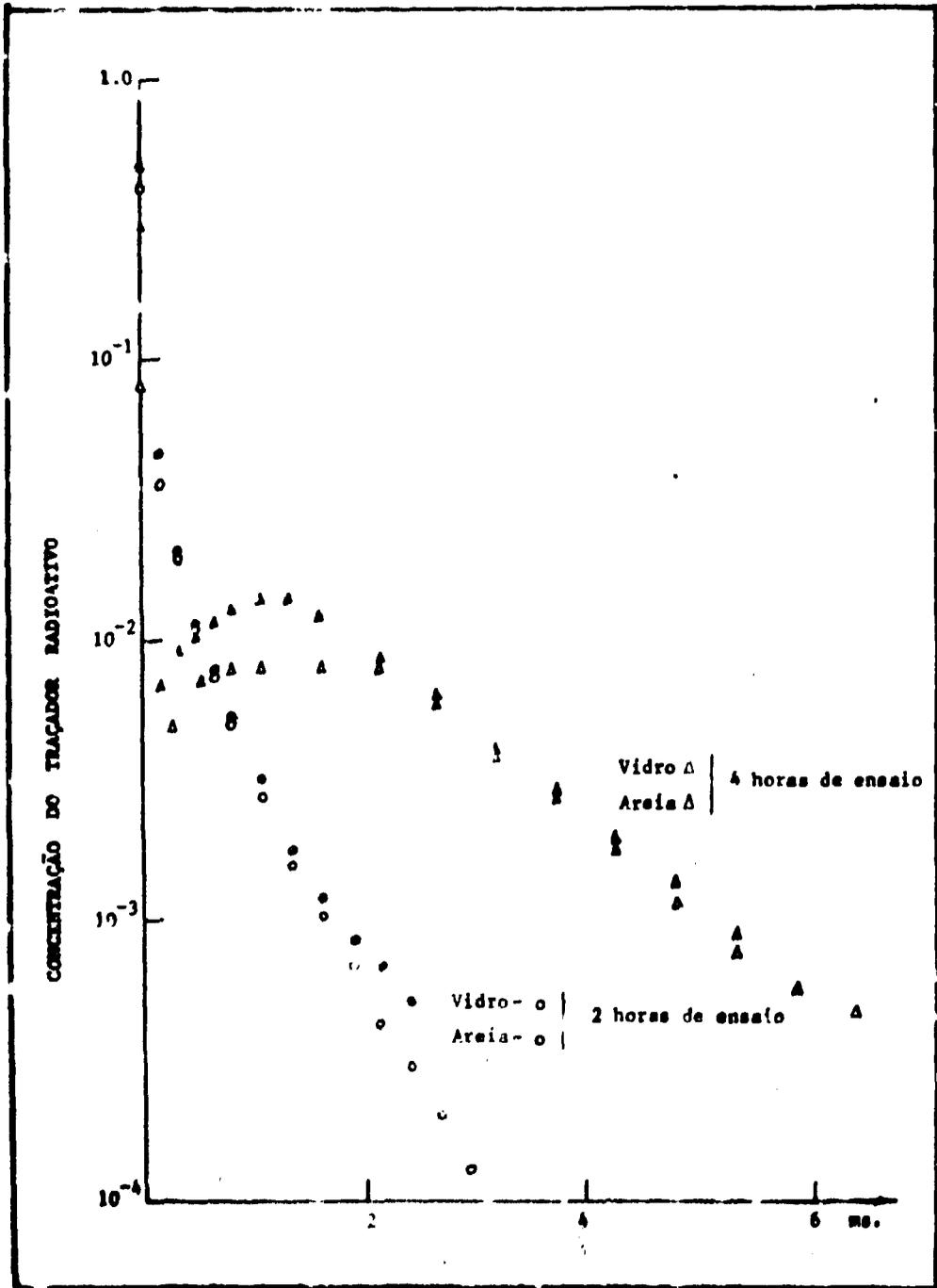


Figura 40 – Variação em Função do Tempo de Ensaio, das Concentrações de Vidro e Areia, ao Longo do Canal Experimental.

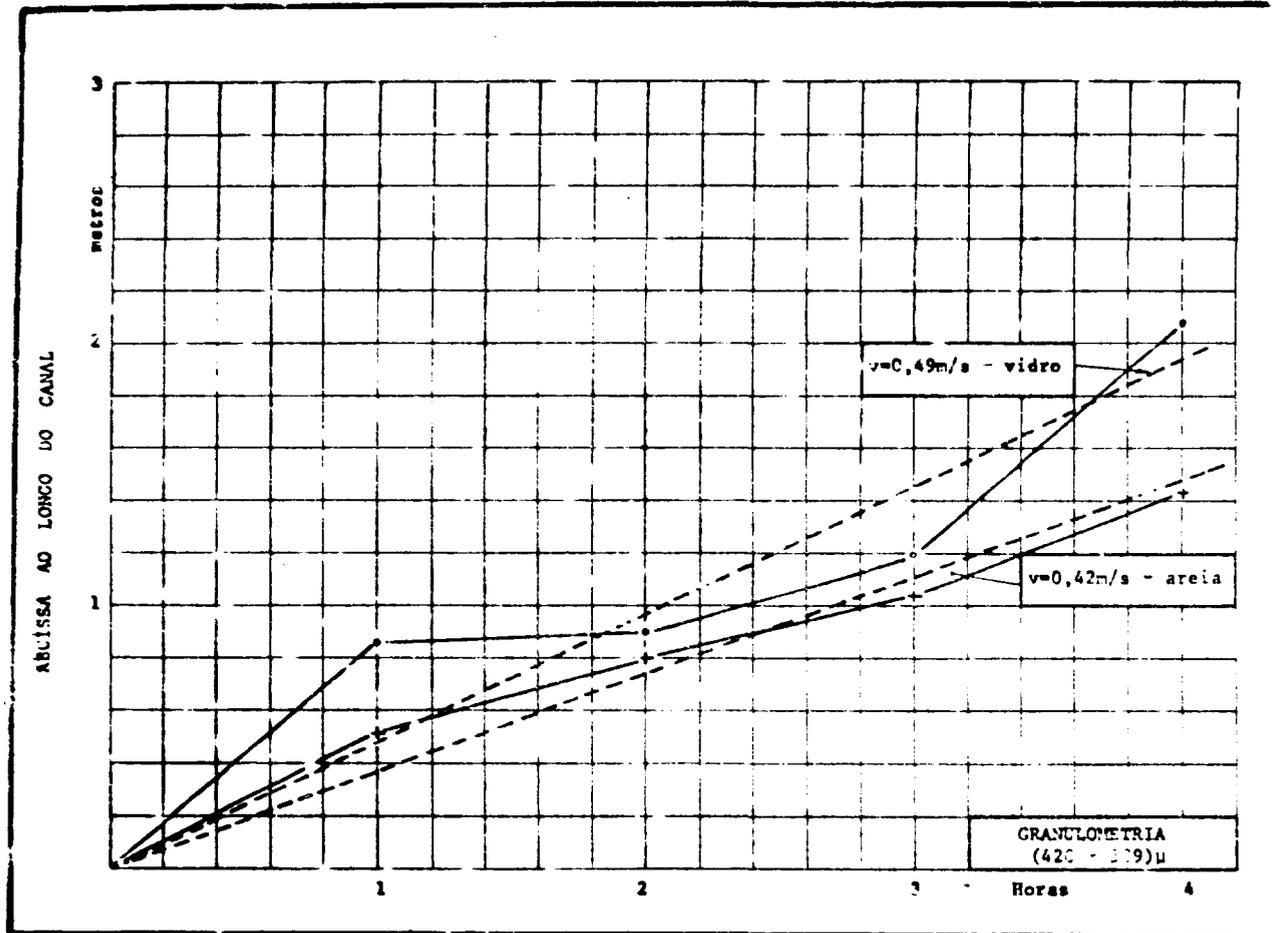


Figura 41 – Velocidade de Deslocamento do Centro de Gravidade das Nuvens Ativas.

espessura da camada em movimento. Conhecendo-se a espessura x da camada radioativa depositada na trincheira, antes de iniciar o escoamento, determinou-se a taxa de contagem. Depois do ensaio, nas mesmas condições geométricas de medida, determinou-se a nova taxa de contagem. Lembrando-se que a atenuação da radiação gama obedece a uma lei do tipo

$$I = I_0 e^{-ux}$$

pôde-se avaliar a espessura x_1 da camada de areia que foi removida e a espessura x_2 da camada que permaneceu na trincheira.

A escolha do método mais conveniente para determinar a espessura da camada em movimento é problema delicado, pois ambos exigem análises cuidadosas para evitar imprecisão de medida. Os resultados obtidos com ambas técnicas são mostrados na tabela IX.1.

Tabela IX.1

Medida de Espessura da Camada Móvel de Areia e Vidro

Tempo de Escoamento	Transporte Sólido com	Camada Móvel Média (mm)			
		Areia (a)	Vidro (a)	Areia (b)	Vidro (b)
4 h.	leito plano	13,7	15,3	13,6	14,9
5 h.	leito plano	14,5	14,9	13,3	16,0
4 h.	dunas	21,0	24,2	22,9	25,6
5 h.	dunas	23,3	29,7	26,3	31,3

Alguns resultados de vazão sólida parcial obtidos com o método de integração no espaço, em ensaios de curta e média duração são apresentados na tabela IX.2.

Tabela IX.2

Medida do Transporte Sólido dos Grãos de Areia e de Vidro em Função do Tempo de Escoamento – Vazão Líquida 21 l/s.

Tempo de Escoamento	Intervalo Granulométrico	Vidro Radioativo	Areia Radioativa
minutos	microns	grama/hora x metro	grama/hora x metro
30	420 < d < 589	584	356
60	420 < d < 589	627	391
90	420 < d < 589	635	417
120	420 < d < 589	619	440
150	420 < d < 589	642	473
180	420 < d < 589	653	517
210	420 < d < 589	662	619
240	420 < d < 589	657	602
270	589 < d < 710	396	354
300	589 < d < 710	368	327

Para verificarmos a reprodutibilidade do comportamento da areia natural e dos grãos de vidro, em relação ao arraste de fundo, realizamos novos ensaios utilizando nesta série o método de integração no tempo.

Analogamente, injetaram-se quantidades conhecidas de grãos de vidro e de areia, e determinaram-se as curvas de variação das concentrações médias com o tempo. A figura 42 mostra a curva $C_m = f(t)$ para grãos de vidro e de areia, em seções situadas 1,5 metros à jusante da de lançamento. A escala das concentrações é logarítmica e a dos tempos, linear. Tomaram-se cuidados para que, no decurso das medições de concentrações, as vazões líquidas e sólidas não sofressem modificações.

Chamando

Q_{sm} – a vazão sólida de material marcado,

Q_s – a vazão sólida total,

C_m – a concentração de material marcado,

a quantidade de traçador que passa na seção de medição, entre dois instantes sucessivos t e $t + dt$, é:

$$Q_{sm}(t).dt = Q_s.C_m.dt.$$

Integrando-se em relação ao tempo, temos,

$$P_m = \int Q_{sm}(t).dt = Q_s \int C_m.dt,$$

$$Q_s = \frac{P_m}{\int C_m.dt}.$$

onde P_m é o peso total do material lançado, quando Q_{sm} e Q_s forem expressos em peso por unidade de tempo.

A integral só terá valor diferente de zero no intervalo em que a concentração não se anular.

Na prática, calcula-se a vazão sólida utilizando-se a equação:

$$Q_{sm} = \frac{P_m}{A}$$

onde A é a área limitada pela curva $C = f(t)$, quando representada em escalas lineares nos eixos das abcissas e das ordenadas.

A figura 43 permite comparar o comportamento dos grãos de areia e de vidro. Obteve-se a velocidade das partículas marcadas estudando-se numerosas curvas de concentrações (a velocidade é inversamente proporcional à área limitada pela curva $C_m = f(t)$). A integração das concentrações, a partir do instante zero até 5 horas de escoamento, mostrou que o traçador de vidro caminhou mais rapidamente que o de areia, e que a diferença entre ambos é da ordem de 15% a saber:

Velocidade média do traçador de vidro $v_v = 0,49$ m/h,

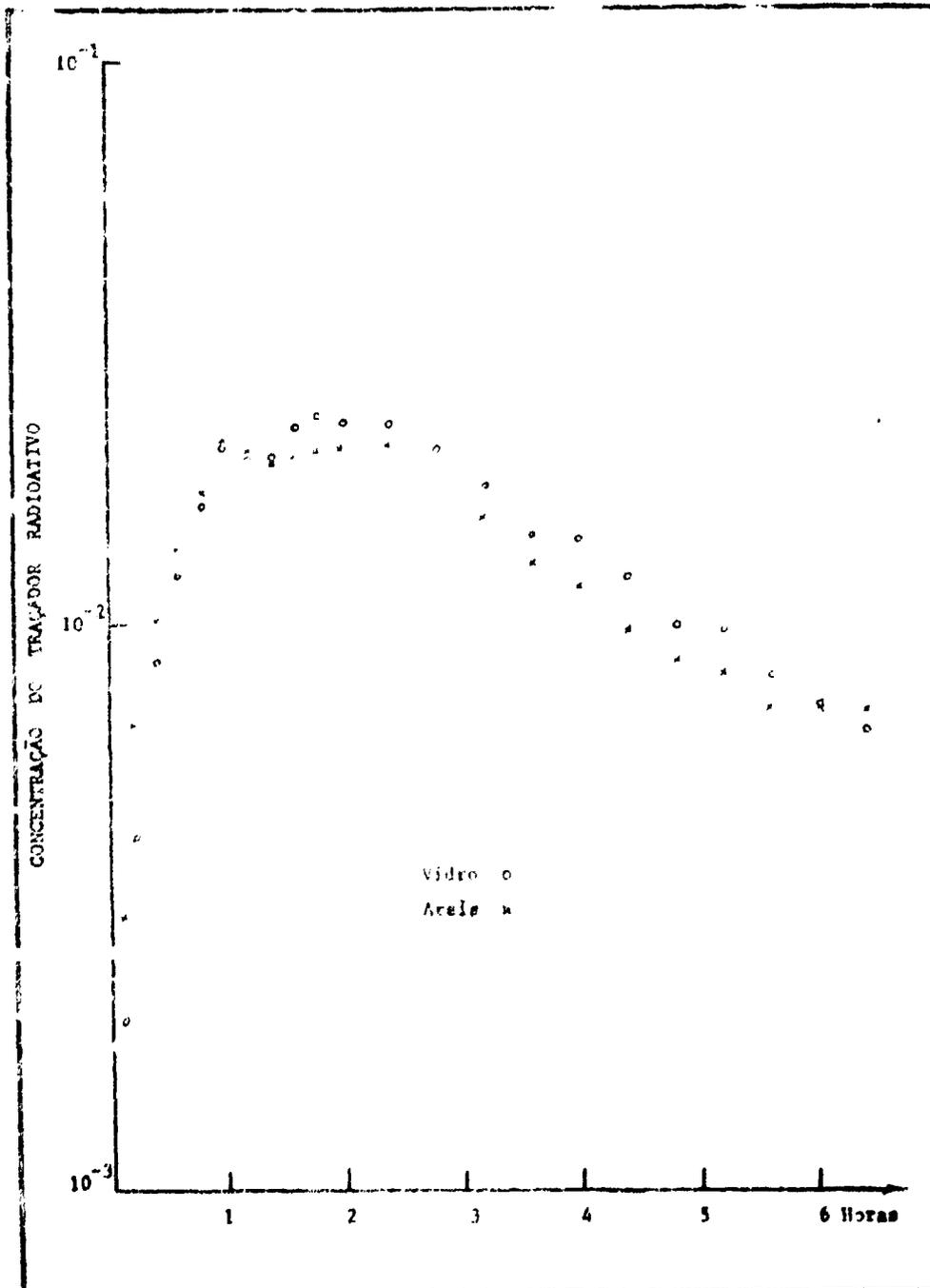


Figura 42 – Variação em Função do Tempo, das Concentrações de Areia e Vidro. Granulometria (589 – 710) μ

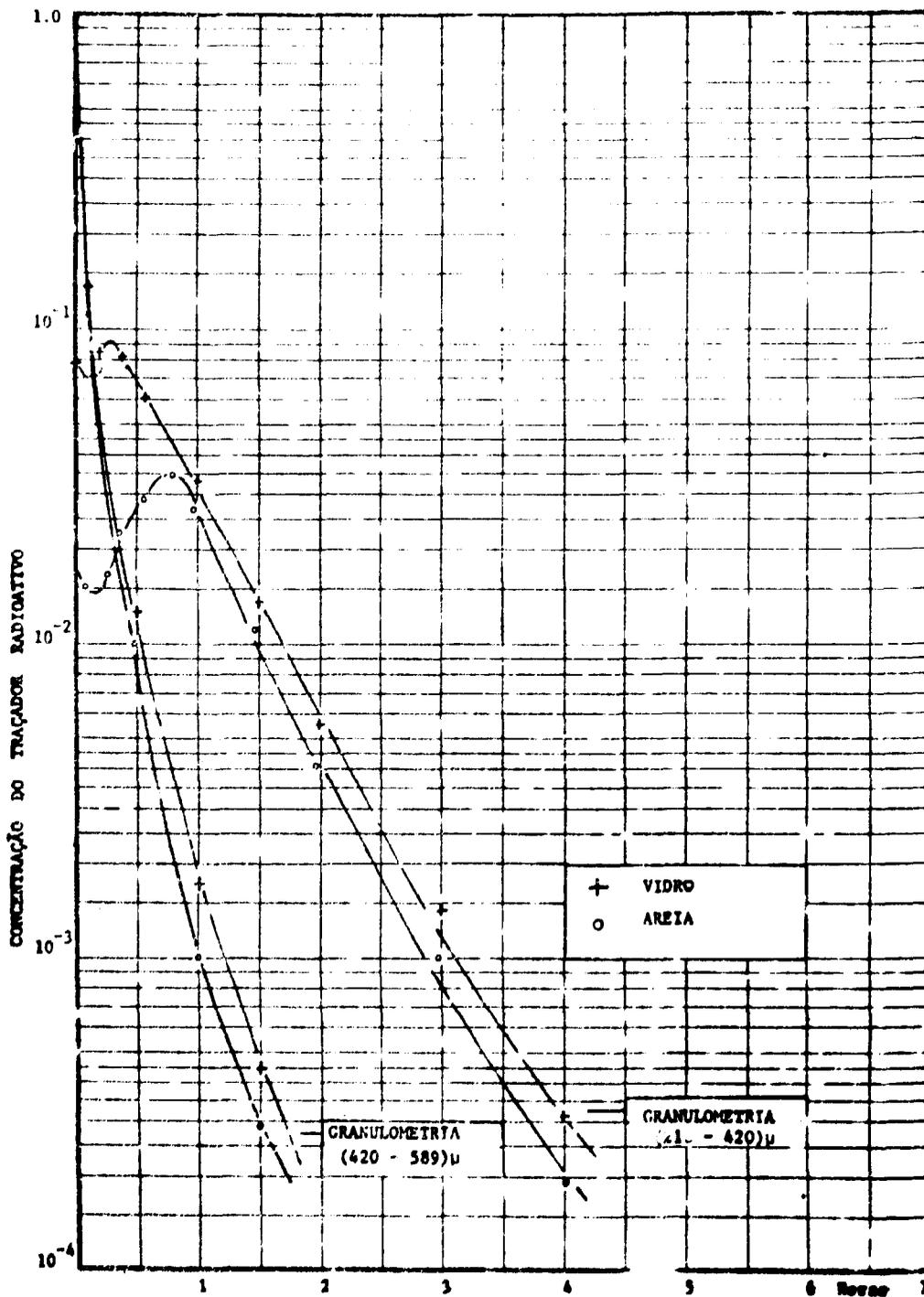


Figura 43 – Variação em Função do Tempo das Concentrações de Areia e Vidro, ao Longo do Canal Experimental.

Velocidade média do traçador de areia $v_a = 0,42$ m/h.

A pequena diferença de velocidade observada entre os dois traçadores nos ensaios realizados com o método de integração no tempo e o da integração no espaço não parece ser proveniente unicamente de pequenas alterações das condições de escoamento entre duas partes do canal e aos desvios médios dos perfis das dunas que ocorrem em um tempo experimental muito curto. Como a ordem de grandeza destes valores se manteve em um grande número de ensaios, é de se supor que as diferentes angularidades, esfericidade e arredondamento dos grãos de vidro e de areia exercem influência no mecanismo de movimentação desses sedimentos.

Alguns resultados relativos à medição de vazão sólida, pelo método de integração no tempo, em ensaios de curta e média duração são apresentados na tabela IX.3.

Tabela IX.3

Medida do Transporte Sólido dos Grãos de Areia e de Vidro
em Função do Tempo de Escoamento – Vazão Líquida 21 l/s

Tempo de Escoamento	Intervalo Granulométrico	Vidro Radioativo	Areia Radioativa
minutos	microns	grama/hora x metro	grama/hora x metro
30	420 < d < 589	501	324
30	589 < d < 710	313	119
60	420 < d < 589	569	388
60	589 < d < 710	323	149
90	420 < d < 589	577	411
90	589 < d < 710	342	178
120	420 < d < 589	598	432
120	589 < d < 710	393	279
270	420 < d < 589	647	602
270	589 < d < 710	388	354
300	420 < d < 589	622	617
300	589 < d < 710	374	323

CAPÍTULO X

MEDIÇÕES NO RIO PIRAJUSSARA

X.1 – Considerações Iniciais

O rio Pirajussara é formado pela junção do Ribeirão Pirajussara com o Ribeirão Poá e o Córrego Joaquim Cachoeira, todos eles tendo suas nascentes no município de Embu. Seu leito é bem encaixado em vales, possuindo características de um rio maduro, com percurso de 15,3 km sendo que aproximadamente 2 km encontram-se canalizados.

O rio entra na grande São Paulo pela sua região sudeste e vai desaguar no rio Pinheiros, no bairro Butantã – Cidade Universitária. Sua bacia hidrográfica tem uma superfície de 71,50 km², englobando parte do município de Embu, Taboão da Serra e sudeste de São Paulo. O trecho canalizado compreendido entre a Avenida Corifeu de Azevedo Marques e o rio Pinheiros, suporta vazões líquidas superiores a 100 m³/s. Este valor foi adotado levando-se em conta que, depois de urbanizada a bacia do rio, o tempo de concentração das águas será pequeno e por isto chuvas de pequena duração mas de grande intensidade poderiam provocar enchentes e inundações em uma região muito povoada.

A bacia conta com um bom sistema de drenagem, formado pelos numerosos córregos que desaguam no rio (figura 44), sendo larga nas cabeceiras e adelgando-se na direção do rio Pinheiros.

Vários motivos levaram-nos a escolher o rio Pirajussara para testar a sensibilidade e a reprodutibilidade das técnicas radioisotópicas em medições de vazão sólida:

- a) O grande assoreamento que está se verificando na região da foz;
- b) Facilidade para estudo e acesso às margens com a canalização do rio
- c) Importância do rio no caso de inundações;
- d) Proximidade do Instituto de Energia Atômica.

Somente agora as medidas de vazão líquidas estão merecendo atenção dos órgãos competentes. A vazão ordinária do rio Pirajussara é pouco inferior a 1,0 m³/s mas durante os trabalhos práticos, por ocasião de pequenas chuvas de primavera, registraram-se vazões da ordem de 12 m³/s. As medidas de vazão líquida foram realizadas nas seções 1 e 2 (figura 45), aplicando-se técnicas radioisotópicas (método da contagem total).

X.2 – Imersão dos Sedimentos Radioativos

Projetaram-se dois dispositivos diferentes para injetar os sedimentos radioativos no leito e impedir o transporte em suspensão que provocaria uma dispersão inconveniente dos grãos marcados.

Em alguns casos, colocou-se a areia radioativa molhada (1,5 kg) no interior de pequeno saco plástico e dobrou-se a extremidade aberta. A seguir depositou-se este saco em um recipiente de chumbo contendo uma face móvel, como mostra a figura 46. Ao chegar ao fundo do rio, por controle a distância, abre-se a face móvel do recipiente de chumbo. Sem o apoio de uma parede, a extremidade do saco plástico abre-se sozinha e a areia deposita-se suavemente sobre o leito do rio.

A figura 47 mostra um outro tipo de injetor, mais elaborado. Colocou-se a areia radioativa em uma ampola de vidro de baixa resistência mecânica ao impacto. Fixou-se a ampola em uma estrutura metálica contendo na extremidade inferior um lastro de chumbo (figura 47 (a)). Ao tocar o fundo do rio, por meio de controle à distância, desacopla-se o lastro de chumbo da estrutura metálica (figura 47 (b)). Sob a ação do seu próprio peso, a parte que contém a ampola de vidro gira de 180 graus (figura 47 (c)). Ao chocar-se com o leito do rio, uma haste cônica comprime a ampola de vidro que, sob a ação do impacto se estilhaça depositando a areia contida em seu interior (figura 47 (d)).

Realizaram-se várias imersões de areia marcada de diversos intervalos granulométricos, permitindo medições de vazão sólida parcial no trecho compreendido entre o Posto de Informações da Cidade Universitária e a foz do Rio Pirajussara.

X.3 – Detecção dos Sedimentos Radioativos

Mediram-se, diretamente sobre o fundo, os grãos marcados com ⁵¹Cr, utilizando-se as técnicas de detecção estática e dinâmica.

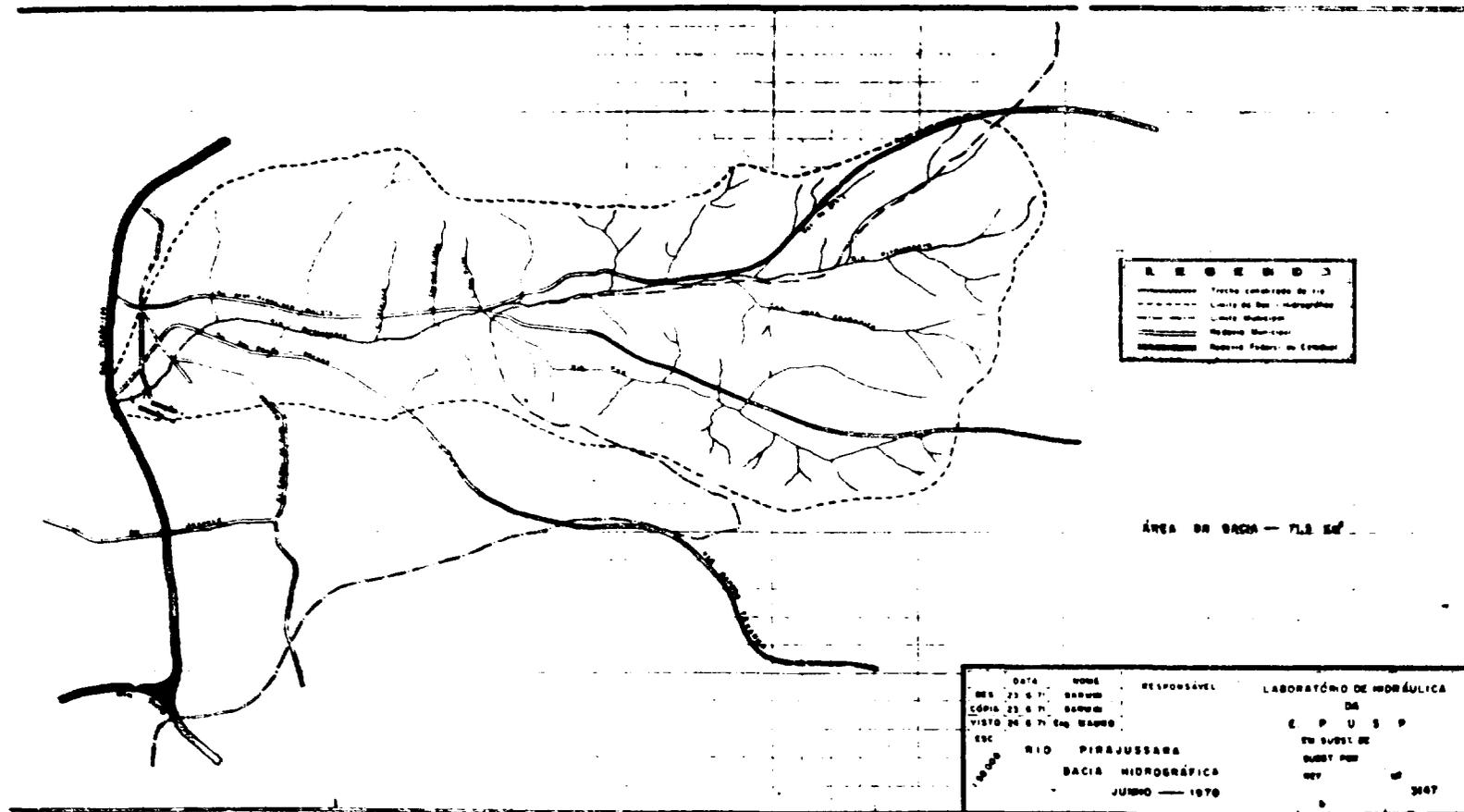


Figura 44 — Bacia Hidrográfica do Rio Pirajussara.

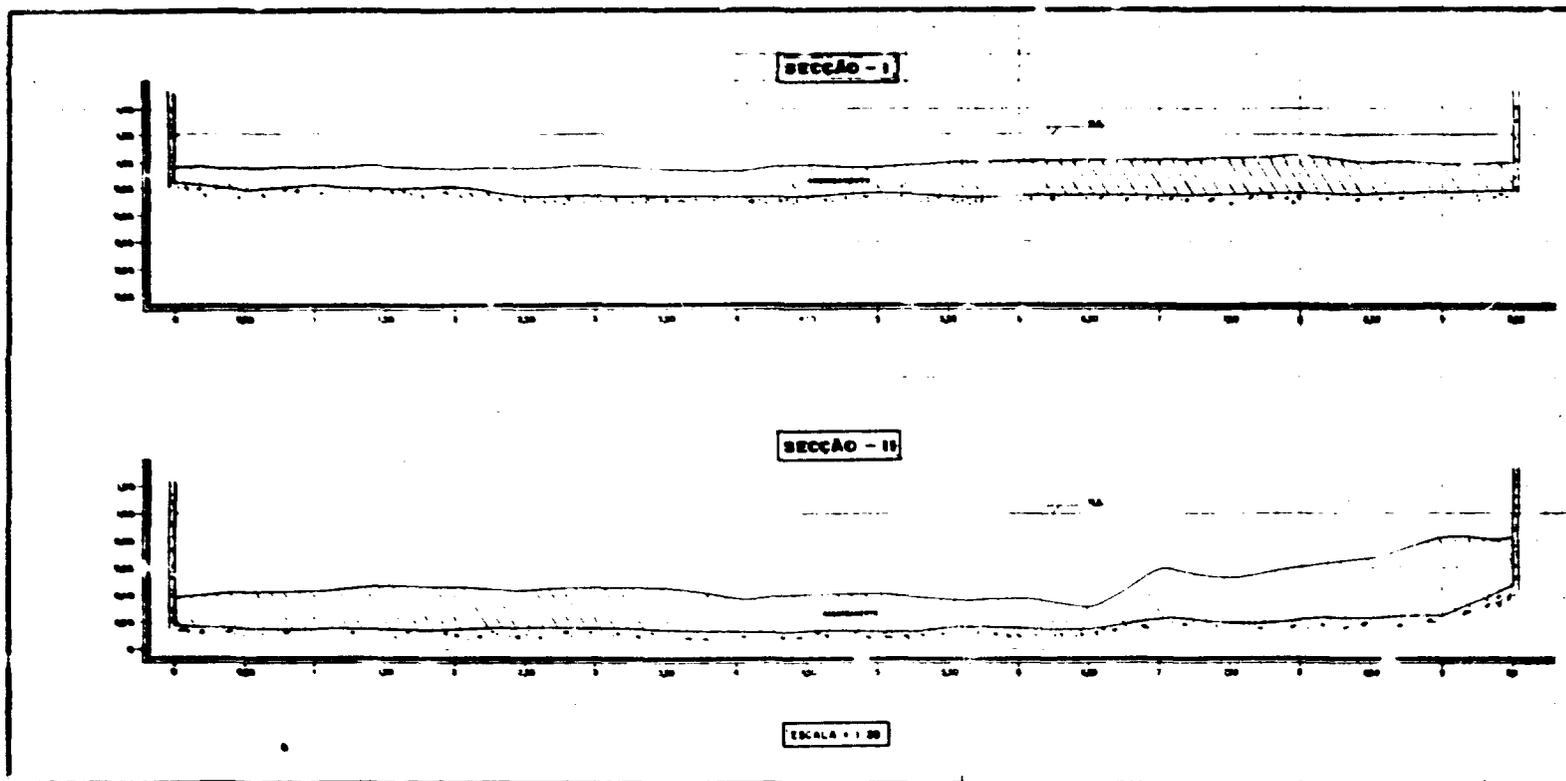


Figura 45 – Seções onde Foram Realizadas as Medições de Vazão Líquidas.

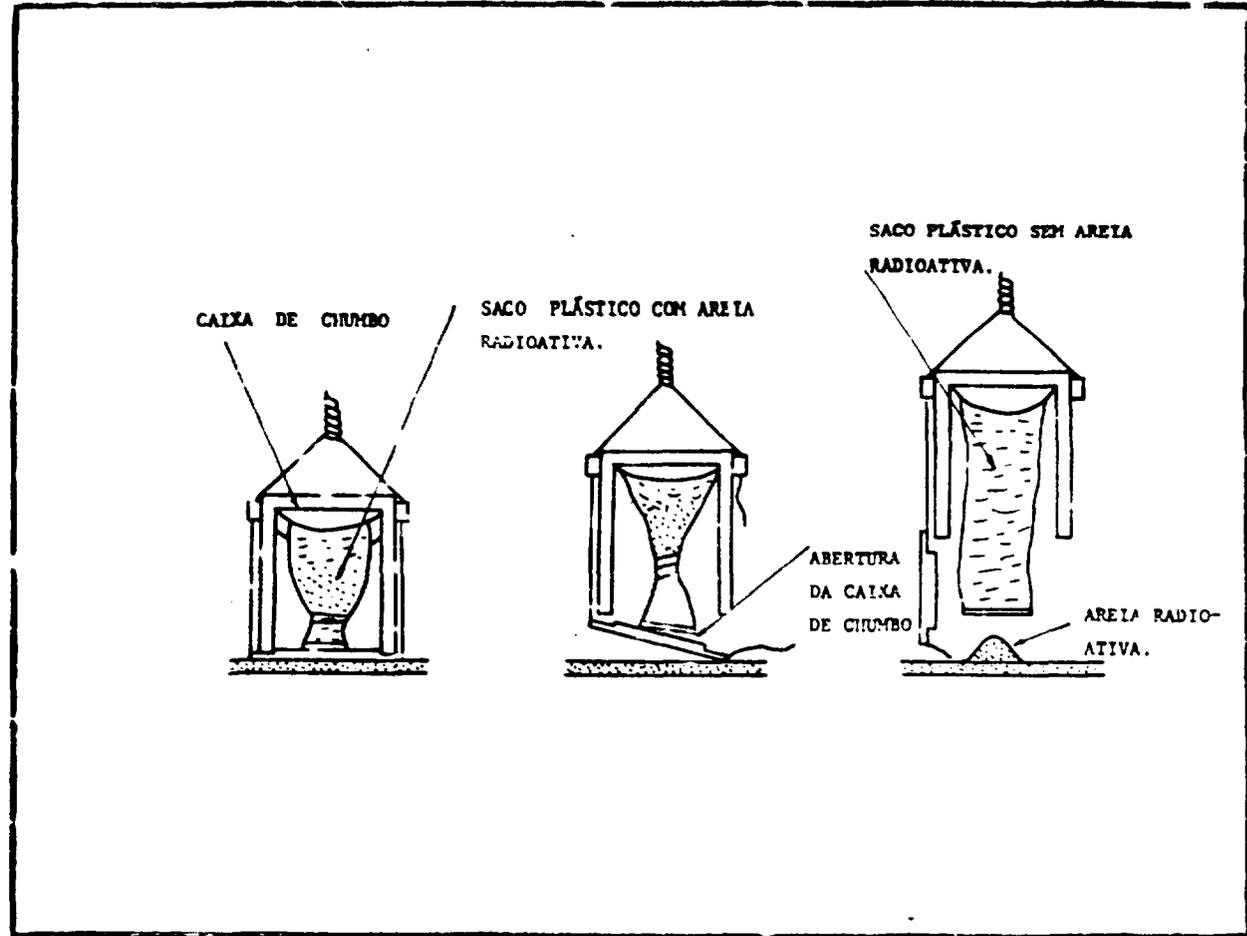


Figura 46 – Dispositivo para Injetar Areia Radioativa.

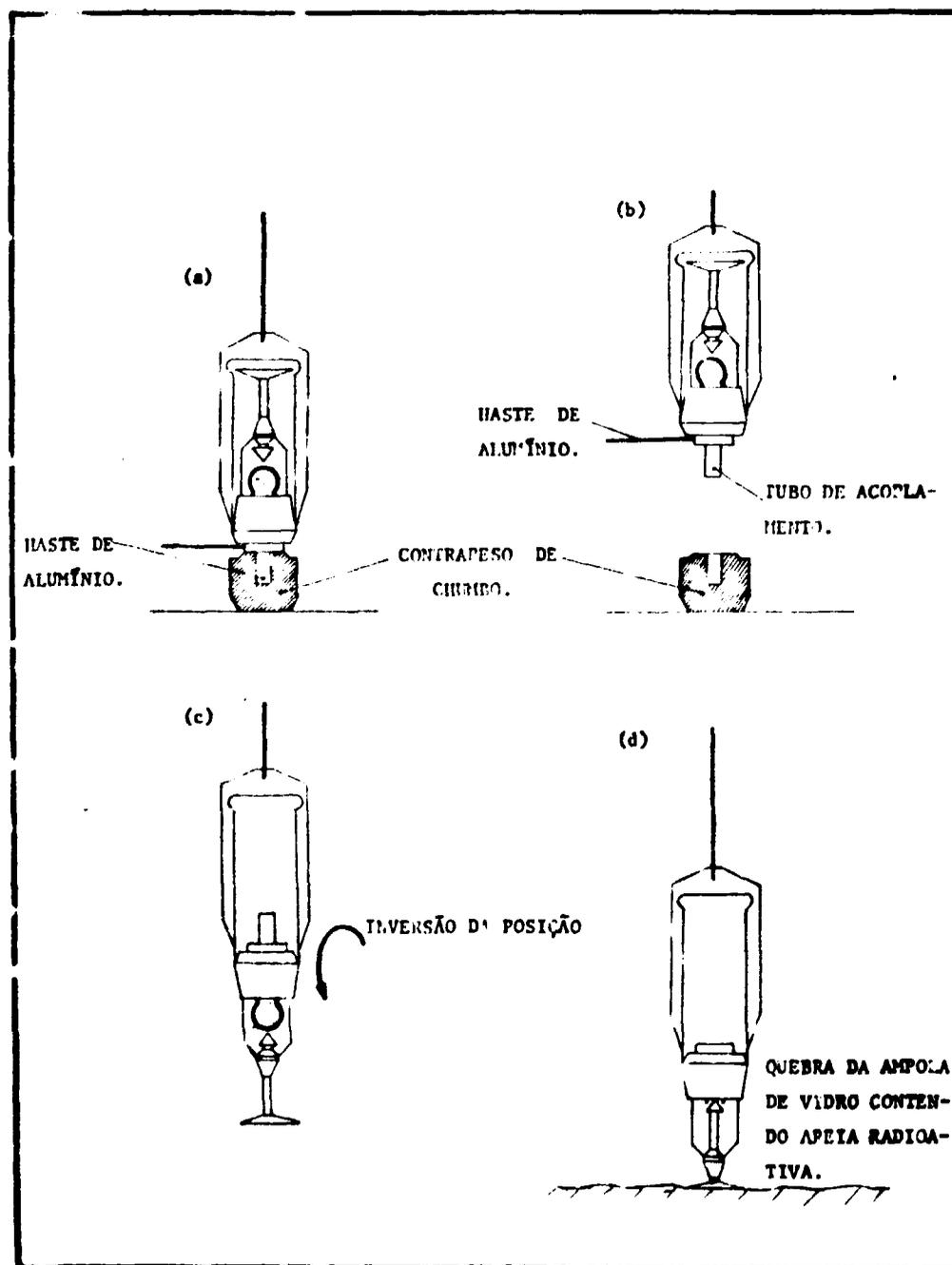


Figura 47 – Dispositivo para Injetar Areia Radioativa

Em detecção estática, utilizou-se o método de integração no tempo medindo-se as concentrações médias de sedimentos radioativos a 200 metros da seção de injeção. Utilizaram-se três (3) detectores de cintilação fixos, um no meio e um em cada margem do rio. Comprovou-se que no período de ensaio a vazão líquida permaneceu constante. As curvas de variação com o tempo, da concentração média de sedimentos radioativos pertencentes ao intervalo granulométrico (420 - 589) μ são mostradas nas figuras 48 e 49. Para se estabelecer a concentração média foi necessário medi-la nos três (3) diferentes pontos da seção de amostragem e calcular a média correspondente. Duzentos metros à jusante da seção de lançamento foram suficientes para que houvesse uma mistura perfeita dos grãos marcados com os não marcados garantindo que as concentrações medidas correspondessem em média à situação de equilíbrio. A distância mínima a partir da qual se dá esta mistura, perfeita, depende em geral das condições em que se faz o lançamento dos grãos radioativos, das características do escoamento e das características do fundo. No capítulo III estudaram-se as condições de mistura homogênea e verificou-se que a condição necessária e suficiente para uma mistura ser perfeita é que $f \cdot C \cdot dt$ seja constante em qualquer ponto da seção de amostragem. Utilizando-se três detectores de cintilação, um em cada margem e outro no centro do escoamento, pode-se comprovar, a menos dos erros experimentais, a constância da integral.

Em detecção dinâmica, utilizou-se um trenó (figura 50) que foi arrastado junto ao fundo, contendo no seu interior uma sonda composta de dois detectores de cintilação e amplificadores de pulsos. As concentrações médias foram avaliadas medindo-se a atividade das diferentes zonas do leito por onde se movimentava o trenó e comparando-a com a atividade de amostras padrões previamente preparadas com concentrações conhecidas. Analisando-se curvas de atividade, semelhantes as que são apresentadas na figura 51, é possível acompanhar o deslocamento dos grãos marcados partindo da seção de lançamento até a seção de amostragem.

X.4 – Medições de Vazão Líquida

Mediu-se a vazão líquida do rio Pirajussara durante o período dos ensaios, aplicando-se técnicas radioisotópicas.

Utilizou-se o método da contagem total, sendo introduzido no escoamento, em cada ensaio, pequena atividade de ^{137}Cs (entre 10 mCi e 50 mCi). A eficiência deste método depende de dois fatores essenciais:

1 – O escoamento deve ser turbulento. A mistura do traçador radioativo com o fluido a ser medido será tanto melhor quanto mais turbulento for o escoamento entre o ponto de lançamento da solução e o ponto de medição ou de coleta de amostras. Desta forma, o método radioativo tem como vantagem aquilo que para os métodos clássicos constitui um obstáculo: a agitação do escoamento.

2 – Após o lançamento da solução radioativa deve-se obter boa homogeneização lateral antes da seção de medida ou de coleta de amostras. Existem fórmulas que possibilitem avaliar qual é a distância de homogeneização. O mecanismo da mistura da solução radioativa, bem como o da propagação da onda gerada, dependem muito das condições locais. O percurso necessário para a boa mistura será tanto menor quanto mais turbulento for o movimento das águas.

O método da contagem total ou de integração é antigo, mas foi adaptado por Hull⁽⁷⁾ para ser utilizado com traçadores radioativos. O método baseia-se na comparação entre uma quantidade definida de um traçador radioativo injetado no escoamento e a atividade presente no escoamento após ter havido completa homogeneização lateral.

Injetou-se o radioisótopo nas águas do rio Pirajussara e mediu-se o pulso de traçador com uma sonda detetora (cintilador) que registrou o número total de desintegrações produzidas durante a passagem de toda a onda radioativa pela estação de medição. A contagem total registrada é inversamente proporcional a vazão, por depender diretamente do tempo em que a atividade injetada leva para passar pelo detetor.

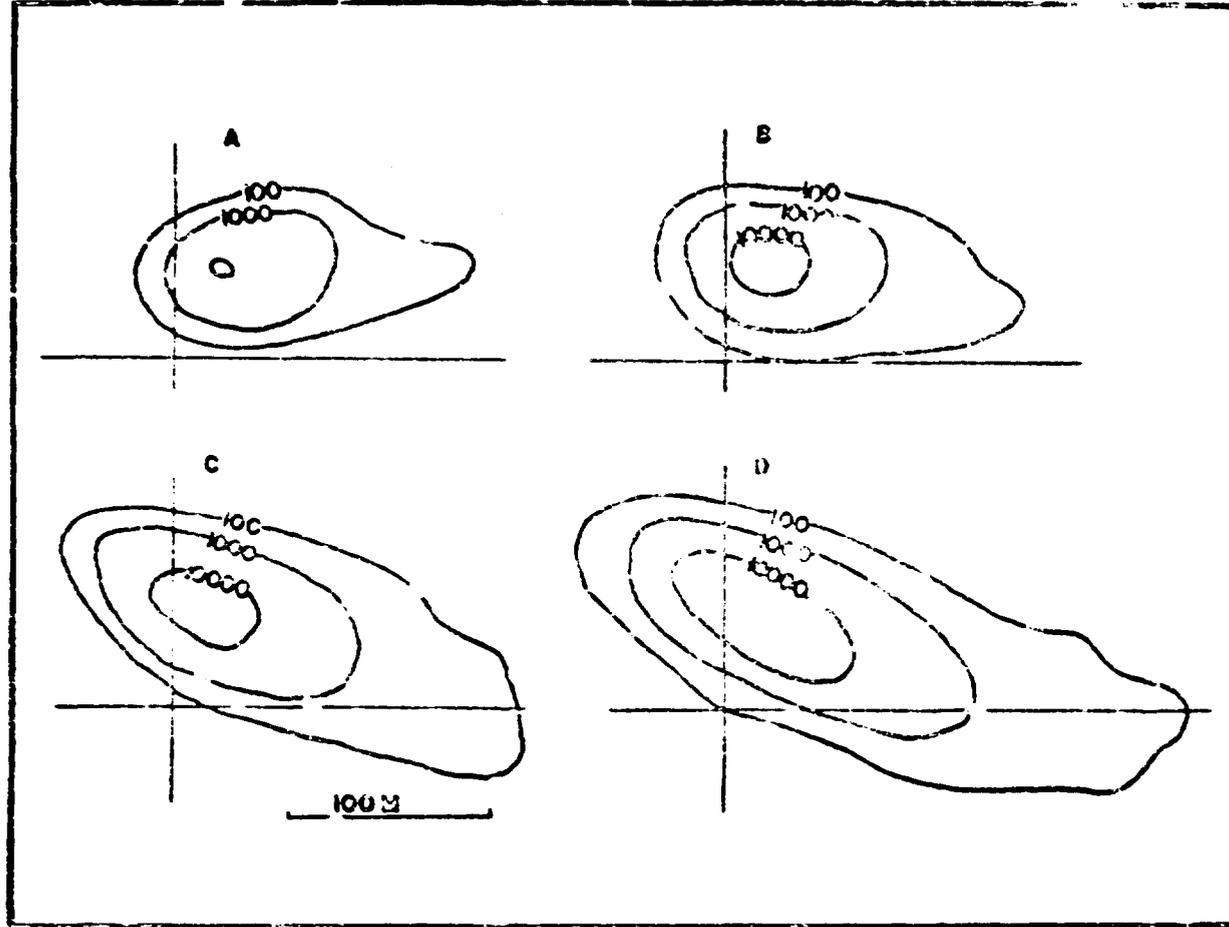


Figura 48 – Propagação da Nuvem de Sedimentos Radioativos, Representada pelas Curvas de Isoatividades. Intervalo Granulométrico (420 – 589) μ

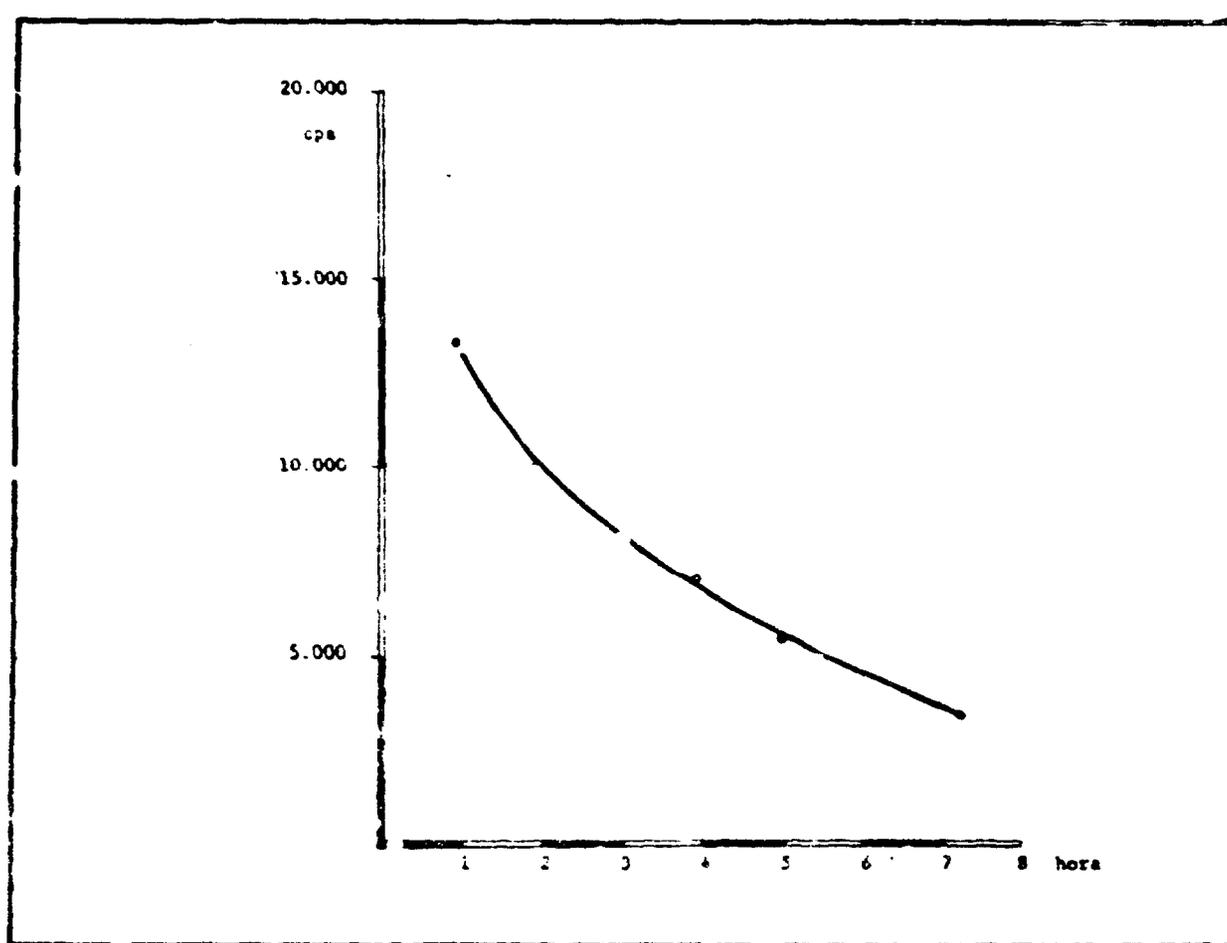


Figura 49 – Variação da Concentração de Sedimentos Radioativos, em Função do Tempo, Obtida a Partir das Curvas de Isoatividades.

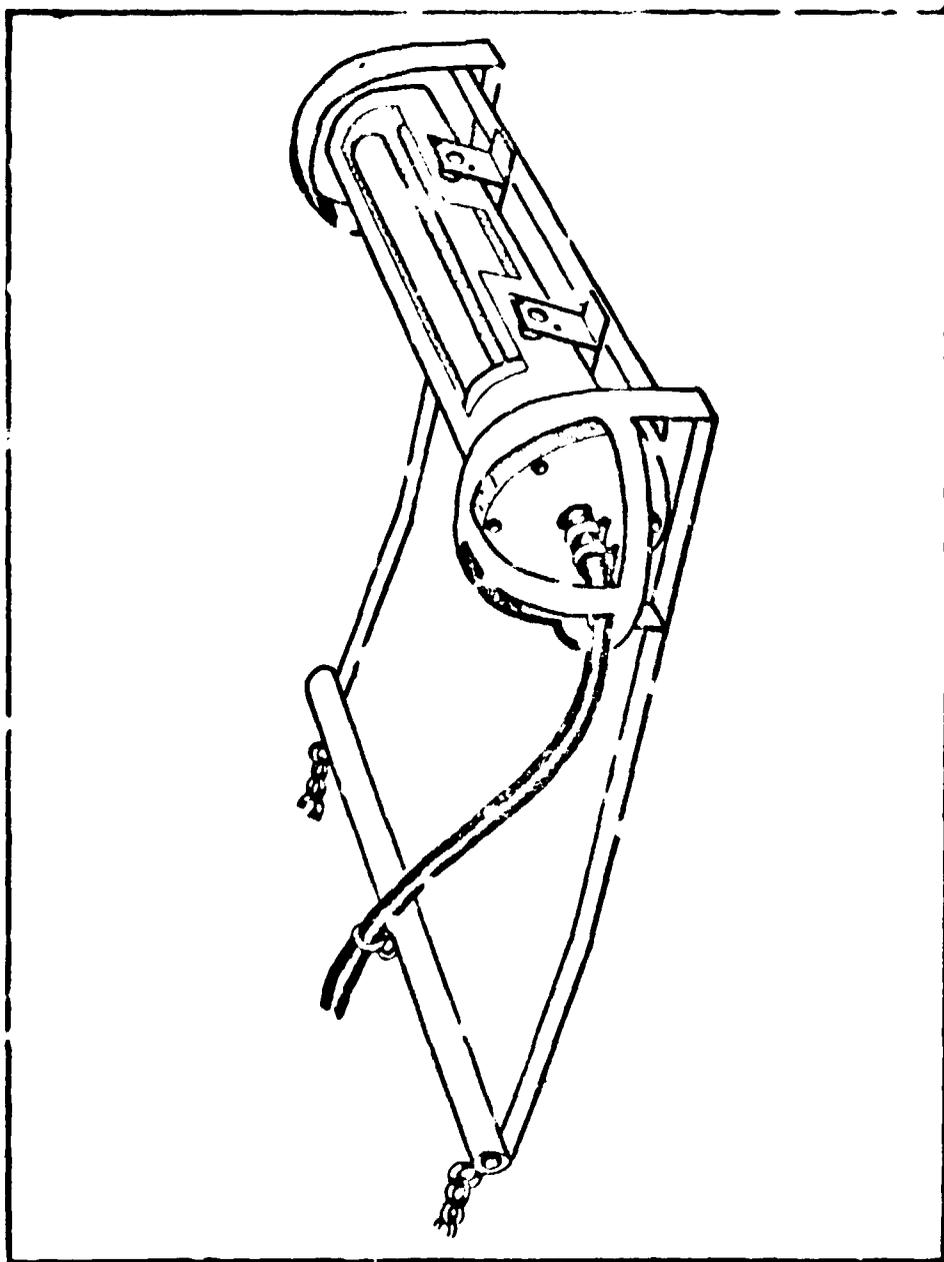


Figura 50 -- Trenó com Sonda Detetora Utilizado nas Medições de Arraste de Fundo no Rio Pirajussara

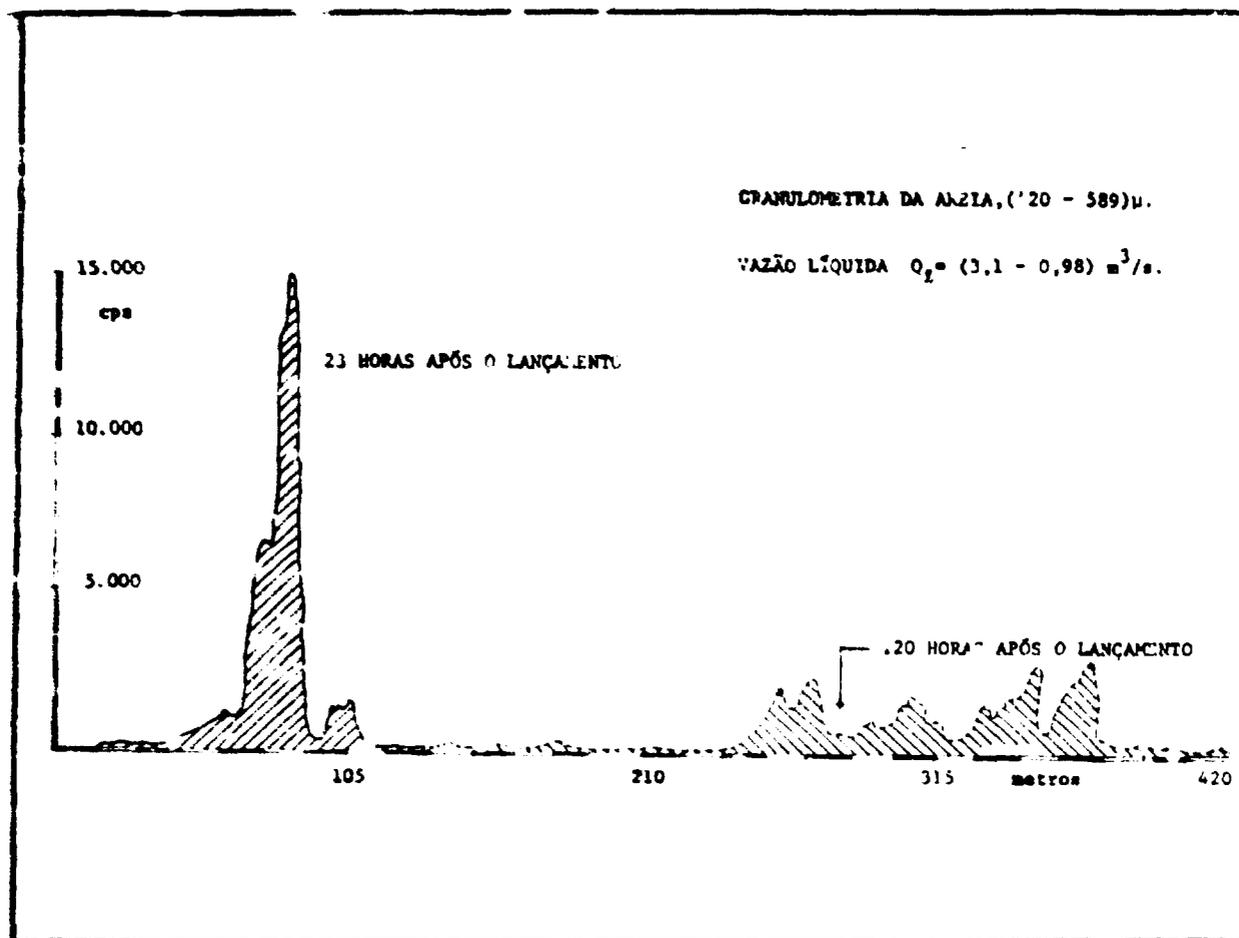


Figura 51 – Deslocamento dos Grãos Radioativos a Partir da Seção de Lançamento

Sendo A a atividade injetada, a concentração instantânea C_t , do traçador radioativo em qualquer ponto à jusante onde houve homogeneização completa, será constante em toda a seção. Assim,

$$A = Q \cdot \int_0^t C_t \cdot dt, \quad (X.1)$$

onde Q é a vazão volumétrica.

Existe uma relação linear entre o número de contagem N, registrado pelo detetor colocado na estação de medição, e a concentração do isótopo:

$$N = F \int_0^t C_t \cdot dt, \quad (X.2)$$

F é uma constante que depende das características do detetor.

Escrevendo as equações (X.1) e (X.2) sob a forma,

$$\frac{A}{Q} = \int_0^t C_t \cdot dt, \quad (X.3)$$

$$\frac{N}{F} = \int_0^t C_t \cdot dt, \quad (X.4)$$

obtém-se:

$$Q = \frac{FA}{N}, \quad (X.5)$$

com

Q – vazão a ser medida, m^3/s ;

F – fator de calibração, $cps/\mu Ci/m^3$;

A – atividade injetada no escoamento, μCi ;

N – contagem total registrada durante a passagem da onda ativa.

Vimos que o fator de calibração F é o coeficiente de proporcionalidade entre a contagem obtida pelo detetor e a concentração do traçador radioativo que deu origem a esta contagem. Este fator, portanto, vai depender da disposição geométrica do sistema de detecção, variando para cada tipo de detetor e isótopo empregado na medição da vazão. No rio Pirajussara, a sonda detetora foi introduzida no centro de escoamento. Uma vez que a sonda deteta o traçador radioativo em um volume infinito de água, a calibração deveria ser realizada em volume infinito. Sabe-se porém, no caso do ^{131}I que a maior contribuição do índice de contagem registrado pelo detetor provém da área contida em um raio de 25 cm a partir do detetor. Na prática, considerou-se como volume infinito uma esfera de 25 cm de raio em cujo centro estava o detetor. Durante todo o ano de 1971 realizaram-se várias campanhas para medir vazões no rio Pirajussara e não comportaria aqui a apresentação da totalidade de dados coletados. Na tabela X-1 estão apenas os valores de vazão líquida obtidos em dez (10) diferentes ensaios.

Tabela X.1

Medições de Vazão Líquida no Rio Pirajussara
Período de Junho à Novembro de 1.971

Campanha	Intervalo em que Variou a Vazão Líquida Q_L (m^3/s)	Intervalo de Tempo em que Variou a Vazão Líquida (horas)
20 de junho	2,6 – 1,20	72
29 de junho	1,4 – 0,92	30
12 de julho	3,8 – 1,10	80
28 de julho	1,7 – 0,89	25
15 de agosto	4,3 – 1,26	75
13 de setembro	6,7 – 1,35	90
28 de setembro	4,9 – 1,07	86
09 de outubro	3,1 – 0,98	73
24 de outubro	6,6 – 1,09	95
14 de novembro	6,1 – 1,12	74

X.5 – Determinação de Vazão Sólida do Rio Pirajussara

X.5.1 – Cálculos Efetuados

Utilizando-se as fórmulas desenvolvidas em VI.3.3.1, escolhendo-se o ^{198}Au como marcador radioativo, dividiu-se a curva granulométrica da areia do rio Pirajussara em 4 intervalos e calculou-se, a partir da equação VI.32, a mínima massa de areia necessária ao lançamento.

$$P(K_g/Ci) = \frac{24,8}{k} d_m^3$$

$$d_{m1} = 0,253 \text{ mm}, \quad P = 0,397 \text{ Kg/Ci},$$

$$d_{m2} = 0,358 \text{ mm}, \quad P = 1,12 \text{ Kg/Ci},$$

$$d_{m3} = 0,505 \text{ mm}, \quad P = 3,20 \text{ Kg/Ci},$$

$$d_{m4} = 0,650 \text{ mm}, \quad P = 6,80 \text{ Kg/Ci},$$

Realizaram-se as calibrações das sondas montadas no trenó, como descrito no capítulo V, e obtiveram-se as leis:

Nível de discriminação 50 KeV,

$$f = 39 e^{-0,160 z} \quad (\text{X.6})$$

Distância areia – sonda, $D = 5 \text{ cm}$,

Nível de discriminação 150 KeV,

$$f = 6,6 e^{-0,192 z} \quad (\text{X.7})$$

Os dados obtidos durante as medições sofreram o seguinte tratamento:

- 1 – Transformação do número de contagens obtidas com detecção dinâmica em contagens equivalentes à detecção estática;
- 2 – Extrapolação das taxas de contagem para obtenção da atividade não detetada nas margens;
- 3 – Correção para a radiação de fundo ("background");
- 4 – Correção para o decaimento radioativo.

Demonstra-se, no apêndice C que existe uma relação entre os resultados obtidos com detecção estática e com detecção dinâmica de uma mesma nuvem de sedimentos radioativos.

Fundamentalmente, é necessário:

- 1 – Transformar os resultados obtidos à velocidade v m/s em resultados que seriam obtidos a 1,0 m/s, identificando-se a taxa de contagem em detecção dinâmica com a equivalente em detecção estática.
- 2 – A taxa de contagem $N_1(L)$ integrada ao longo de um comprimento L , deslocando-se o detetor à velocidade de 1 m/s, deve ser igual ao produto da velocidade v de detecção, pela taxa de contagem $N(L)$, integrada na mesma distância L , à velocidade v , ou seja,

$$N_1(L) = v \cdot N_v(L). \quad (\text{X.8})$$

Um registrador digital ligado ao "scaler", registrou a taxa de contagem de 20 em 20 segundos e durante este período, nos casos em que houve variação da velocidade do trenó tornou-se necessário uma correção. Admitiu-se que a velocidade de deslocamento do trenó fosse constante durante o registro de 5 resultados consecutivos, totalizando um tempo de contagem de 100 segundos (o lapso de tempo entre o fim de uma contagem e o início da outra é de 100 milissegundos), contra 118 segundos que é o tempo total gasto pelo trenó ao percorrer a distância entre as margens. Nestas condições, sendo n_i uma das taxas de contagem registradas, tem-se:

$$N_v(L) = \frac{118}{100} \sum_{i=1}^5 n_i = 1,18 \sum_{i=1}^5 n_i. \quad (\text{X.9})$$

Comprovou-se a velocidade média do trenó medindo-se a distância L , percorrida durante os 118 segundos,

$$v = \frac{L}{118}. \quad (\text{X.10})$$

Conhecendo-se $N_v(L)$ e v , calcula-se $N_1(L)$.

Aplicando-se os cálculos desenvolvidos no capítulo V, utilizando-se a equação (V.35), que representa a resposta exponencial, e dois detectores de cintilação, tem-se

$$\frac{\alpha N_1(L)}{\beta f_o A} = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E} \quad (X.11)$$

Sendo o segundo termo apenas função da sonda detetora, pode-se escrever a equação (X.11) como segue-se

$$K N_1(L) = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E} \quad (X.12)$$

onde

$$K = \frac{\alpha}{\beta f_o A} \quad (X.13)$$

X.5.1.1 – Cálculo das Contagens Integrais, N(50) e N(150)

Estas integrais foram calculadas graficamente. Como exemplo, tomamos os valores das figuras 52 e 53 obtidos durante as campanhas dos dias 20 e 29 de junho.

$$20 \text{ de junho } N(50) = 1,735 \cdot 10^7 \text{ cps/m}^2 \quad N(150) = 2,311 \cdot 10^6 \text{ cps/m}^2.$$

$$29 \text{ de junho } N(50) = 1,120 \cdot 10^7 \text{ cps/m}^2 \quad N(150) = 1,463 \cdot 10^6 \text{ cps/m}^2.$$

Estas contagens já estão corrigidas para a radiação de fundo ("background").

X.5.1.2 – Atividades Envolvidas

Vimos que a vazão ordinária do rio Pirajussara é da ordem de $1,0 \text{ m}^3/\text{s}$ e na seção estudada, em condições normais, o transporte sólido seria pequeno. Em época de chuvas, a vazão líquida aumenta e o transporte sólido também. Por isto, analisamos apenas os resultados dos ensaios realizados durante o inverno e a primavera, estação que marca o início das chuvas. Estudou-se inicialmente apenas o transporte sólido parcial, variando o diâmetro médio dos sedimentos de ensaio para ensaio. Por ocasião das maiores vazões líquidas, injetaram-se sedimentos de maior diâmetro e inversamente, no caso de pequenas vazões líquidas, grãos mais finos.

A granulometria considerada e as atividades envolvidas são apresentadas na tabela X.2.

X.5.1.3 – Cálculo da Espessura Média da Camada Móvel-E.

Vimos que a equação V.35, $\frac{\alpha N}{f_o A} \times \frac{1}{\beta} = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E}$ podia ser escrita na forma da equação (X.12),

$$K N = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E},$$

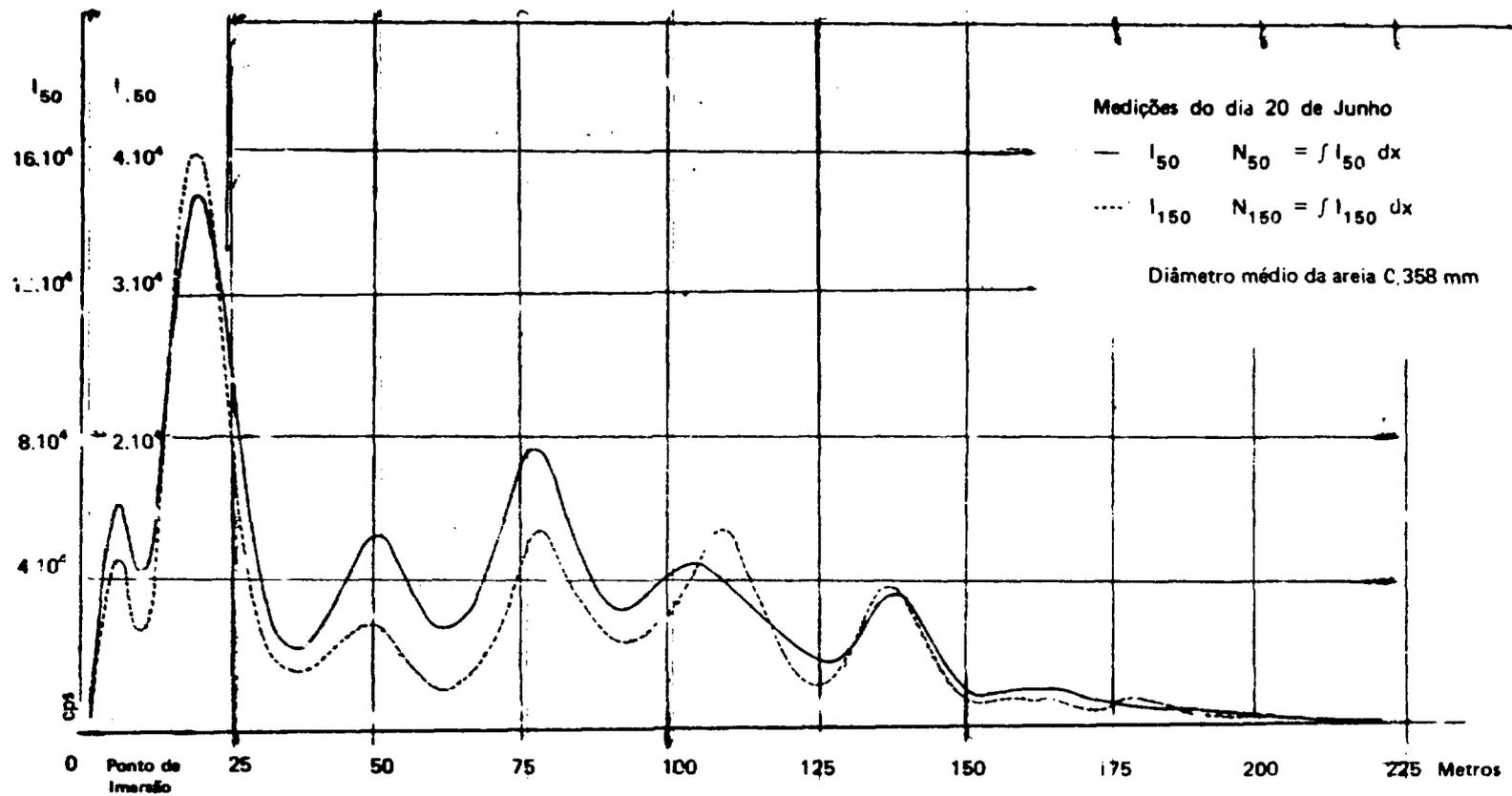


Figura 52 – Cálculo das Integrais N(50) e N(150). Relativo aos Dados da Campanha de 20 de Junho.

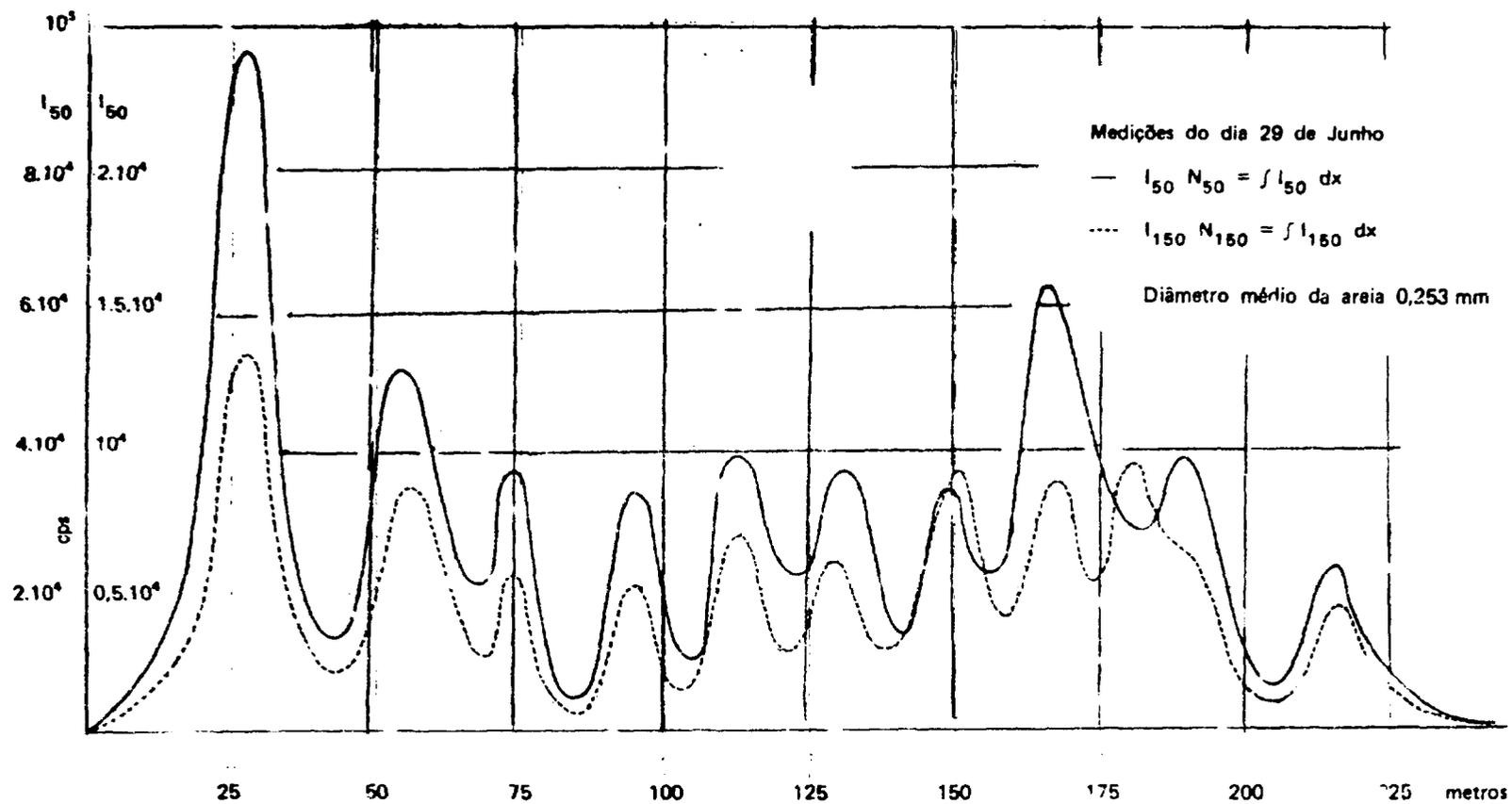


Figura 53 – Cálculo das Integrais $N(50)$ e $N(150)$, Relativo aos Dados da Campanha de 29 de Junho.

onde

α e f_0 são coeficientes obtidos durante a calibração dos instrumentos;

A – atividade envolvida no ensaio;

N – contagem total calculada a partir das curvas de distribuição de atividade;

β – função de E, varia de acordo com a forma de distribuição dos sedimentos em profundidade. Escolheu-se a distribuição parabólica, com o máximo situado a 1/3 da espessura total de transporte.

Tomando-se para α os valores obtidos nas calibrações, $\alpha = 0,160 \text{ cm}^{-1}$ e $\alpha = 0,192 \text{ cm}^{-1}$, construíram-se, com auxílio da equação (X.12),

$$K N = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E} = \phi(E)$$
, as curvas das figuras 54 e 55. As curvas $\phi(E) = K N$ permitem obter o valor de E, solução da equação acima.

Tabela X.2

Granulometria Injetada e Atividades Envolvidas
nos Ensaio do Rio Pirajussara

Campanha	Atividades em Curies	Diametro Médio da Areia (mm)
20 de junho	1,6	0,358
29 de junho	1,4	0,253
12 de julho	1,9	0,358
28 de julho	1,3	0,253
15 de agosto	2,0	0,505
13 de setembro	1,8	0,650
28 de setembro	1,7	0,505
09 de outubro	1,5	0,358
24 de outubro	2,0	0,650
14 de novembro	2,0	0,650

X.5.1.3.1 – Nível de Discriminação em 50 keV

Utilizando-se os valores abaixo relacionados, obtidos nas calibrações do conjunto detetor,

$$\beta = 1,15$$

$$\alpha = 0,160 \text{ cm}^{-1},$$

$$f_0 = 39 \text{ cps/ } \mu\text{Ci.m}^2,$$

calcularam-se a integral $N(50)$, K, e a espessura E da camada móvel. Estes resultados constam da tabela X.3.

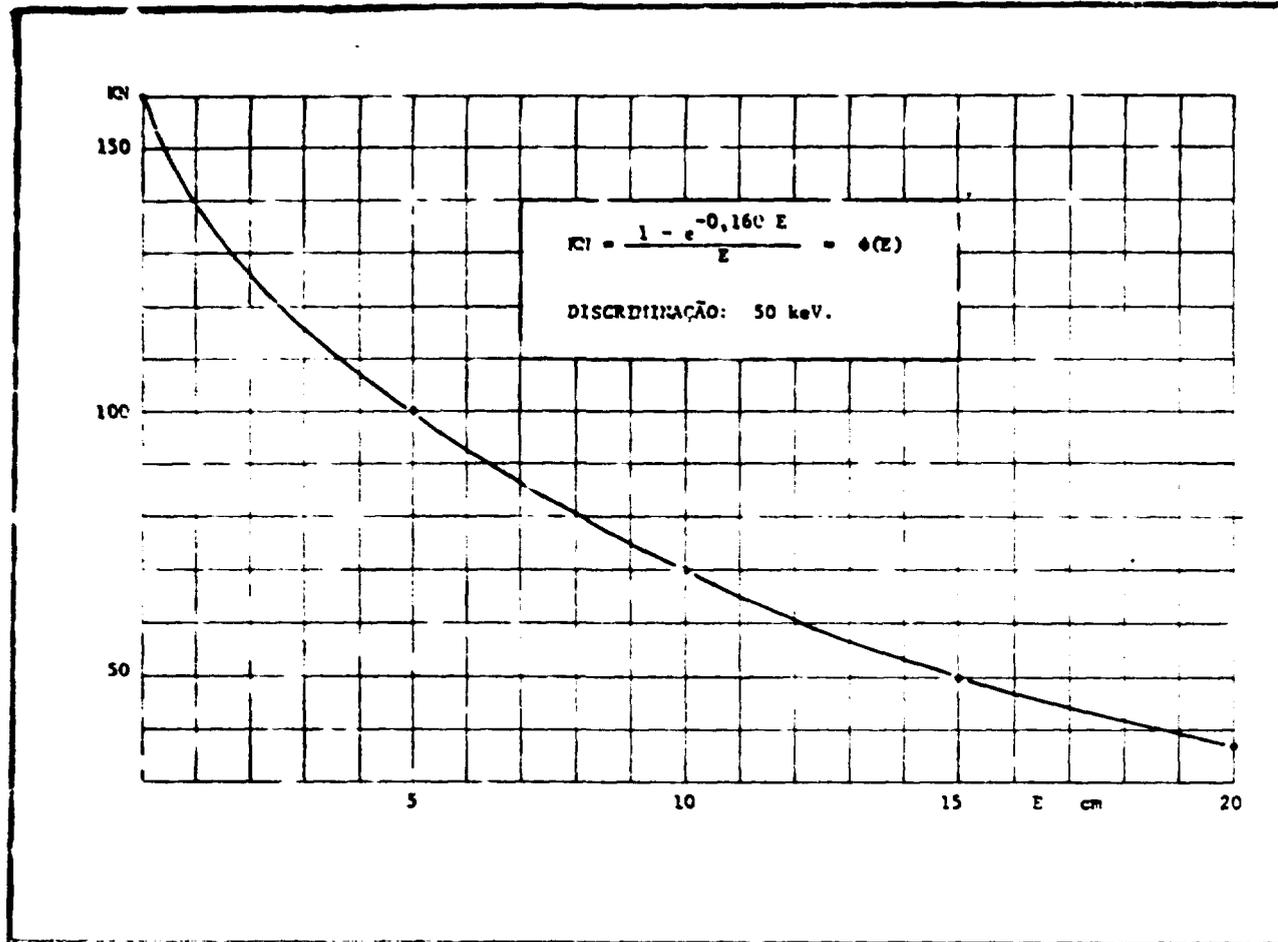


Figura 54 – Variação da Espessura da Camada Móvel em Função do Produto KN. Nível de Discriminação 50 keV.

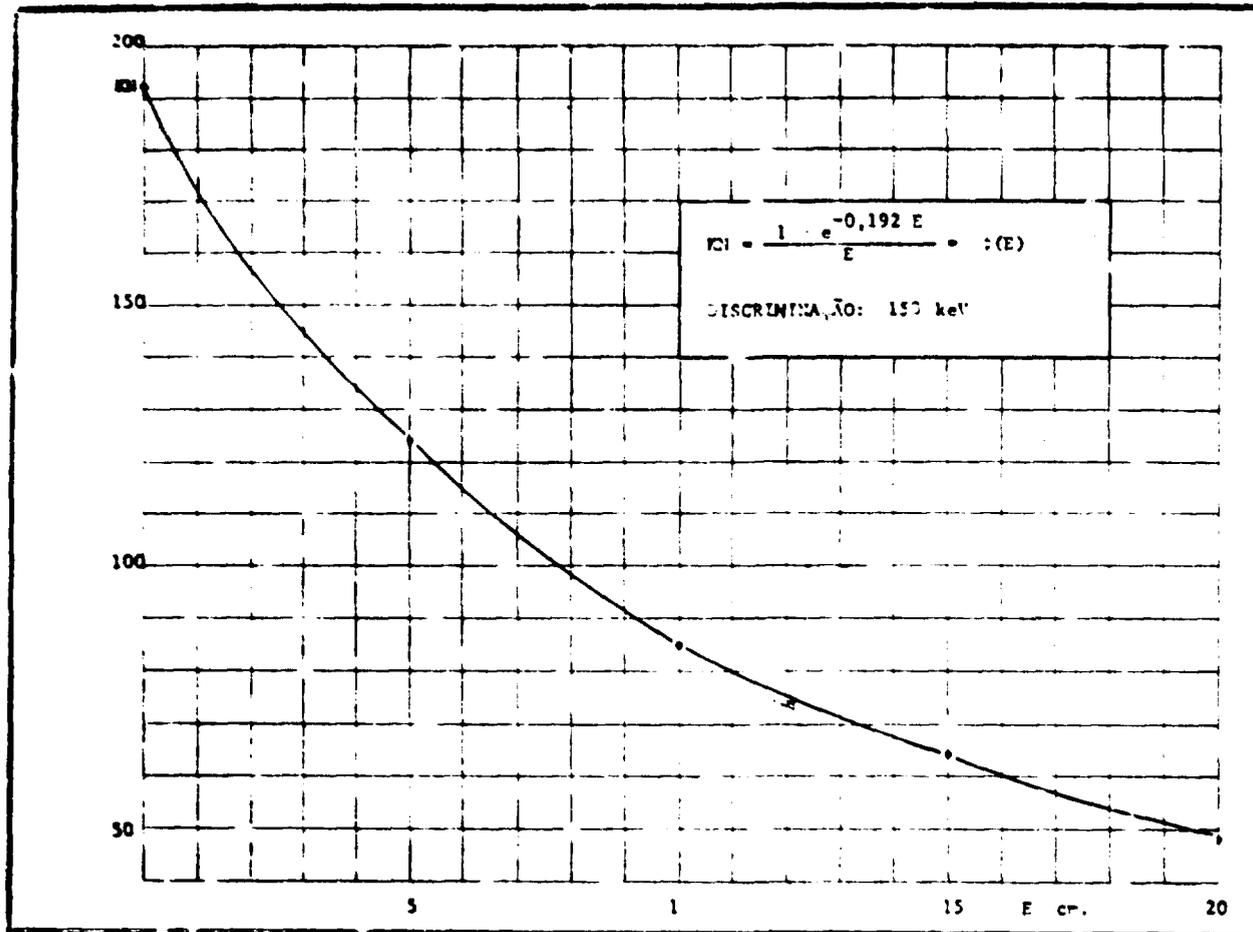


Figura 55 – Variação da Espessura da Camada Móvel em Função do Produto KN Nível de Discriminação 150 keV

Tabela X.3

Valores da Espessura da Camada Móvel de Areia

Campanha	Varição de Q m ³ /s	N(50) cps/m ²	A μCi	K (cps/m) ⁻¹	E ₅₀ cm
20/06	2,6 – 1,2	50,66.10 ⁹	1,6.10 ⁶	2,25.10 ⁻⁹	3,2
29/06	1,4 – 0,92	40,85.10 ⁹	1,4.10 ⁶	2,57.10 ⁻⁹	4,2
12/07	3,8 – 1,10	57,67.10 ⁹	1,9.10 ⁶	1,89.10 ⁻⁹	3,8
28/07	1,7 – 0,89	38,62.10 ⁹	1,3.10 ⁶	2,77.10 ⁻⁹	4,0
15/08	4,3 – 1,26	64,44.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,80.10 ⁻⁹	3,0
13/09	6,7 – 1,35	62,25.10 ⁹	1,8.10 ⁶	2,00.10 ⁻⁹	2,1
28/09	4,9 – 1,07	54,71.10 ⁹	1,7.10 ⁶	2,12.10 ⁻⁹	3,0
09/10	3,1 – 0,98	45,83.10 ⁹	1,5.10 ⁶	2,40.10 ⁻⁹	3,7
24/10	6,6 – 1,09	68,05.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,80.10 ⁻⁹	2,3
14/11	6,1 – 1,12	68,89.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,86.10 ⁻⁹	2,2

X.5.1.3.3 – Nível de Discriminação em 150 keV

Neste caso consideraram-se os seguintes valores, obtidos durante a calibração da aparelhagem,

$$\beta = 1,20,$$

$$\alpha = 0,192 \text{ cm}^{-1},$$

$$f_0 = 6,6 \text{ cps}/\mu\text{Ci.m}^2,$$

e calcularam-se os valores da integral N(150), K, e a espessura E da camada móvel, que se encontram dispostos na tabela X.4.

Tabela X.4

Valores da Espessura da Camada Móvel de Areia

Campanha	Varição de Q m ³ /s	N(150) cps/m ²	A μCi	K (cps/m) ⁻¹	E ₁₅₀ cm
20/06	2,6 – 1,2	89,76.10 ⁹	1,6.10 ⁶	1,52.10 ⁻⁹	3,8
29/06	1,4 – 0,92	74,50.10 ⁹	1,4.10 ⁶	1,73.10 ⁻⁹	4,5
12/07	3,8 – 1,10	109.10 ⁹	1,9.10 ⁶	1,28.10 ⁻⁹	3,4
28/07	1,7 – 0,89	70,82.10 ⁹	1,3.10 ⁶	1,87.10 ⁻⁹	4,2
15/08	4,3 – 1,26	119,60.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,21.10 ⁻⁹	3,0
13/09	6,7 – 1,35	109, 1.10 ⁹	1,8.10 ⁶	1,37.10 ⁻⁹	2,8
28/09	4,9 – 1,07	99,90.10 ⁹	1,7.10 ⁶	1,43.10 ⁻⁹	3,2
09/10	3,1 – 0,98	89,10.10 ⁹	1,5.10 ⁶	1,62.10 ⁻⁹	3,1
24/10	6,6 – 1,09	126,20.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,22.10 ⁻⁹	2,3
14/11	6,1 – 1,12	129,50.10 ⁹	2,0.10 ⁶	1,20.10 ⁻⁹	2,0

X.5.2 – Resultados Parciais

Os valores E_{50} e E_{150} , relativos a um mesmo dia de ensaio, não apresentam variações sensíveis. Como primeira aproximação, vamos agrupar os valores de E segundo o intervalo de vazão líquida e a granulometria da areia marcada.

PRIMEIRO GRUPO

$Q_q = [1,4 - 0,92] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,253 \text{ mm}$	$E_{50} = 4,2 \text{ cm}$ $E_{150} = 4,5 \text{ cm}$
$Q_q = [1,7 - 0,89] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,253 \text{ mm}$	$E_{50} = 4,0 \text{ cm}$ $E_{150} = 4,2 \text{ cm}$

SEGUNDO GRUPO

$Q = [2,6 - 1,20] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,358 \text{ mm}$	$E_{50} = 3,2 \text{ cm}$ $E_{150} = 3,8 \text{ cm}$
$Q = [3,1 - 0,98] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,358 \text{ mm}$	$E_{50} = 3,7 \text{ cm}$ $E_{150} = 3,1 \text{ cm}$
$Q = [3,8 - 1,10] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,358 \text{ mm}$	$E_{50} = 3,8 \text{ cm}$ $E_{150} = 3,4 \text{ cm}$

TERCEIRO GRUPO

$Q = [4,3 - 1,26] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,505 \text{ mm}$	$E_{50} = 3,0 \text{ cm}$ $E_{150} = 3,0 \text{ cm}$
$Q = [4,9 - 1,07] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,505 \text{ mm}$	$E_{50} = 3,0 \text{ cm}$ $E_{150} = 3,2 \text{ cm}$

QUARTO GRUPO

$Q = [6,1 - 1,12] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,650 \text{ mm}$	$E_{50} = 2,2 \text{ cm}$ $E_{150} = 2,0 \text{ cm}$
$Q = [6,6 - 1,09] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,659 \text{ mm}$	$E_{50} = 2,3 \text{ cm}$ $E_{150} = 2,3 \text{ cm}$
$Q = [6,7 - 1,35] \text{ m}^3/\text{s}$	$d_m = 0,650 \text{ mm}$	$E_{50} = 2,1 \text{ cm}$ $E_{150} = 2,8 \text{ cm}$

Tomando-se os valores médios de E pôde-se construir a tabela X.5.

Tabela X.5

Espessura Média da Camada Móvel de Areia

Intervalo de Variação da Vazão Líquida	Diâmetro Médio dos Grãos	Espessura Média da Camada Móvel
(m ³ /s)	(mm)	(mm)
1,4 – 0,92	0,253	43,5
1,7 – 0,89	0,253	41,0
2,6 – 1,20	0,358	34,0
3,1 – 0,98	0,358	35,0
3,8 – 1,10	0,358	30,0
4,3 – 1,26	0,505	30,0
4,9 – 1,07	0,505	31,0
6,1 – 1,12	0,650	21,0
6,6 – 1,09	0,650	23,0
6,7 – 1,35	0,650	24,5

Observa-se, de um modo geral que para uma mesma granulometria, à medida que a vazão líquida cresce, também cresce a espessura da camada de material sólido transportado.

Nos ensaios feitos no campo devem observar-se, com cuidado, os seguintes fatores:

- o levantamento das curvas de atividade que permitem determinar N. As extrapolações feitas com o auxílio do computador minimizam os possíveis erros;
- a perda de atividade injetada junto às margens ou reentrâncias;
- a distância D, entre a sonda detetora e a areia do fundo não é em média igual à especificada para o método, (5 cm), mas varia segundo as irregularidades do leito;
- a escolha do coeficiente β , levando em conta a distribuição de atividade em profundidade.

X.5.3 – Erros

Um cálculo para avaliação dos desvios existentes nas grandezas envolvidas nas medições mostrou que:

$$\frac{\sigma_{f_0}}{f_0} = 12,5\%, \quad \frac{\sigma_N}{N} = 5\%, \quad \frac{\sigma_\beta}{\beta} = 3\%,$$

$$\frac{\sigma_A}{A} = 4\%, \quad \frac{\sigma_\alpha}{\alpha} = 1\%,$$

Como:

$$\phi = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E} = \frac{\alpha N}{\beta f_o A},$$

tem-se:

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\phi} = \left[\left(\frac{\sigma_{f_o}}{f_o} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\beta}}{\beta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\alpha}}{\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (X.14)$$

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\phi} = 14\%$$

X.5.4 – Centro de Gravidade e Velocidade Média

Vimos no capítulo III que a velocidade média pode, em primeira aproximação, ser calculada pela relação:

$$V_m = \frac{V_G}{\lambda} = \frac{\Delta X_G}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad (X.15)$$

onde

$$X_G = \frac{\int X^2 I(X) \cdot X \cdot dX}{\int X I(X) \cdot dX} \quad (X.16)$$

X_G é a abscissa, ao longo do eixo do rio Pirajussara, do centro de gravidade das curvas de isoatividades.

Calculou-se a abscissa do centro de gravidade da mancha radioativa com a sonda regulada em 50 keV e 150 keV. Admitiu-se que os sedimentos se distribuem em profundidade segundo uma lei parabólica e calculou-se a velocidade média V_m para cada intervalo granulométrico estudado. Os valores das velocidades médias de transporte, em cada campanha, são apresentados na tabela X.6.

X.5.5 – Cálculo do Arraste Parcial

Calculou-se a vazão sólida com o auxílio da equação

$$Q_s = \rho \cdot L_1 \cdot V_m \cdot E, \quad (X.17)$$

onde

L_1 = largura da camada móvel tomada como sendo a largura média da nuvem radioativa;

ρ = peso específico dos grãos marcados;

V_m = velocidade média de deslocamento da nuvem de grãos radioativos;

E = espessura média da camada móvel.

Tabela X.6

Velocidade Média de Transporte dos Sedimentos Radioativos

Campanha	Discriminação: 50 keV Velocidade do Baricentro (m/dia)	Discriminação: 150 keV Velocidade do Baricentro (m/dia)	Velocidade Média (m/dia)
20 de junho	12,0	12,2	12,1
29 de junho	16,0	16,6	16,3
12 de julho	13,2	12,4	12,8
28 de julho	15,3	16,1	15,7
15 de agosto	9,5	9,7	9,6
13 de setembro	8,2	8,4	8,3
28 de setembro	11,8	11,0	11,4
09 de outubro	12,3	12,5	12,4
29 de outubro	8,3	8,0	8,15
14 de novembro	7,2	8,6	7,9

As figuras, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62 e 63 mostram a propagação de uma nuvem de sedimentos radioativos de granulometria variando entre 589μ e 710μ . O lançamento foi feito na parte central do rio Pirajussara, na seção próxima ao Posto de Informações da Cidade Universitária.

Procedendo-se de modo análogo, foi possível calcular para cada intervalo granulométrico a vazão sólida de arraste, estando os resultados apresentados na tabela X.7.

Tabela X.7

Vazão Sólida Parcial, de Arraste, no Rio Pirajussara

Campanha	Intervalo em que a Vazão Líquida Variou	Diâmetro Médio dos Grãos Ativos	Espessura da Camada Móvel E	Velocidade Média V_m	Vazão Sólida de Arraste Q_s
	m^3/s	mm	m	m/dia	Kg/dia
20 de junho	2,6 – 1,20	0,358	$3,40 \cdot 10^{-2}$	12,10	3270,6
29 de junho	1,4 – 0,92	0,253	$4,25 \cdot 10^{-2}$	16,30	5636,9
12 de julho	3,8 – 1,10	0,358	$3,60 \cdot 10^{-2}$	12,80	3663,3
28 de julho	1,7 – 0,89	0,253	$4,10 \cdot 10^{-2}$	15,70	5117,4
15 de agosto	4,3 – 1,26	0,505	$3,00 \cdot 10^{-2}$	9,60	2289,6
13 de setembro	6,7 – 1,35	0,650	$2,45 \cdot 10^{-2}$	8,30	1616,6
28 de setembro	4,9 – 1,07	0,505	$3,10 \cdot 10^{-1}$	10,40	2563,1
09 de outubro	3,1 – 0,98	0,358	$3,50 \cdot 10^{-2}$	12,40	3450,3
24 de outubro	6,6 – 1,09	0,650	$2,30 \cdot 10^{-2}$	8,15	1490,2
14 de novembro	6,1 – 1,12	0,650	$2,10 \cdot 10^{-2}$	7,89	1317,2

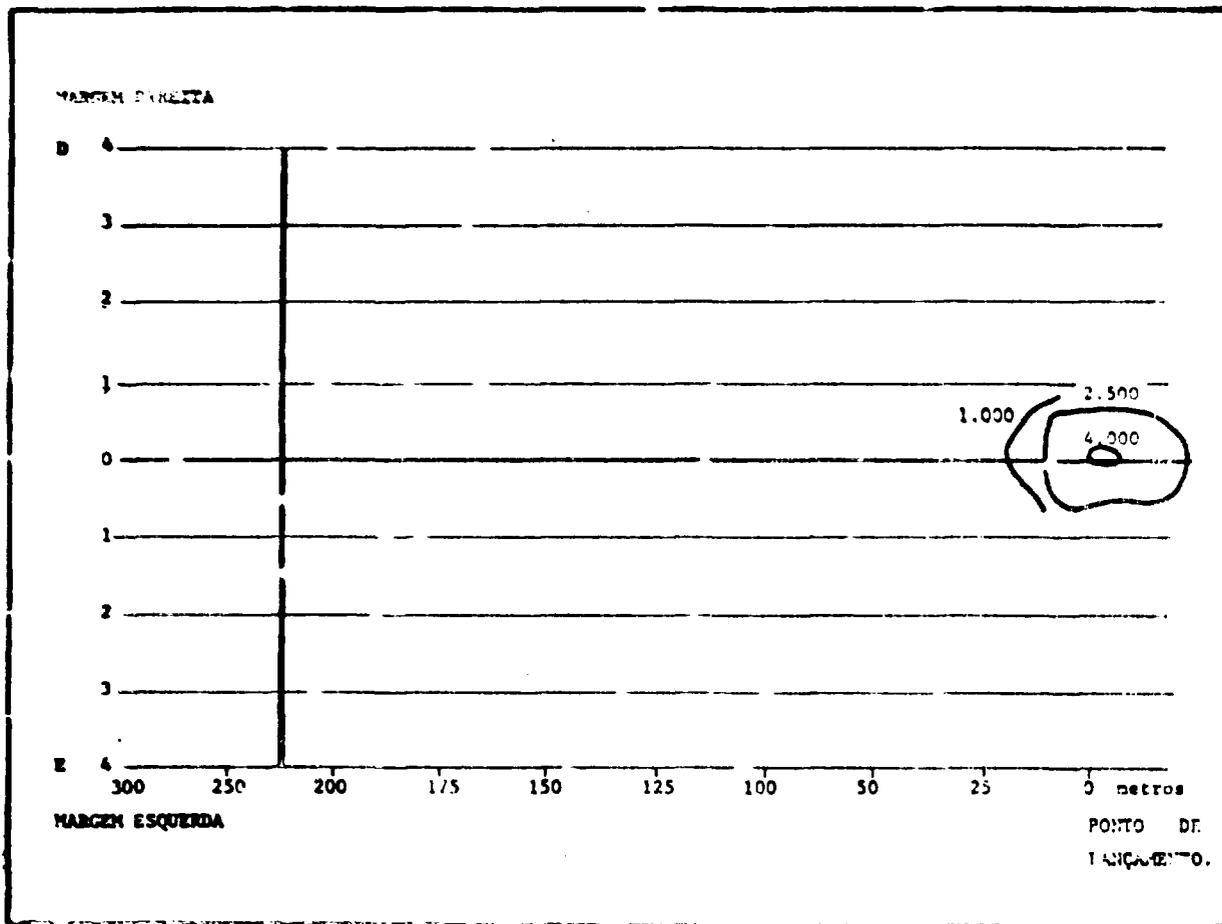


Figura 56 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara uma Hora Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

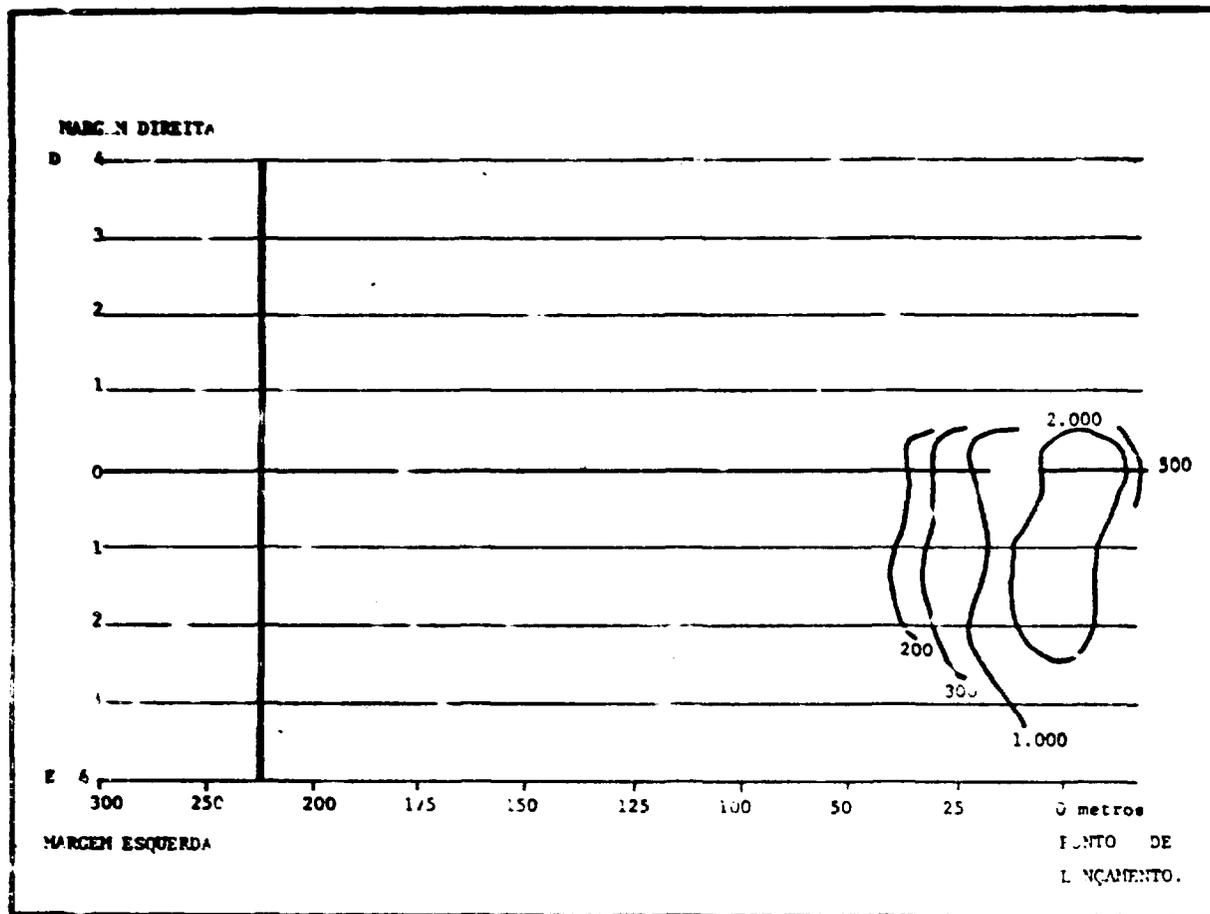


Figura 57 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Duas Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

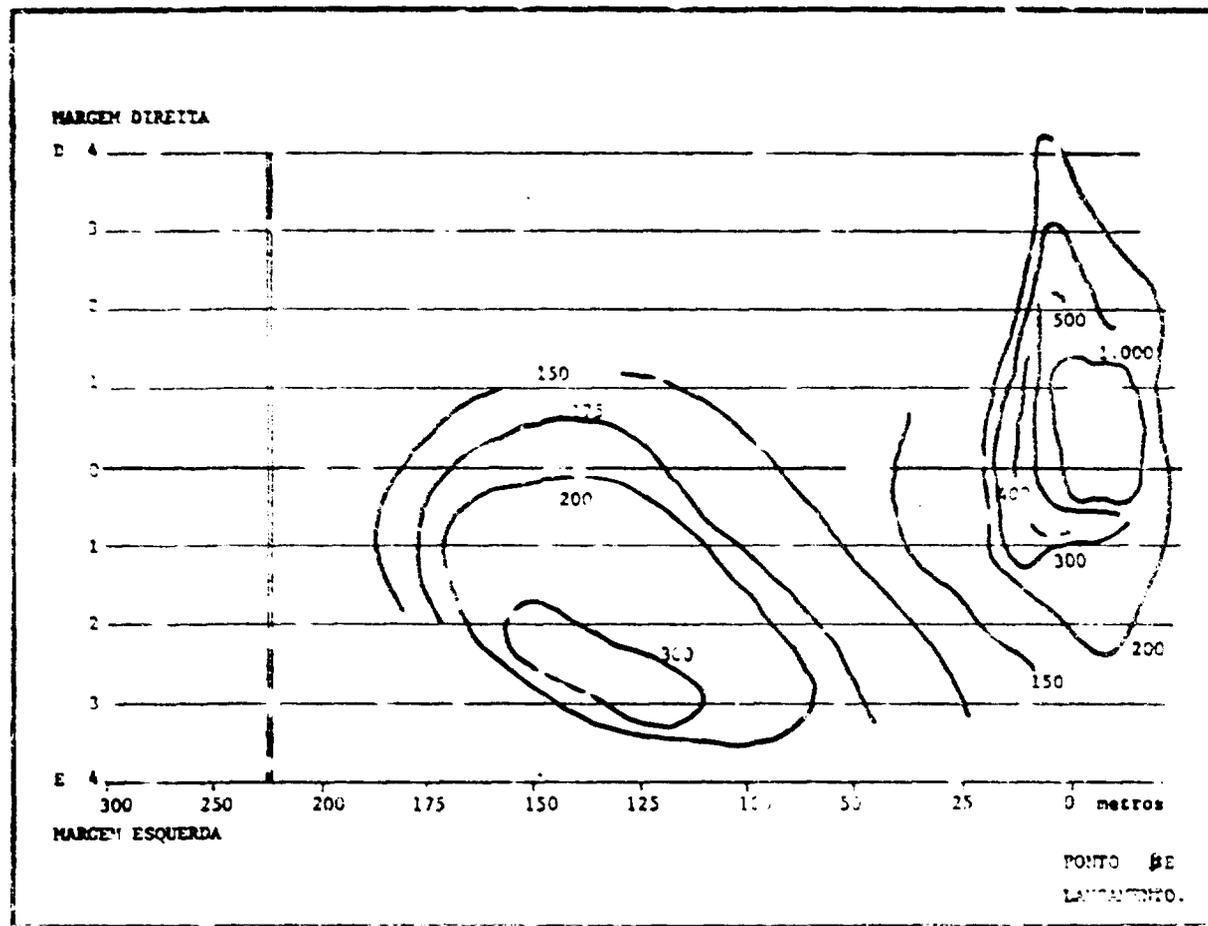


Figura 58 – Daslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Cinco Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

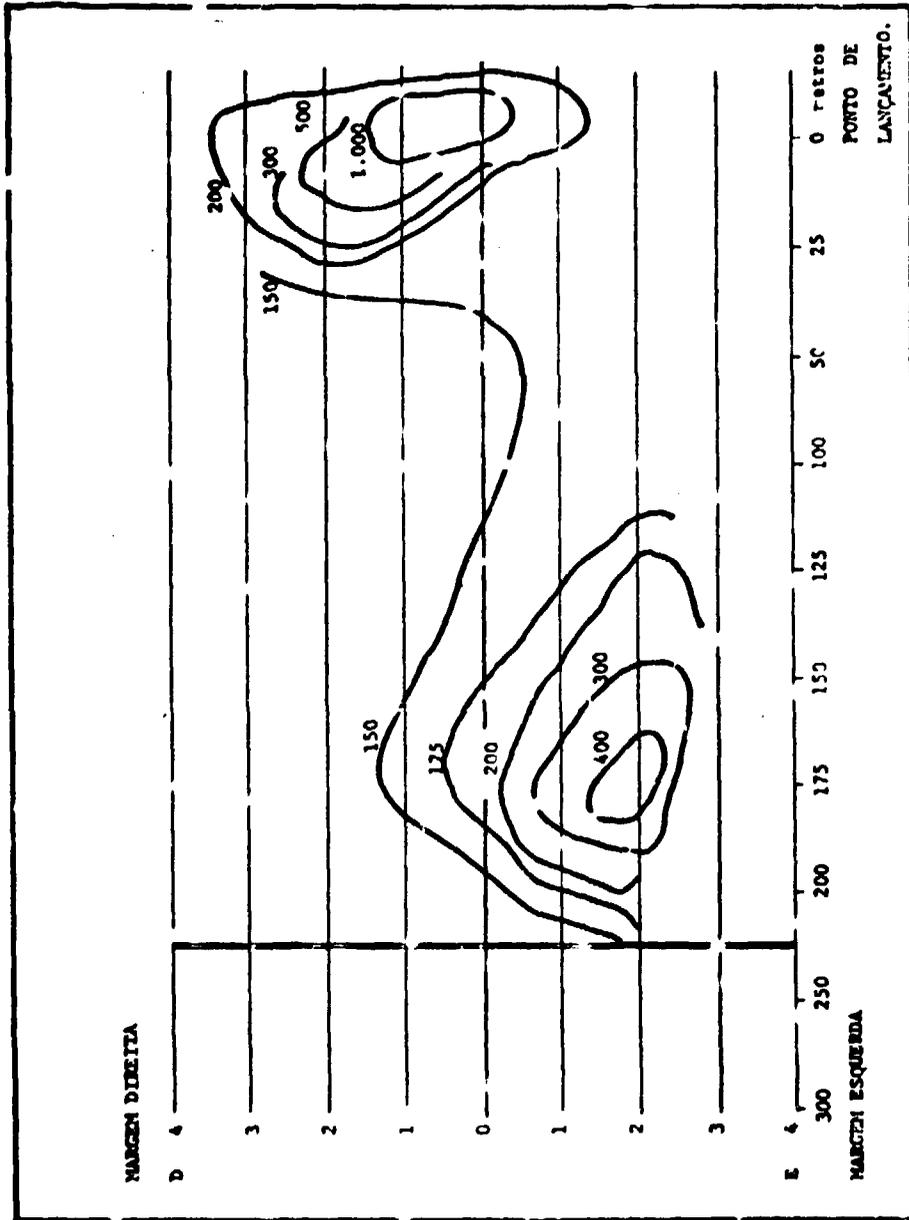


Figura 59 – Deslocamento dos Grãos Radionuclídeos no Leito do Rio Pirajussara Sete Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio: 65µ min

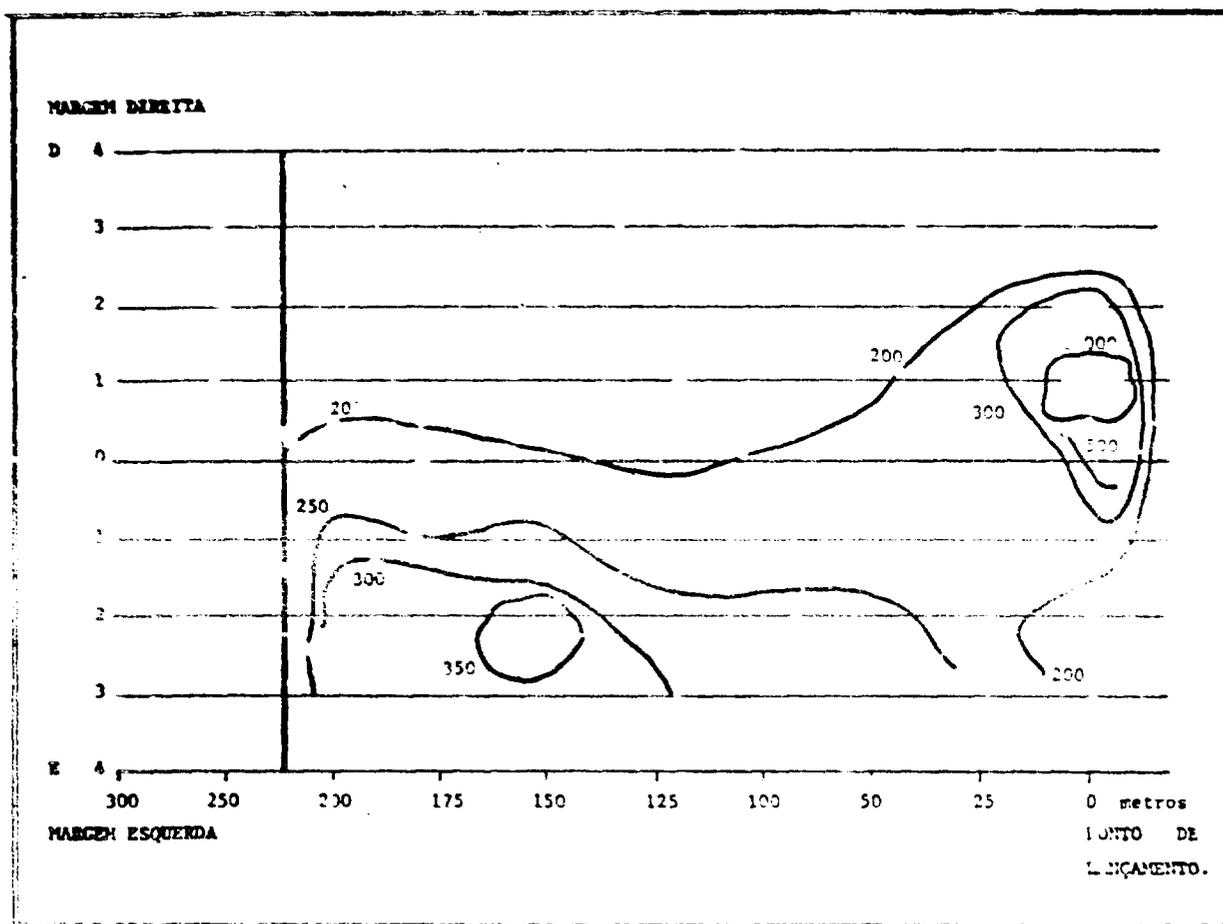


Figura 60 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Vinte e Cinco Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio 650 mm.

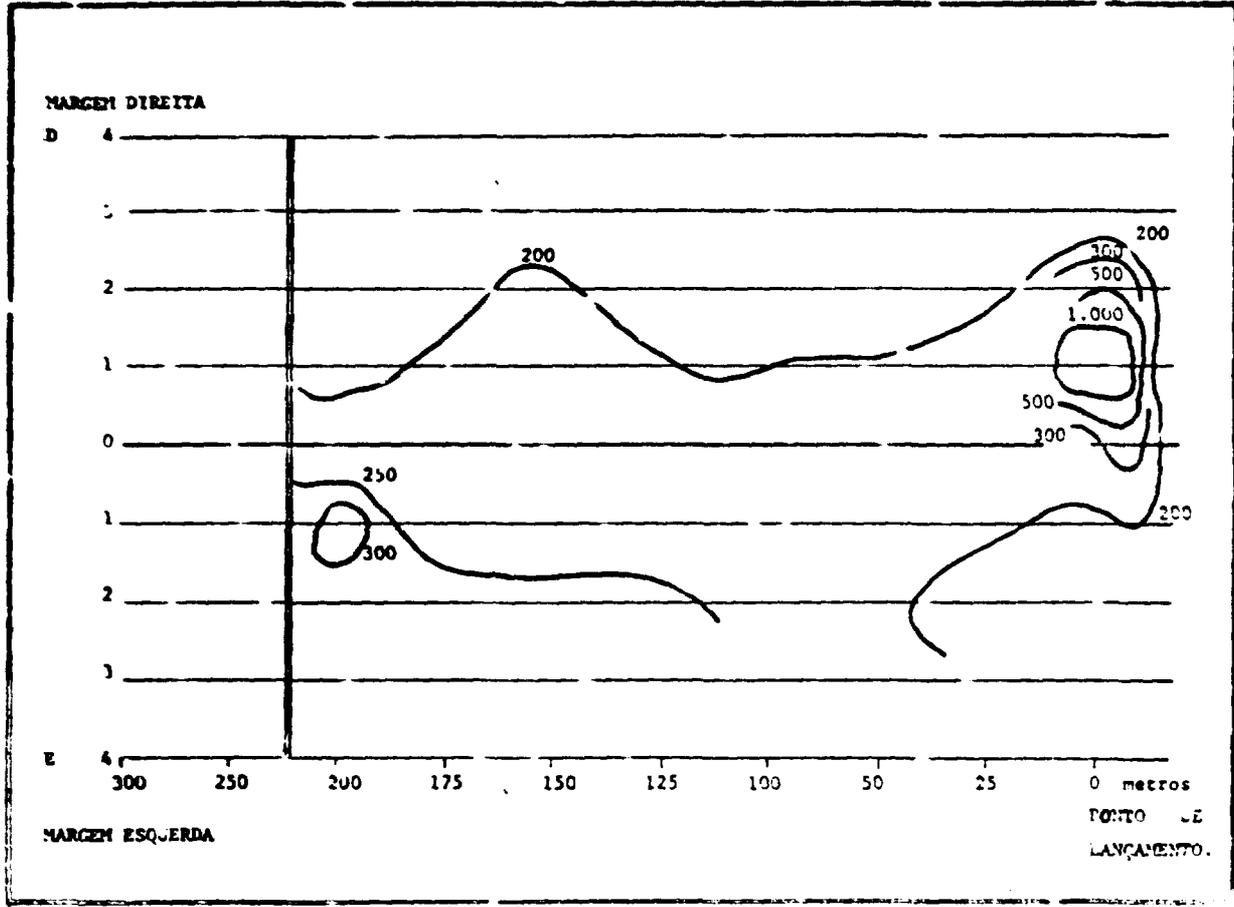


Figura 61 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Trinta e Uma Horas Apos o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

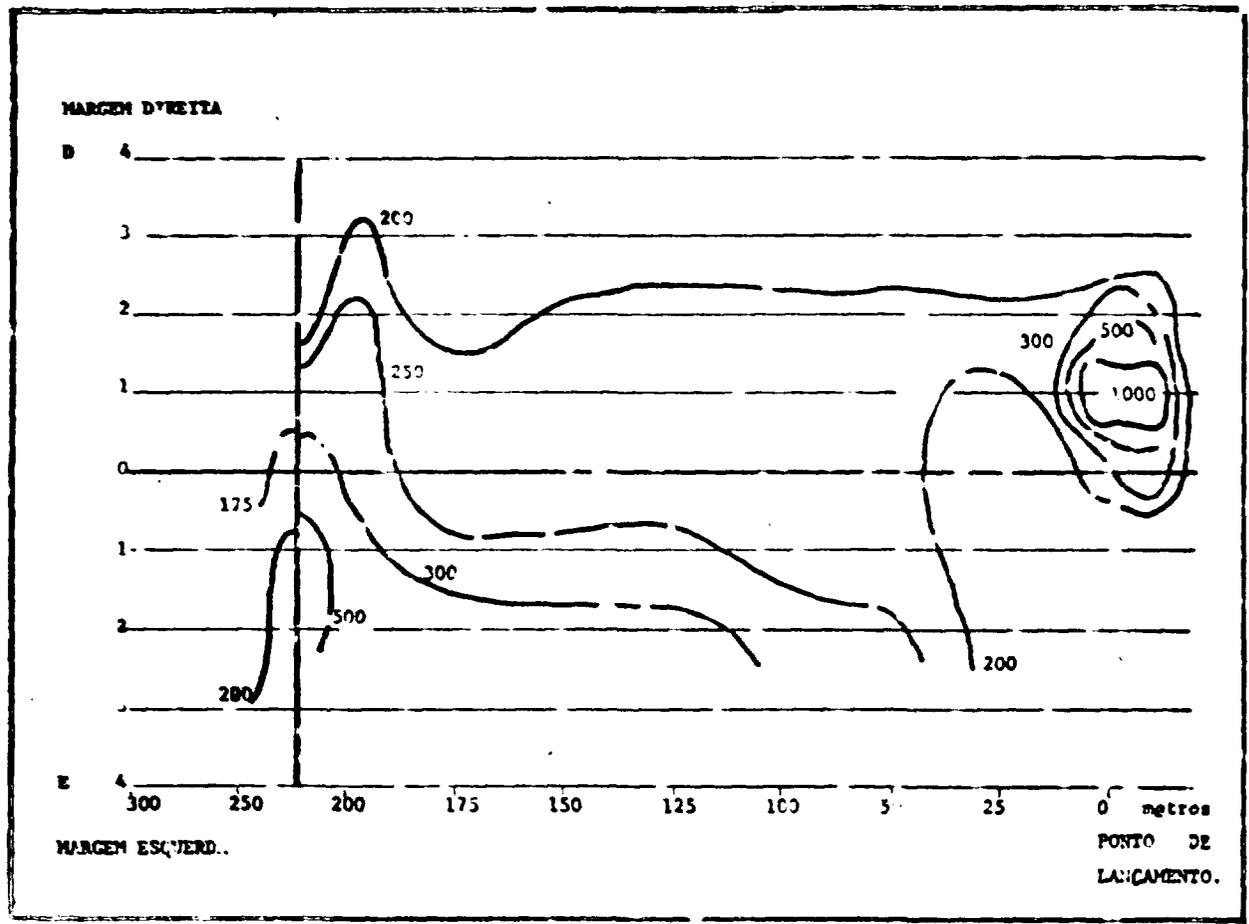


Figura 62 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Cincoenta e Quatro Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

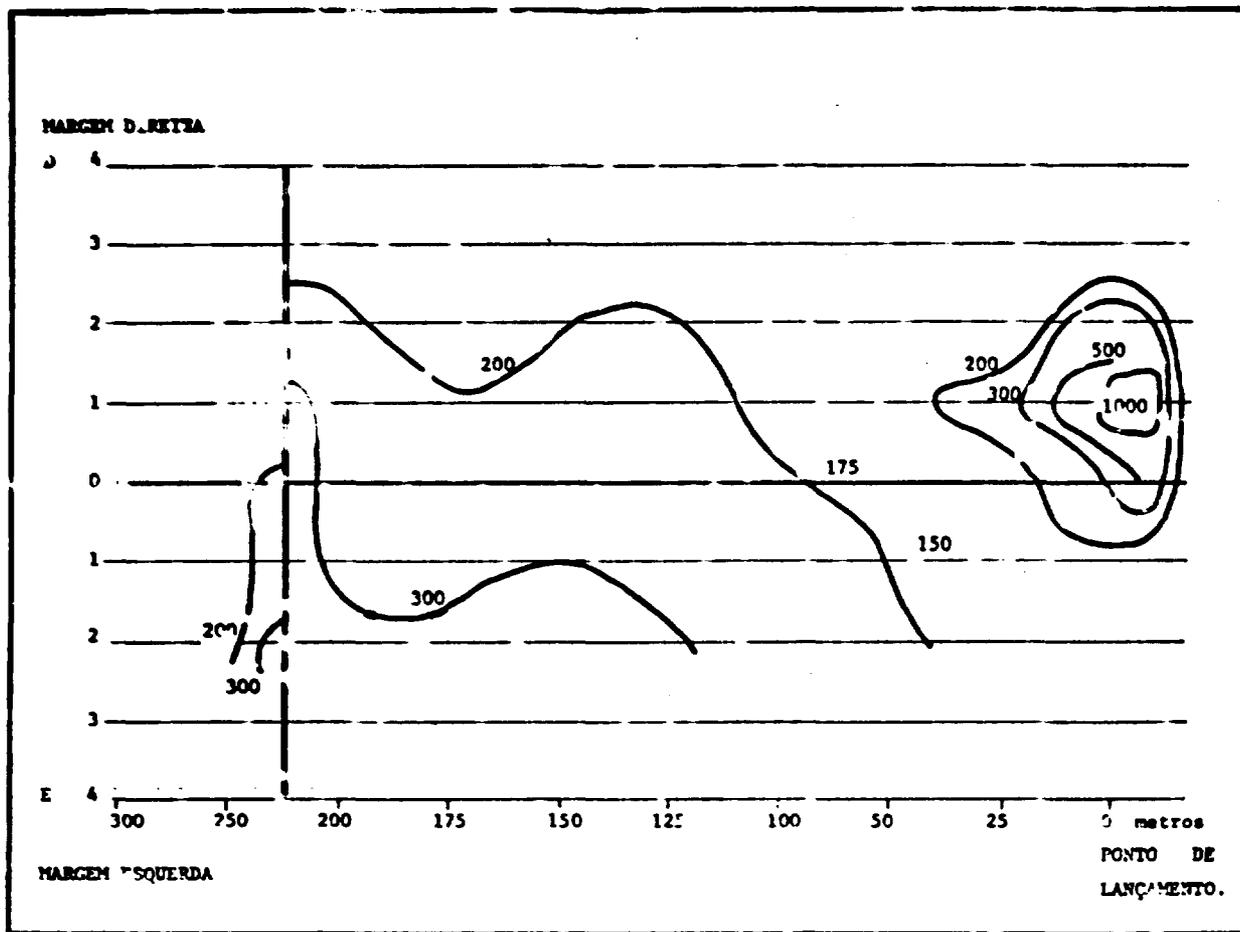


Figura 63 – Deslocamento dos Grãos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara Oitenta Horas Após o Lançamento – Diâmetro Médio, 650 mm.

Os cálculos efetuados mostraram que os máximos erros relativos envolvidos nas medições são:

$$\frac{\sigma_{V_m}}{V_m} \cong 5\%,$$

$$\frac{\sigma_E}{E} \cong 20\%,$$

$$\frac{\sigma_{L_t}}{L_t} \cong 2\%.$$

Levando em conta que,

$$\frac{\sigma_{Q_s}}{Q_s} = \left[\left(\frac{\sigma_{V_m}}{V_m} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_t}}{L_t} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (\text{X.18})$$

tem-se,

$$\frac{\sigma_{Q_s}}{Q_s} \cong 21\%$$

A figura 64 mostra uma distribuição geral dos sedimentos radioativos, no leito do rio Pirajussara, entre a seção de lançamento e a detecção.

X.5.6 – Fonte de Erros

Vamos analisar os dois tipos de erros que podem surgir em um trabalho desta natureza: erros sistemáticos e acidentais. Os sistemáticos provêm da imprecisão do próprio princípio do método e os acidentais de imprecisões que ocorrem durante a manipulação do equipamento.

X.5.6.1 – Erros Sistemáticos

Provêm dos seguintes conceitos:

- a) noção de espessura média \bar{E} de transporte da camada móvel;
- b) noção de distribuição dos grãos em função da profundidade e do coeficiente β ;
- c) noção de velocidade média e velocidade do centro de gravidade.

Estas três imprecisões são difíceis de serem medidas. Entretanto, pode-se afirmar que é pequena sua importância na totalidade do desenvolvimento adotado. No caso de \bar{E} , trata-se de uma escolha entre dois valores significativos. β varia muito pouco com a forma de distribuição dos grãos em profundidade, desde que o valor de \bar{E} seja pequeno. A razão entre a velocidade média e a velocidade do centro de gravidade já foi estudada e é da ordem de 1,20.

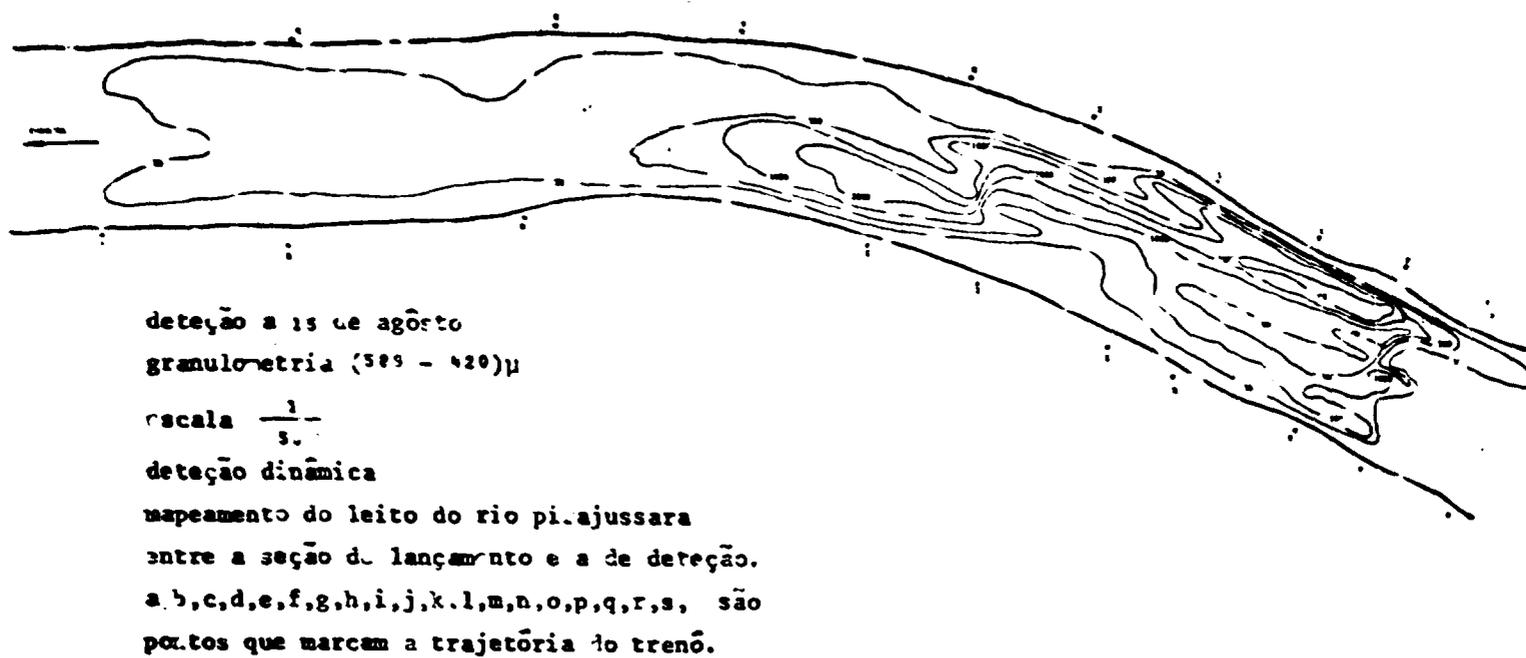


Figura 64 – Distribuição dos Sedimentos Radioativos no Leito do Rio Pirajussara.

As leis estabelecidas nas calibrações são consideradas de boa reprodutibilidade. Entretanto, deve-se levar em conta as incertezas sobre a atividade da fonte que serve de calibração.

O erro cometido na irradiação dos sedimentos é pequeno, desde que se tome precaução nas separações densimétricas e granulométricas.

A teoria supõe que o transporte seja homogêneo ao longo da seção e que a lei de distribuição dos sedimentos em profundidade seja constante.

X.5.6.2 – Erros Acidentais

Consideraram-se erros acidentais os cometidos nas seguintes operações:

- a) determinação da atividade injetada;
- b) decaimento real de atividade dos sedimentos;
- c) imprecisão sobre a posição da sonda em relação ao fundo;
- d) detecção de baixa taxa de contagem nas zonas de baixa atividade;
- e) calibração e estabelecimento da lei de resposta geométrica $f = f_0 e^{-\alpha z}$. Neste caso, há dois erros possíveis: um sobre f_0 e outro sobre α . A equação V.35,

$$\frac{N}{\beta A} \cdot \frac{\alpha}{f_0} = \frac{1 - e^{-\alpha E}}{E}$$

mostra que o termo $\frac{\alpha}{f_0}$ deve ser muito bem avaliado nas calibrações para que se possa determinar E com precisão.

X.6 – Considerações Gerais

Embora tivéssemos formulado várias hipóteses simplificadoras no decurso destas medições, os resultados obtidos mostraram coerência. A reprodutibilidade desta coerência mostra que as suposições formuladas inicialmente são corretas ou muito próximas da realidade.

O método descrito é simples e permite uma análise pormenorizada dos fenômenos que ocorrem no fundo do leito. A precisão nas medições depende fundamentalmente das condições de calibração do equipamento. Devem ser tomadas precauções quando o fundo do leito for muito acidentado. Variações da distância D entre a sonda e o leito podem acarretar erros, desde que o técnico não seja muito experiente. Variações de D provocam flutuações no valor de f_0 e causam erro no cálculo da espessura E de transporte.

CAPÍTULO XI

CONCLUSÕES GERAIS

Apesar das inúmeras hipóteses admitidas no decorrer desse estudo, os resultados experimentais obtidos foram coerentes. A reprodutibilidade desta coerência parece mostrar que as avaliações feitas

inicialmente, no que diz respeito a formas de leis ou valores de coeficientes, podem ser consideradas aceitáveis

Os indicadores não permitem eliminar o estudo do mecanismo de transporte. A observação global de uma nuvem de sedimentos que se desloca, dispensa apenas de conhecer o movimento individual das partículas. Entretanto, os indicadores radioativos reduzem fortemente a influência deste problema. De fato, a lei de distribuição das concentrações em profundidade e o coeficiente da quantidade de movimento, ligado à distribuição de velocidades dos grãos de areia no interior do leito, têm uma fraca influência numérica no cálculo da vazão sólida de arraste quando se utilizam técnicas radioisotópicas.

No decorrer dos estudos, a medida que se ganhava mais experiência com a técnica, observaram-se vários fatores que, se desprezados, podem acarretar erros em ensaio de medição de vazão sólida de arraste de fundo. Este longo trabalho permitiu que se chegasse às conclusões seguintes:

CAPÍTULO II – CARACTERÍSTICAS DOS SEDIMENTOS RADIOATIVOS

a) Em estudos qualitativos de transporte de sedimentos não é necessário que se estabeleça uma proporcionalidade entre atividade e massa irradiada. No caso da areia, a dificuldade em estabelecer esta proporcionalidade é que impedia o desenvolvimento de técnicas para as medições quantitativas. Os estudos de irradiação de areia mostraram que a atividade dos grãos individuais não era uniforme e que os minerais pesados possuíam seção de choque de ativação superior à do silício, contribuindo para distorções observadas na ativação. Em geral, estes minerais que totalizavam 5% da massa de areia irradiada contribuíam com cerca de 70% da atividade total, e possuíam comportamento hidráulico diferente da maioria dos grãos.

b) Ao irradiar-se amostras de areia, de diferentes granulometrias, observou-se que a atividade específica aumenta à medida que o diâmetro do grão diminui. Entretanto, isto não é suficiente para se ter a proporcionalidade desejada pois a influência dos minerais pesados ainda é grande.

c) Dividindo-se a areia em frações granulométricas e cada fração em vários intervalos densimétricos, é possível obter atividade uniforme para grãos individuais. Ensaio autorradiográfico mostraram que os elementos leves e pesados desapareceram quase totalmente quando o intervalo densimétrico se mantém entre os valores 2,65 – 2,70 g/cm³.

d) Ao estudar-se o comportamento da fração de densidade média (2,65 – 2,70 g/cm³), constituída por quartzo em quase sua totalidade, observou-se que a atividade era inversamente proporcional ao diâmetro dos grãos. Neste caso, para se obter uma atividade proporcional à massa de areia, pode-se proceder de dois modos:

1 – irradiar as frações de maior granulometria por um tempo maior do que as frações de menor granulometria, de modo a obter a mesma atividade específica;

2 – ajustar a quantidade de cada fração granulométrica presente no traçador de maneira a compensar a falta de uniformidade da atividade específica.

e) Para resultados práticos de ativação deve-se, em primeiro lugar, separar a areia em um pequeno intervalo densimétrico. Em segundo lugar, ao invés de se usar um traçador com mesma distribuição granulométrica que o material original, pode-se aumentar a fração mais grossa, compensando a tendência oposta da atividade ser inversamente proporcional ao diâmetro do grão.

f) No caso de marcação dos grãos por adsorção de um radioisótopo é conveniente que antes dos ensaios esses grãos passem por processos de lavagem. Assim, aqueles que tiveram dificuldades em adsorver o traçador radioativo serão deixados de lado, não contribuindo para lançar confusão durante as medições.

CAPÍTULO III – CONDIÇÕES DE MISTURA HOMOGÊNEA

a) Para que as medições realizadas com traçadores radioativos sejam independentes das condições iniciais, nos casos de injeção instantânea, a relação

$$\int_0^T C \cdot dt = \text{constante}$$

deve ser tomada como uma condição necessária e suficiente para se ter uma mistura homogênea.

b) A velocidade do centro de gravidade da nuvem de sedimentos radioativos é diferente da velocidade média. A relação entre as duas é expressa por um coeficiente λ definido por

$$\lambda = \frac{\frac{1}{S} \cdot \int S V^2 \cdot ds}{\left[\frac{1}{S} \cdot \int V \cdot dS \right]^2}$$

O coeficiente λ , em problemas de transporte sólido, depende da distribuição em profundidade dos sedimentos ao passo que em hidrometria ele é considerado como sendo igual à unidade.

c) Na análise das curvas de distribuição da concentração do traçador em função do tempo, deve-se utilizar o valor $(1/t)$.

CAPÍTULO IV – CURVAS DE ISOATIVIDADES E CENTRO DE GRAVIDADE

a) No cálculo das curvas de isoatividade deve-se levar sempre em conta a presença dos grãos ativos em camadas mais profundas. No caso de interpolação, procurar fazer uso de computador para minimizar os erros.

b) Os diferentes estudos realizados mostraram que teoricamente é sempre possível determinar a espessura E da camada de transporte. Para realizar tal propósito, na prática, é necessário que os detetores tenham uma lei de resposta geométrica equivalente às descritas neste capítulo (polinomial, linear ou exponencial). É necessário estudar também, do ponto de vista teórico, as possíveis leis de distribuição da concentração de sedimentos em profundidade. No caso de uma distribuição em profundidade de forma parabólica, as experiências mostraram que um leito formado por dunas apresenta uma função $C(z)$ que tem seu máximo variando em torno de $1/3$ da espessura total, seguindo a posição de máxima atividade sobre o flanco da duna. Entretanto, é sempre possível correlacionar o valor de β , com $C(z)$ e com $A(z)$ qualquer que seja a forma do leito.

CAPÍTULO V – CALIBRAÇÃO DOS DETETORES

a) Antes de cada ensaio é indispensável calibrar as sondas detetoras nas condições geométricas utilizadas no campo. Os resultados aqui apresentados não devem ser extrapolados para outras sondas de características diferentes, pois os valores α e f_0 podem variar de 40% a 90%, como pudemos verificar em diversas fases do trabalho.

Para pequenas espessuras da camada móvel, pode-se adotar para as sondas detetoras uma lei de resposta linear (aproximação da resposta exponencial). Essa reta deve ser traçada levando em conta o critério dos mínimos quadrados e os pontos devem corresponder aos dois primeiros termos do desenvolvimento em série da exponencial, nas vizinhanças da origem.

CAPÍTULO VI – CÁLCULO DA QUANTIDADE DE AREIA RADIOATIVA A SER INJETADA

a) Em primeira aproximação, pode-se afirmar que a quantidade de grãos radioativos injetados no escoamento, em detecção estática, é cerca de 10 vezes superior à que seria necessária no caso de detecção dinâmica.

b) O método de integração no tempo (detecção estática) só deve ser utilizado em ensaios de laboratório. Na prática, seria necessário um tempo muito longo para detetar a passagem de toda a nuvem radioativa e durante este tempo é quase impossível que a vazão se mantenha constante.

c) O cálculo matemático desenvolvido permite, com ligeiras adaptações, generaliza-lo para utilização em outros tipos de medições e detetores.

d) Se, por motivos tecnológicos, é imposta a massa de sedimentos radioativos, os cálculos permitem:

1 – determinar o desvio padrão decorrente da flutuação do número de grãos ativos, levando em conta o tipo de detecção imposta;

2 – escolher as condições de detecção (estática, dinâmica, arranjo do detetor, velocidade de deslocamento da sonda, tipo de detetor, geometria etc.);

e) No capítulo VI levamos em conta duas hipóteses simplificadoras, que podem ser assim explicadas:

1 – a desintegração radioativa é representada por uma lei de Poisson e por uma taxa de desintegração N , cujo desvio quadrático σ é \sqrt{N} . Se durante um segundo obtém-se $N = 64$ contagens tem-se $\sigma = 8$ contagens, valor não desprezível em relação ao intervalo $\Delta = 10$ contagens, que foi a condição adotada. Como na realidade, contamos a presença da radioatividade por mais de um segundo, esta interpretação é totalmente falsa. Em detecção dinâmica, o tempo de contagem foi de 20 segundos, e isto equivale a $20 \times 64 = 1280$ contagens, com desvio de $\sigma = 20$ contagens. Desta forma, continuamos a manter uma taxa de 64 contagens por segundo (cps) mas o desvio quadrático caiu para o valor $\sigma = 1,8$, que é bem aceitável.

2 – os grãos radioativos, para facilidade de cálculo, são considerados distribuídos numa superfície de 1 m^2 . Vimos, entretanto, que não existe apenas a distribuição superficial. Grãos ativos, estando em camadas mais profundas, dariam uma taxa de contagem inferior a 50 cps (valor adotado para os cálculos) e, neste caso, seria necessário maior número de grãos para manter o valor de 50 cps. Fizemos, pois, uma avaliação por excesso da quantidade unitária mínima de traçador.

CAPÍTULO VII – CARACTERÍSTICAS DO CANAL INCLINÁVEL

Os ensaios no canal experimental prolongaram-se por um período máximo de cinco (5) horas porque não havia realimentação de vazão sólida. Para ensaios de longa duração, torna-se necessário um sistema de realimentação da vazão sólida carregada. Nos estudos de determinação das tensões críticas de início de arrastamento, esta providência não se torna necessária.

CAPÍTULO VIII – DETERMINAÇÃO DAS TENSÕES CRÍTICAS DE INÍCIO DE ARRASTAMENTO

a) As experiências realizadas com grãos radioativos de vários diâmetros mostraram que o coeficiente A que aparece na fórmula de Meyer-Peter variou de modo inversamente proporcional ao diâmetro dos grãos. A teoria de Meyer-Peter afirma que a vazão total de arraste se manifesta quando sobre os sedimentos atua uma força representada pela equação,

$$\tau_o = 0,047 \cdot \gamma_s \cdot d_m$$

Ocorrendo o deslocamento de todos os sedimentos, aqueles cujos diâmetros correspondem a d_{g0} também serão arrastados. Sendo d_{g0} superior a d_m , é lógico que o coeficiente A, para esta dada granulometria, deve ser inferior a 0,047. Ajustando-se os valores dos coeficientes A em cada intervalo granulométrico, foi possível obter boa concordância entre os valores experimentais e os calculados pela teoria de Meyer-Peter.

b) A teoria de Meyer-Peter se aplica bem a casos onde as tensões que atuam sobre os sedimentos são sensivelmente superiores às tensões de início de arraste. Em outras palavras, $\tau_d > \tau_o$. Quando estas tensões são muito próximas, a única maneira de dirigir o cálculo parece ser dividir a curva granulométrica em várias frações e calcular a vazão parcial para cada fração, levando em conta as condições de início de arraste e a variação do coeficiente A. A vazão sólida total, de arraste, será igual à soma das vazões sólidas parciais.

c) A comparação entre os valores de τ_o obtidos por meio de cálculos com os determinados experimentalmente mostraram que os primeiros foram sempre superiores aos segundos. Como conseqüência, a vazão sólida teórica deveria ser sempre superior à vazão sólida obtida pela técnica radioisotópica. Esta observação foi comprovada e os valores podem ser analisados comparando os dados da tabela VIII.4.

d) As medições feitas permitiram determinar, para cada intervalo granulométrico, as constantes de ajuste que permitiram a aplicação da fórmula de Meyer-Peter. Aplicada como aparece na literatura, esta fórmula produziu resultados decepcionantes demonstrando que, realmente, o coeficiente A não deve ser constante. No caso dos grãos de baixa granulometria (inferiores a 600μ), observa-se que ao dobrar o valor do diâmetro, a tensão de início de arraste variou apenas de 24%. Por outro lado, no caso de grãos de maior granulometria (entre 700μ e 1410μ), quando o valor do diâmetro aumentou de um fator dois, a tensão de início de arraste variou de 72%. Nestas observações não excluimos o fato de que a forma do grão varia, em média, em função do seu diâmetro.

e) Os resultados mostraram que, ao se estudar o transporte sólido de sedimentos pertencentes a uma curva granulométrica ampla, não devemos nos satisfazer com a aplicação de uma fórmula global onde se intervém um só diâmetro útil (o diâmetro médio, por exemplo), mas sim estudar o caminhar de cada fração granulométrica. Assim sendo, deve se utilizar a tecnologia dos radioisótopos, que proporcionará facilidades para este refinamento.

CAPÍTULO IX – COMPORTAMENTO DA AREIA NATURAL E DO VIDRO MOÍDO

a) Observou-se que as tensões de início de arrastamento para os grãos de vidro são ligeiramente menores do que as necessárias para movimentar um grão de areia de mesmo diâmetro e igual peso específico. Parece realmente que as angularidades diferentes acarretam uma movimentação inicial distinta dos dois traçadores.

b) Esta movimentação inicial diferente é muito sentida nos ensaios de curta duração. À medida que se prolonga o tempo de observação, as diferenças tendem a diminuir. Isto pode ser explicado em parte, pelo

fato de que uma partícula deslocando-se em fundo móvel alcança geralmente períodos em que se move com períodos em que permanece parada entre outras partículas, ou então abaixo delas. Como os períodos de repouso e de movimentação são diferentes, tanto para o vidro como para a areia, de mesma granulometria e peso específico, parece haver uma compensação. Assim é que, mesmo se movimentando antes, os grãos de vidro não mantêm a longo prazo, a vantagem inicial conseguida.

c) Um reforço da conclusão expressa no item b) foi a comparação que se fez entre a velocidade média de deslocamento do vidro e da areia. Lembramos que só faz sentido falar em velocidade média de deslocamento de uma partícula quando esta velocidade for definida em relação a um intervalo de tempo suficientemente grande. Observou-se que as velocidades dos centros da gravidade das nuvens radioativas, calculadas entre duas detecções consecutivas, diferiam da velocidade média correspondente a uma série de ensaios. Isto ocorre justamente devido aos diferentes períodos de repouso e de movimentação dos dois traçadores.

CAPÍTULO X – MEDIÇÕES NO RIO PIRAJUSSARA

a) A boa reprodutibilidade alcançada com os valores da espessura E da camada móvel deve-se, em grande parte, ao fato do fundo do leito do rio Pirajussara, na seção estudada, não apresentar grandes irregularidades. Havendo pequena variação da distância D , entre sonda e leito, as flutuações de f_0 foram pequenas. Para maior segurança nas medições, em uma mesma seção, tomaram-se duas leituras das atividades envolvidas: uma com nível de discriminação em 50 KeV e outra em 150 KeV. Considerou-se muito boa a reprodutibilidade entre ambas medidas, pois o desvio médio calculado foi da ordem de 10%.

b) A vazão líquida, e portanto a vazão sólida, variou de dia para dia, durante a época das cheias. Sendo de curta duração as medições efetuadas, não se detetou flutuação de vazão no decorrer de um ensaio.

c) Os resultados apresentados na tabela X.5 mostram claramente que a espessura E , da camada móvel, diminui à medida que o diâmetro dos sedimentos aumenta. Em outras palavras, o rio Pirajussara transporta em maior quantidade areia de granulometria inferior a 500μ .

d) A superposição das curvas de isoatividade mostra que os sedimentos de menor diâmetro vão se depositando sobre camadas de maior diâmetro, à medida que se aproximam da foz, acarretando um assoreamento contínuo. Por ocasião de nova cheia, o material depositado é arrastado para o rio Pinheiros, fato comprovado por algumas medições de atividade neste rio.

e) Devido a grande turbulência da água no canal do rio Pirajussara, por ocasião da cheia que provocou uma vazão líquida de $12 \text{ m}^3/\text{s}$, não foi possível medir a vazão sólida de arraste. Por questões técnicas, o trenó não conseguia seguir a trajetória pré-determinada e os ensaios foram abandonados.

f) Em condições de vazão líquida normal (inferior a $1,0 \text{ m}^3/\text{s}$), o rio Pirajussara, na seção estudada, transporta pequena quantidade de sólido por arrastamento. Nestas condições, há uma predominância de grãos de areia pertencentes ao intervalo granulométrico ($149 \mu - 297 \mu$).

APÉNDICE A

$$\text{Cálculo de: } \delta(y) = \int_y^{\infty} (e^{-y/y^2}) dy$$

y	$\delta(y)$	y	$\delta(y)$	y	$\delta(y)$
0,10	7,2255	0,36	1,1635	1,10	0,1166
0,11	6,4068	0,37	1,1114	1,15	0,1038
0,12	5,7315	0,38	1,0625	1,20	0,0926
0,13	5,1657	0,39	1,0166	1,25	0,0828
0,14	4,6856	0,40	0,9734	1,30	0,0742
0,15	4,2736	0,41	0,9327	1,35	0,0666
0,16	3,9167	0,42	0,8944	1,40	0,0599
0,17	3,6050	0,43	0,8582	1,45	0,0540
0,18	3,3306	0,44	0,8240	1,50	0,0487
0,19	3,0876	0,45	0,7916	1,60	0,0399
0,20	2,8710	0,46	0,7610	1,70	0,0328
0,21	2,6770	0,47	0,7319	1,80	0,0271
0,22	2,5024	0,48	0,7043	1,90	0,0225
0,23	2,3446	0,49	0,6782	2,00	0,0188
0,24	2,2014	0,50	0,6533	2,10	0,0157
0,25	2,0709	0,55	0,5456	2,20	0,0132
0,26	1,9517	0,60	0,4603	2,30	0,0110
0,27	1,8424	0,65	0,3916	2,40	0,0092
0,28	1,7419	0,70	0,3356	2,50	0,0077
0,29	1,6493	0,75	0,2895	2,60	0,0065
0,30	1,5637	0,80	0,2511	2,70	0,0054
0,31	1,4845	0,85	0,2188	2,80	0,0045
0,32	1,4109	0,90	0,1916	2,90	0,0038
0,33	1,3425	0,95	0,1684	3,00	0,0032
0,34	1,2787	1,00	1,1485	3,50	0,0012
0,35	1,2192	1,05	0,1314	4,00	0,0003

APÊNDICE B

PROGRAMA ESTÁTICA (FORTRAN IV)

Para simplificar o desenvolvimento do programa admite-se que a atividade de cada grão é constante ($1/100 \mu\text{Ci}$) independentemente do número de grãos. A atividade total é: $n/100 \mu\text{Ci}$.

Nos cálculos feitos no capítulo VI escolheu-se uma atividade total de $1 \mu\text{Ci}$. Torna-se, portanto, necessário multiplicar as taxas de contagem obtidas por $100/n_g$ e o valor das probabilidades por $n/100$. São desenvolvidos 2 programas:

ESTÁTICA – 1 – permite passar de 1 para 2 grãos

ESTÁTICA – 2 – permite passar de 2 para 4,8,16,32,64,128,256 grãos.

A correspondência entre os símbolos e as grandezas reais são:

ESTÁTICA 1

S(J) curva de probabilidades acumuladas

PI(J), PI 1(J) e P 2: 2

P : σ^2

T : valor médio \bar{N}

A : taxa de contagem N

Z : desvio σ

ESTÁTICA 2

S(J) : curva de probabilidades acumuladas

T : valor médio \bar{N}

P : quadrático do desvio σ

Z : desvio σ

A : taxa de contagem

ESTÁTICA 1

```

C          PASSAGEM DE 1 A 2 GRÃOS
C          PASSAGEM DE D/2 A D GRÃOS
              DIMENSION S(2310),PI 1(1150)
              READ(5,3) S(1),P,T,E,A,F,L,K,M,
3          FORMAT(5F6.3,E10.3,2I2,14)
              DO 24 J=1,2300
C          TAXA DE CONTAGEM N.MIN E N.MAX

```

```

      b=.010
      C=9.2:4
      P2=0.
C      TAXA DE CONTAGEM N
      A=A+.008
      IF (J-1150)13,13,18
13     L=L+2
      DO 16 I=1,L
      B=B+.004
16     P2=P2+F*(B*(A-B))*E
      GOTO 22
18     M=M+2
      DO 21 I=M,2300
      C=C-.004
21     P2=P2+F*(C*(A-C))*E

C      CURVA DAS PROBABILIDADES ACUMULADAS
22     S(J+1)=S(J)+.008*P2
C      CÁLCULO DE N.MED
      T=T+.008*P2
24     PI 1(J)=P2
      A=.020
      DO 29 J=1,2300
      A=A-.008
C      CÁLCULO DO DESVIO QUADRÁTICO MÉDIO Z
29     P=P+.008*PI 1(J)*(A-T)*(A-T)
      Z=SQRT(P)
      DO 40 J=2,2300,2

40     K=K+1
      PI(K)=PI 1(J)/S(2300)
      WRITE(6,37)T,P,Z
      WRITE(6,38)
      WRITE(6,35) (PI 1(J),J=1,2300)
      WRITE(6,38)
      WRITE(6,36) (S(J),J=1,2301)
      WRITE(6,38)
      WRITE(6,34) (PI(J),J=1,1150)
      WRITE(6,38)
      WRITE(7,39) (PI(J),J=1,1150)
34     FORMAT(5H PI= 10E11.3)
35     FORMAT(5H PI1=10E11.3)
36     FORMAT(5H S = 10E11.3)
37     FORMAT(5H T = ,F5.2,3HP= ,F5.2,3HZ= ,F5.2,/)
38     FORMAT(1HO)
39     FORMAT(8E10.3)
      STOP

```

ESTÁTICA 2

```

C      PASSAGEM DE D/2 A D GRÃOS,TAXA DE CONTAGEM N(D)=A(D) PARA D
      GRÃOS
      DIMENSION S(1155),PI(1150)PI2(1150)
      READ(5,41) (PI(J),J=1,1150)

```

```

D=2.
DO 36 K=1,8
READ(5,40) S(1),P,T,FO,AO,L,M
D=D*2.
A=AO*D
F=FO*D/2.
DO 23 J=1,1150
P2=0.
IF (J-575)11,11,16
11 L=L+2
C CÁLCULO DA INTEGRAL DO PRODUTO DAS PROBABILIDADES POR
C 2N(D/2)MIN < N < N(D/2)MAX-N(D/2)MIN
DO 14 I=1,L
LL=2*J-I
14 P2=P2+F*PI(I)*PI(LL)
GOTO 20
16 M=M+2
DO 19 I=M,1150
C CÁLCULO DA INTEGRAL DO PRODUTO DAS PROBABILIDADES POR
C N > N(D/2)MAX-N(D/2)MIN
MM=2*J-I
19 P2=P2+F*PI(I)*PI(MM)
C CURVA DAS PROBABILIDADES ACUMULADAS
20 S(J+1)=S(J)+2.*F*P2
A=A+2.*F
C CÁLCULO DE N.MED
23 T=T+2.*F*A*P2
PI2(J)=P2
A=AO*D
DO 28 J=1,1150
PI(J)=PI2(J)/S(1150)
A=A+2.*F
C CÁLCULO DO DESVIO QUADRÁTICO MÉDIO Z
28 P=P+2.*F*PI2(J)*(A-T)*(A-T)
Z=SQRT(P)
WRITE(6,42)D,P,T,Z
WRITE(6,43)
WRITE(6,44) (PI2(J),J=1,1150)
WRITE(6,43)
WRITE(6,45) (S(J),J=1,1151)
WRITE(6,46)
36 CONTINUA
40 FORMAT(5F6.3,2I2)
41 FORMAT(8E10.3)
42 FORMAT(4H D= ,F7.2,6HGRAINS,3H P=,F7.2,4H T= ,F7.2,4H Z= ,F7.2,/)
43 FORMAT(1H0)
44 FORMAT(6H PI2= ,10E11.3)
45 FORMAT(5H S= ,10E11.3)
46 FORMAT(1H1)
STOP
END

```

PROGRAMA DINÂMICA

Auxilia o cálculo do número de grãos necessários a serem injetados quando a detecção é dinâmica. Escolheu-se atividade constante para cada grão como sendo $1/100 \mu\text{Ci}$ e que a máxima taxa de contagem n_{max} (h) era 1 cps.

Os resultados do programa devem ser corrigidos por um fator $100 \times 1,128 \times \frac{n_{\text{max}}}{n}$. No caso das taxas de contagem os valores apresentados nas curvas do capítulo VI foram obtidos multiplicando os valores fornecidos pelo computador pelo fator acima. No caso das probabilidades, os valores fornecidos pelo computador devem ser divididos por $100 \times 1,128 \times n_{\text{max}}/n$.

O valor 1,128 — é proveniente da superfície efetiva detetada. A correspondência entre símbolos e grandezas é:

P2, PI(J) e: $\alpha d n, \alpha d_n / 2$

S(J): curva de probabilidades acumuladas

T: valor médio \bar{N}

P: quadrado do desvio σ

Z: desvio σ

A: taxa de contagens

DINÂMICA

```

C          PASSAGEM DE D/2 A D GRÃOS, TAXA DE CONTAGEM N(D)=A(D) PARA O
          GRÃO
          DIMENSION S(210),PI(200),PI2(200)
          DO 36 N=1,2
          READ (5,46) JMAX
          READ(5,41) (PI(J),J=1,JMAX)
          D=1.
          DO 36 K=1,8
          READ(5,40)S(1),P,T,FO,AO,L,M
          D=D*2.
          A=AO*D
          F=FO*D/2.
          DO 23 J=1,JMAX
          P2=0.
          IF(J-JMAX/2)11,11,16
11          L=L+2
C          CÁLCULO DA INTEGRAL DAS PROBABILIDADES POR
C          2N(D/2)MIN < N < N(D/2)MAX-N(D/2)MIN
          DO 14 I=1,L
          LL=2**J-I
14          P2=P2+F*PI(I)*PI(LL)
          GOTO 20
16          M=M+2
          DO 19 I=M,JMAX
C          CÁLCULO DA INTEGRAL DAS PROBABILIDADES POR
C          N > N(D/2)MAX - N(D/2)MIN

```

```

          MM=2*J-1
          P2=P2+F*PI(I)*PI(MM)
C      19      CURVA DAS PROBABILIDADES ACUMULADAS
          S(J+1) = S(J)+2.*F*P2
          A=A+2.*F
C      CÁLCULO DE N.MED
          T=T+2.*F*A*P2
          PI2(J)=P2
          A=AO*D
          DO 28 J=1,JMAX
          PI(J)=PI2(J)/S(JMAX+1)
          A=A+2.*
C      CÁLCULO DO DESVIO QUADRÁTICO MÉDIO Z
          28      P=P+2.*F*PI2(J)*(A-T)*(A-T)
          Z=SQRT(P)
          WRITE(6,42)D,P,T,Z
          WRITE(6,43)
          WRITE(6,44) (PI2(J),J=1,JMAX)
          WRITE(6,43)
          WRITE(6,45) (S(J),J=1,JMAX)
          WRITE(6,43)
          40      FORMAT(4F6.3,F7.4,2I2)
          41      FORMAT(8E10.3)
          42      FORMAT(4H D= ,F7.2,6HGRAINS,3H P=,F7.2,4H T= ,F7.2,4H Z= ,F7.2,/)
          43      FORMAT(1HO)
          44      FORMAT(6H PI2= 10E11.3)
          45      FORMAT(6H S = 10E11.3)
          46      FORMAT(I3)
          36      CONTINUA
          STOP
          END

```

APÊNDICE C

Relação entre os resultados obtidos em detecção estática e detecção dinâmica de uma nuvem de sedimentos radioativos.

1) Em detecção dinâmica, uma sonda deslocando-se com velocidade v durante o tempo t , acusa na distância $v.t$ a presença de uma quantidade de radiação expressa por $N_v(v.t)$.

Supondo-se que a sonda caminha com velocidade de 1 m/s, durante o mesmo tempo t obtém-se na distância $1.t$ um número $N_1(1.t)$ de contagens.

Supondo-se que a sonda caminha com velocidade de 1 m/s percorrendo uma distância $v.t$, durante o tempo t' , numericamente igual a $v.t$ obtém-se um número $N_1(v.t)$.

2) Em detecção estática obtém-se em cada ponto uma taxa de contagem n que integrada sobre toda a distância L proporciona

$$N = \int_L n.dL$$

Vamos em seguida provar que as contagens integradas durante o tempo t , ao longo da distância $L = v.t$, por uma sonda que se move com velocidade v é igual a razão entre o número de contagens integradas pela mesma sonda, deslocando-se a velocidade de 1 m/s, ao longo da mesma distância $L = v.t$, durante um tempo t' numericamente igual a $v.t$, e a velocidade v . Esta razão é ainda ao quociente da integral da taxa de contagem obtida em detecção estática (ponto por ponto ao longo de toda distância L) pela velocidade v .

$$N_v(L = v.t) = \frac{N_1(L = v.t)}{v} = \frac{1}{v} \int_{L = v.t} n.dL$$

a) Sonda Fixa

A taxa de contagem em cada ponto é representada por:

$$n = \iint_{h,x} a(h,x).n'(SA)dh.dx$$

SA – distância da sonda S ao elemento A de superfície $dh.dx$ onde a atividade é $a(h,x)$.

n' – taxa de contagem dada por uma atividade unitária situada a distância SA;

b) Sonda Móvel

Sendo v m/s a velocidade de deslocamento da sonda, as contagens integradas sobre a distância $L = v.t$ dependem do tempo e da posição da sonda:

$$N_v(L = v.t) = \iiint_{thx} n'(SA).a(h,x).dh.dx.dt$$

$$L = v.t \therefore dL = v.dt$$

$$N_v(L = v.t) = \int \int \int_{Lhx} n'(SA).a(h.x).dh.dx. \frac{dL}{v}$$

Como v é constante

$$N_v(L = v.t) = \frac{1}{v} \int \int \int_{Lhx} n'(SA).a(h.x).dh.dx.dL$$

A última integração representa a taxa de contagem $N_1(L = v.t)$ de modo que

$$N_v(L = v.t) = \frac{1}{v} N_1(L = v.t)$$

demonstra a primeira parte da proposição.

Reescrevendo a equação anterior sob a forma:

$$N_1(L = v.t) = \int \int \int_{Lhx} n'(SA).a(h.x).dx.dh).dL$$

observa-se que a integral entre parênteses representa a taxa de contagem n . Então

$$N_1(L = v.t) = \int_L n.dL$$

demonstra a segunda parte da proposição

$$N_v(L) = \frac{1}{v} N_1(L) = \frac{1}{v} \int_L n.dL$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ROUSE, H., "An Analysis of Sediment Transportation in the Light of Fluid Turbulence" – Publicações U.S.D.A. 1939.
2. QUESNEL, M., "Traité de Hydraulic Fluviale Applique" – Eyrolles Editeur, Vol. – 2 – 1962.
3. VANONI, V. A., "Lectures Notes on Sediment Transportation and Channel Stability" – Journ. Hidr. Div. – Vol. 92 – (1966).
4. EINSTEIN, A., "Formulas for the Transportation of the Bed Load – Transactions of ASCE", March (1942).
5. VIEIRA DA SILVA, R. C., "Étude dans un Canal en Charge de la Distribution du Débit Solide" – Tese de Doutorado Apresentada a Faculdade de Ciências de Toulouse, 27 junho (1967).
6. CRICKMORE, M. J., "The Time Integration Method" – Proc. Roy. Soc. of London, séries A, Vol. –270– pp 27.
7. HULL, D. E., "The Total Count Technique: a New Principle in Flow Measurements", J. Appl. Radiat. Isotopes, 4, (1958). 1
8. PIMENTA, C. F., "Contribuição para o Cálculo da Perda de Carga nos Canais em Regime Uniforme" – Tese de Cadeira – USP – (1966)
9. TAYLOR, G. I., "Turbulent Flow in Pipes" – Proc. Roy. Soc. of London, séries A, Vol. –223– , (1954), pp 446.
10. GOLDBERG, E. D., "Neutron-Irradiated Quartz as a Tracer of Sand Movements: Qualitative Studies" – Bulletin of the Geological Society of America, Vol. –66– May (1955).
11. JEANNEAU, BERNARD; "Étude de Divers Procèdes de Marquages de Sediments par L'or 198", – CEA – R- 3389, (1967).
12. COURTOIS, G. "La Houille Branche, nº 7" – (1970).
13. COURTOIS, G. "La Notion de Bom Melange dans L'emploi de Traceurs", IAEA SM- 129/26 – Vienne, (1970).
14. COURTOIS, G. Possibilités D'emploi d'un Nombre Limité de Grains Radioactifs dans L'Études Quantitatives de Mouvements de Sediments", Int. J. Appl. Rad. and Isotopes- Vol. -15-, (1964), pp 655.
15. SAUZAY, G. Méthode du Bilan des Taux de Comptage D'indicateurs Radioactifs pour la Determination du Débit de Charriage des Lits Sableux," CEA-R-3431, (1968).
16. HOURS, R; JAFFRY, P., "Application des Isotopes Radioactifs a L'etude des Mouvements des Sediments at des Galets dans les Cours D'eau et en Mer", La Houille Blanche, nº3, – 1959, pp. 318.
17. RAMETTE, M., HEUZEL, M., "Le Rhône a Lyon, Etude de L'entrainement des Galets à L'aide de Traceurs Radioactifs", La Houille Blanche, numéro spécial A(1962).
18. HUBELL, D. W.; SAYRE, W. W., "Sand Transport Studies with Radioactive Tracers", Proc. ASCE, Paper 3900, (1964).

19. SMITH, D. B., PARSONS, T. V., "Radioactive Techniques for Determining Silt Movement from Spoil Grounds in the Firth of Forth", *Isotopes in Hydrology*, IAEA, Viena (1967), pp. 167.
20. CORDEIRO, S., "Experiences Relatives à Emploi a Grande Échelle de L'argent – 110 pour L'étude des Mouvements des Sédiments Marins, 1^{ère} Reunion des Techniques Portugais de L'énergy Nucleaire, Lisbonne, (1958).
21. PILON, J. J., "Mesures par Traceurs Radioactifs du Mouvement des Sables aux Pays-Bas – 1957 a 1962 – Eurisotopes Cah. Inf. 8," *Communication 15*, (1965), 201-314.
22. INOSE, S. KATO, M., "The field Experiment of Littoral Drift Using Radioactive Glass Sand", *Int. Conf. of Peaceful Uses of Atom. Energy, Geneva, 1955*, 15, pp. 211 – 219.
23. GOMES, H. R., BARÓ, G. B., GARCIA AGUDO, E., "Radioactive Tracer Study in Rio de La Plata", (1966).
24. COURTOIS, G., SAUZAY, G., "Sur les Masses de Sediments a Injecter dans une Experience de Traceurs Radioactifs en Sedimentologie Dynamic, IAEA/SM, – 129/36, – (1970).
25. HALD – *Statistical Theory with Engineering Applications*, John Willey and Sons, New York, (1960).
26. LEME, R. A., da SILVA, "Curso de Estatística", Ao Livro Técnico S.A. – 1965, 2^a Edição.

