

Natalia Boboshko

DISSIPACÃO DE ENERGIA DEVIDA AO MOVIMENTO DE FLUXO

MAGNÉTICO EM SUPERCONDUTORES

Tese apresentada ao Instituto de Física  
"Gleb Watagin" da Universidade Estadual  
de Campinas, como parte dos requisitos  
para a obtenção do Grau de Doutor em  
Ciências

CAMPINAS - SÃO PAULO

1976

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA  
BIBLIOTECA

## RESUMO

### DISSIPÇÃO DE ENERGIA DEVIDA AO MOVIMENTO DE FLUXO MAGNÉTICO EM SUPERCONDUTORES

Analisando-se os resultados experimentais existentes sobre a dissipação de energia em supercondutores, tentou-se uma escolha de condições experimentais de forma a permitir a separação de alguns fenômenos dissipativos.

A partir desta análise, estudou-se a dissipação de energia em filmes supercondutores devida ao movimento de fluxo magnético por meio de um pêndulo de torção.

A análise dos dados experimentais obtidos permitiu encontrar uma região na curva da dissipação, onde a dissipação devida ao "aprisionamento" pode ser desprezada em relação a outros fenômenos dissipativos, o que indicou a possibilidade de separação destes fenômenos. A separação do efeito devido ao "aprisionamento" permitiu encontrar uma nova expressão empírica da dissipação, para as amostras estudadas, em função de alguns parâmetros (velocidade dos vórtices, campo magnético aplicado e temperatura), e concluir o seguinte: a dissipação de energia em supercondutores tanto "ideais" como "reais" é regida por diversos fenômenos, sendo que o fenômeno explicado pelas teorias do tipo de Bardeen e Stephen<sup>7</sup>,

não parece ser o fenômeno predominante nos supercondutores do tipo I, e dependendo da temperatura, pode se tornar desprezível em relação a outros fenômenos.

Os resultados experimentais permitiram formular uma explicação fenomenológica do novo efeito dissipativo.

Verificou-se que a expressão empírica por nós obtida concorda com os resultados experimentais de R.D. Smith<sup>21</sup>, e é mais satisfatória na explicação dos resultados da experiência de Kim et al.<sup>6</sup> do que as expressões até agora usadas. Verificou-se também, que os resultados experimentais de Fogel<sup>30</sup> podem ser explicados se considerarmos que a energia dissipada é soma do efeito Bardeen-Stephen mais o efeito encontrado neste trabalho.

Estudou-se a influência do envelhecimento da amostra na dissipação de energia. Os resultados experimentais obtidos, além de concordarem com a nossa explicação fenomenológica do efeito dissipativo, levaram-nos a definir um coeficiente  $\alpha$  que caracteriza as propriedades dissipativas de cada amostra.

Encontrou-se experimentalmente dissipação de energia em filmes supercondutores de estanho em movimento em campo magnético homogêneo; os dados experimentais obtidos trouxeram argumentos a favor da nossa explicação fenomenológica da dissipação e permitiram formular um modelo de formação de lamelas em supercondutores do tipo I.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Rogério C. C. Leite pelo apoio, sem o qual este trabalho nem seria realizado e nem apresentado.

Agradeço ao Prof. Daltro G. Pinatti por ter me dado a oportunidade de realizar este trabalho em seu laboratório.

Agradeço ao Prof. Newton Bernardes, pela leitura do trabalho, e, por ter dado um parecer a respeito do mesmo.

Agradeço aos Profs. Oscar Vilches, Paul L. Donoho e Hilda Cerdeira pela leitura do trabalho.

Agradeço ao colega José Leonil Duarte pela preciosa ajuda nas medidas, nos cálculos e na execução de numerosos gráficos.

Agradeço aos Srs. Antonio Pinelli, Clenio Pedro Casarin, Carlos Roberto Dainesi, Carlos P. Pinelli e Eugenio Dainesi pela ajuda no projeto, na execução do mesmo, e, na manutenção do sistema experimental.

Agradeço em especial ao Prof. Nicholas Winogradoff

Agradeço em especial à Vera Lúcia P. Lana e à Maria Christina Thomé.

Agradeço aos colegas Antonio Ambrosio, Momotaro I-maizumi e Benjamin Grossman pelas sugestões.

Agradeço também a Therezinha T. Sans, Vólia L. Crivelenti, Célia Maria D'Alvia Pereira, Elza Vieira, Sergio Gama, Billy M. Khale e José Vasconcelos.

Agradeço em especial ao meu pai que me ajudou a ultrapassar as horas difíceis.

Agradeço a UNICAMP, FAPESP e CNPq

Agradeço também a todos que direta ou indiretamente contribuíram na realização deste trabalho ou, principalmente, na apresentação deste trabalho.

## SÍMBOLOS

- a - raio do vórtice ou macro-vórtice
- A - coeficiente que descreve a dissipação mecânica do pêndulo
- c - velocidade da luz
- d - espessura da amostra
- $d_c$  - espessura crítica
- D - potência dissipada por unidade de espessura da amostra
- e - carga de um elétron
- E - campo elétrico, energia dissipada
- $E^*$  - energia reduzida ( $E^* = E.m/\ell$ )
- F - força, energia livre de Gibbs
- h - constante de Planck
- H - campo magnético aplicado
- $H_c$  - campo crítico
- $H_{cb}$  - campo crítico
- $H_{c1}$  - campo crítico inferior
- $H_{c2}$  - campo crítico superior
- $H_0$  - campo crítico na temperatura 0 K
- i - corrente elétrica
- $i_c$  - corrente crítica
- I - momento de inércia do pêndulo
- j - densidade de corrente elétrica
- k - constante de torção do pêndulo
- $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo magnético no supercondutor

- $m$  - massa do elétron, largura da amostra
- $r$  - vetor posição
- $R_a$  - distância do eixo do pêndulo até o centro da bobina local
- $s$  - diâmetro da bobina local
- $S$  - área da secção da bobina local
- $t$  - temperatura reduzida
- $T$  - temperatura, período do pêndulo
- $T_c$  - temperatura crítica
- $v$  - velocidade média com que o fluxo se movimenta
- $v_L$  - velocidade do vórtice ou macro-vórtice
- $v_s$  - velocidade dos super-elétrons
- $X_n$  - amplitude do pêndulo na oscilação  $n$
- $X_a$  - amplitude de oscilação do pêndulo
- $\alpha$  - constante da equação Ginsburg-Landau, constante característica da amostra
- $\eta$  - coeficiente de atrito viscoso
- $\eta^*$  - coeficiente de atrito viscoso ( $\eta^* = \eta d$ )
- $\eta'$  - coeficiente de atrito viscoso por unidade de fluxo magnético
- $\kappa$  - capa de Ginsburg-Landau
- $\lambda$  - comprimento de penetração
- $\zeta$  - comprimento de coerência
- $\pi$  - número pi
- $\rho$  - resistividade elétrica
- $\rho_f$  - resistividade diferencial em supercondutores
- $\rho_N$  - resistividade da fase normal
- $\sigma$  - condutividade elétrica

- $\sigma_N$  - condutividade elétrica da fase normal
- $\phi_0$  - fluxoide
- $\psi$  - parâmetro de ordem
- $\tau$  - tempo de relaxação

## ÍNDICE

### I - INTRODUÇÃO

A. Introdução . . . . .	1
B. Situação atual do problema	
1. Teórica . . . . .	11
2. Experimental . . . . .	19
C. Objetivo do trabalho . . . . .	22

### II - ESCOLHA DAS CONDIÇÕES E PARÂMETROS EXPERIMENTAIS

A. Escolha das condições experimentais . . . . .	24
B. Parâmetros experimentais . . . . .	31

### III - EXPERIÊNCIA

A. Descrição do aparelho . . . . .	38
B. Amostras . . . . .	42
C. Procedimento Experimental . . . . .	44

## IV - RESULTADOS

A. Cálculo de análise	
1. Método de cálculo . . . . .	47
2. Análise dos dados . . . . .	49
B. Campo magnético local	
1. Resultados . . . . .	52
2. Análise dos resultados experimentais . .	67
3. Conclusão . . . . .	81
C. Dissipação de energia em disco supercondutor	
1. Introdução . . . . .	85
2. Experiência . . . . .	85
3. Análise dos resultados experimentais . .	91
4. Conclusão . . . . .	95
D. Dissipação em campo magnético homogêneo	
1. Introdução . . . . .	97
2. Experiência e análise dos resultados . .	99
3. Conclusão . . . . .	105
E. Influência do envelhecimento da amostra na dissipação	
1. Introdução . . . . .	107
2. Experiência . . . . .	108
3. Análise dos resultados experimentais . .	113
4. Conclusão . . . . .	114

F. Dissipação de energia em filmes de nióbio	
1. Introdução . . . . .	117
2. Experiência e análise dos resultados . . .	118
3. Conclusão . . . . .	122

V - ANÁLISE DOS RESULTADOS DE OUTROS PESQUISADORES

A. Resultados obtidos por Smith <sup>21</sup> . . . . .	123
B. Resultados obtidos por Kim et al. <sup>6</sup> . . . . .	125
C. Resultados obtidos por Fogel <sup>30</sup> . . . . .	129
D. Conclusão . . . . .	133

VI - CONCLUSÃO . . . . . 134

Apêndice I - Observação do fluxo retido . . .	136
Apêndice II - Cálculo da energia dissipada e da velocidade média . . . . .	138
Apêndice III - Cálculo da energia dissipada para n vórtices . . . . .	143
Apêndice IV - Cálculo do $H_2$ . . . . .	145
Bibliografia . . . . .	148

## CAPÍTULO - I

### INTRODUÇÃO

#### A. Introdução

Supercondutores são materiais que quando estão abaixo de uma certa temperatura crítica  $T_c$ , têm a propriedade de ter a resistência elétrica igual a zero e além disto, tornam-se diamagnéticos perfeitos. Devido a estas propriedades, a passagem de corrente elétrica processa-se sem dissipação ôhmica de energia, fato êste que lhes confere aplicação tecnológica de enorme valor.

Acontece que isto não é inteiramente válido para qualquer supercondutor em quaisquer condições. Existem situações em que na passagem da corrente elétrica temos dissipação de energia, devida a vários fatores; podendo-se ter inclusive dissipação ôhmica em certas regiões do supercondutor. Seria de grande interesse para a tecnologia, poder eliminar a dissipação e o primeiro passo para isto é entender o seu mecanismo, a fim de poder influir nos fatores predominantes do mesmo, no sentido de eliminar ou diminuir a dissipação.

De acôrdo com o fator capa de Ginsburg-Landau os supercondutores dividem-se em dois tipos; uma das propriedades que diferencia os dois tipos é a maneira pela qual é expulso o fluxo magnético do interior de um supercondutor. Num

supercondutor do tipo I, abaixo do campo crítico  $H_c$  todo o fluxo é expelido e acima de  $H_c$ , o material torna-se "normal". Num supercondutor do tipo II, abaixo do campo crítico  $H_{c1}$  todas as linhas de fluxo são expelidas; entre  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$  temos penetração de fluxo magnético (esta região chama-se estado misto); e, acima de  $H_{c2}$  o material torna-se "normal".

Se um supercondutor do tipo I ou do tipo II se encontra num campo magnético de valor menor que  $H_c$  ou  $H_{c1}$ , é possível que, em alguma região do supercondutor, o valor do campo magnético atinja o  $H_c$  ou  $H_{c1}$ , dependendo do coeficiente de desmagnetização. Neste caso, haverá penetração das linhas de fluxo magnético no supercondutor. Quando acontece este fenômeno nos supercondutores do tipo I, diz-se que o supercondutor encontra-se em estado intermediário e no supercondutor do tipo II tem-se o estado misto. O estado misto e o estado intermediário, apesar de serem parecidos (nos dois casos, tem-se penetração das linhas de fluxo magnético), têm origens diferentes.

Nos supercondutores do tipo II, em estado misto, sabe-se que, devido ao fato de sua energia de parede\* ser negativa, o estado de menor energia é aquele no qual há formação de vórtices. Neste tipo de supercondutores tem-se penetração de fluxo magnético em forma de uma rede triangular de vórtices.

---

\* O termo "energia de parede" foi usado como tradução do termo "wall energy" em inglês.

tices com um quantum de fluxo magnético cada; além disto, este estado é estável, o que já foi comprovado experimentalmente.

Nos supercondutores do tipo I, no estado intermediário, o problema da penetração de fluxo magnético teoricamente é muito mais complicado do que nos supercondutores do tipo II. O estado intermediário foi, pela primeira vez, estudado por Landau <sup>1</sup>. Como a energia de parede de um supercondutor do tipo I é positiva, à primeira vista a formação de vórtices é energeticamente desfavorável; baseando-se nisto, Landau propôs um modelo onde a penetração de fluxo dar-se-ia em forma de lamelas e calculou o formato destas lamelas minimizando a energia. O modelo proposto foi para o caso de uma amostra plana infinita, pois o coeficiente de desmagnetização deste tipo de amostras é tal que em qualquer campo magnético, diferente de zero, tem-se o estado intermediário. Experimentalmente foram obtidas fotografias, nas quais a penetração de fluxo magnético dava-se em forma de lamelas.

Experimentalmente, observa-se que existe dissipação de energia com a passagem de corrente elétrica num supercondutor que se encontra em estado misto ou intermediário.

Analisando o que a passagem de corrente provoca no supercondutor, vê-se que um dos seus efeitos é o movimento das linhas de fluxo magnético, pois com a passagem de corrente aparece a força de Lorentz com intensidade suficiente para movimentar uma parte das linhas de fluxo magnético. Parece que este fenômeno foi sugerido pela primeira vez, por Shoenberg <sup>2</sup>

em 1952.

A primeira idéia de explicar o fenômeno dissipativo foi associar este fenômeno ao movimento das linhas de fluxo magnético. Gorter <sup>3</sup>, em 1957 foi o primeiro a propor o movimento de fluxo como sendo o mecanismo resistivo em supercondutores do tipo I. Esta idéia foi mais tarde, em 1962, estendida para os supercondutores do tipo II pelo próprio Gorter <sup>4</sup> e também por Anderson <sup>5</sup>. A primeira experiência que evidenciou a resistência diferencial\* em supercondutores em estado misto, foi realizada por Kim et al. <sup>6</sup>, em 1963. Em seguida a esta experiência, foi proposta a teoria fenomenológica para o movimento de um vórtice com um só fluxóide, por Bardeen e Stephen (BS) <sup>7</sup>. A partir daí, experimentalmente, iniciou-se uma série de pesquisas do tipo das de Kim et al., nas quais a dissipação era estudada através da resistência diferencial. A teoria empírica de Kim et al., longe da temperatura crítica dava resultados concordantes com os previstos pela teoria BS. Quase ao mesmo tempo e independentemente, foram feitas as teorias fenomenológicas de Nozières e Vinen <sup>8</sup> (1966), e mais tarde em 1968, a teoria de Vijfeijken <sup>9</sup>. As três teorias fenomenológicas admitem um vórtice com carôço rígido, o qual é inteiramente normal e a dissipação se processa através do espalhamento de quase partículas pela rede.

---

\* O termo "resistividade diferencial em supercondutores" foi usado como tradução do termo "flux-flow resistivity" em inglês.

Experimentalmente, este problema foi intensivamente estudado por vários pesquisadores. Na maior parte das experiências realizadas, passa-se uma corrente elétrica num superconductor que se encontra em um campo magnético homogêneo, (portanto, ou está em estado intermediário ou em estado misto), em seguida, mede-se a diferença de potencial no superconductor, e esta diferença é atribuída ao movimento de fluxo magnético. Entretanto, este tipo de experiências não fornece dados para afirmar que a diferença de potencial é devida ao movimento de fluxo ou, por exemplo, que é devida à fração do material em estado normal. As dúvidas a respeito da validade da hipótese sobre esta diferença de potencial são bem razoáveis, pois ainda não é suficientemente conhecido o que acontece quando se passa uma corrente elétrica num superconductor. Um dos problemas é como a corrente influe sobre as propriedades do superconductor. Por exemplo, sabe-se que ao passarmos uma corrente elétrica acima de um certo valor, o superconductor torna-se normal; mas, não se sabe o que acontece quando o valor da corrente está abaixo deste valor. É evidente que a corrente, além de movimentar o fluxo magnético influi também nas propriedades do superconductor.

Experiências deste tipo, além de terem os inconvenientes acima, têm mais alguns inconvenientes sérios: os resultados dependem da geometria da amostra, das geometrias e intensidades de campos magnéticos e correntes aplicados; além disso, os resultados obtidos têm um valor mais qualitativo do que quantitativo; a comparação entre dados de diversos pesquisadores é difícil; e de forma alguma está-se conseguin

do chegar a algum resultado mais geral, como por exemplo, pro  
var a validade ou não das teorias fenomenológicas citadas a-  
cima.

Em 1965, foi feita por I. Giaever <sup>10</sup>, uma experiên-  
cia que provou que a diferença de potencial medida nas experi-  
ências descritas anteriormente era devida ao movimento de flu-  
xo. A experiência feita por I. Giaever foi a seguinte: fazia-  
-se um sanduiche de supercondutores, (uma camada de Sn, uma  
camada de isolante e outra camada de Sn), que era colocado  
dentro de um campo magnético homogêneo perpendicular ao mes-  
mo. Em seguida, passava-se uma corrente elétrica no supercon-  
dutor primário e media-se a diferença de potencial no secundá-  
rio. Os resultados desta experiência mostraram que a diferen-  
ça de potencial observada nas experiências sôbre a resistên-  
cia diferencial era devida ao movimento de fluxo magnético.  
(Mais tarde foram estudados novamente sanduiches de Sn, e  
além destes também sanduiches de Pb <sup>11</sup>).

As experiências descritas (referências 10 e 11),  
apesar de demonstrarem que a diferença de potencial comumente  
medida era devida ao movimento de fluxo não forneceram nenhu-  
ma informação a respeito de tal movimento, ou de sua relação  
com a dissipação de energia.

Se com a experiência de I. Giaever ficou pelo me-  
nos claro o que se devia estudar no caso dos supercondutores  
do tipo II, isto é, estudar o movimento de vórtices, no caso  
de supercondutores do tipo I o problema tornou-se muito sé-  
rio: como explicar a dissipação de energia em supercondutores

no estado intermediário, se admitirmos o modelo lamelar de Landau ? A primeira idéia é explicá-la novamente através do movimento de fluxo magnético; contudo, neste caso a situação é bem complicada, pois deveria-se estudar o movimento de lamelas e achar uma relação entre este movimento e a dissipação de energia. É evidente que se fosse possível a formação de vórtices com um ou vários fluxoides, nos supercondutores do tipo I no estado intermediário, o estudo do problema seria análogo ao do tipo II.

Experiências realizadas mostraram que, com a passagem de uma corrente elétrica num supercondutor em estado intermediário, as lamelas movimentam-se até tomar uma posição perpendicular à direção da corrente elétrica, e a partir daí, a energia dissipada é devida apenas à passagem da corrente elétrica pelas regiões normais do supercondutor. Entretanto, os dados de outras experiências não concordam com a dissipação pura e simplesmente ôhmica das regiões normais em equilíbrio. Isto sugere que no estado intermediário, a formação de lamelas ocorre em certos casos, mas não obrigatoriamente em todos os casos. O próprio Landau <sup>12</sup>, em 1943, propôs um modelo energeticamente possível, que não era o modelo lamelar puro, mas sim, um modelo lamelar modificado.

O primeiro trabalho em que se mostrou a possibilidade de formação de vórtices em supercondutores do tipo I, foi o trabalho de Tinkham <sup>13</sup>, em 1963. Mais tarde, foi estudado o caso de campos magnéticos pequenos, e foi mostrado que neste caso a formação de vórtices é energeticamente mais favorável

do que a formação de lamelas <sup>14</sup>. Além disso, um estudo de Maki <sup>15</sup> e uma solução numérica da equação de Abrikosov <sup>16</sup> pelo Lasher <sup>17</sup>, mostraram a possibilidade de formação de vórtices no caso de um filme supercondutor do tipo I, cuja espessura é menor do que uma certa espessura crítica  $d_c$ .

Recentemente, foi estudado experimentalmente o estado intermediário em função do campo magnético e da espessura; e aparentemente ficou comprovado por meio de fotografias, a formação de vórtices nos supercondutores do tipo I <sup>18</sup>.

O problema agora, portanto, é estudar esta formação de vórtices e o meio pelo qual êles tendem para a formação de lamelas. No instante em que se tem a formação de vórtices ou macro-vórtices nos supercondutores do tipo I, o problema da dissipação de energia torna-se semelhante ao problema nos supercondutores do tipo II.

Além das experiências sôbre o movimento de fluxo descritas acima, existe uma série de experiências nas quais se estuda o movimento de fluxo provocado por uma força mecânica e não uma força eletromagnética. As primeiras experiências deste tipo foram realizadas em 1966 por Houston e colaboradores (referências 19 a 22). Nestas experiências, o movimento de fluxo era provocado pela passagem das amostras que se encontram num pêndulo de torção, por um campo magnético localizado. Os dados experimentais obtidos no trabalho da referência 21, foram analisados através do cálculo da energia dissipada

da mesma referência, (que no fundo é o mesmo da teoria BS adaptado para os supercondutores do tipo I, para um vórtice com vários fluxoides), chegando-se a conclusões coerentes em relação a alguns parâmetros teóricos, isto é, mostraram que a dissipação é de fato função da velocidade dos vórtices, do campo magnético aplicado e da temperatura. Embora estas experiências tenham trazido conclusões interessantes, não foi feito um estudo suficientemente completo dos parâmetros teóricos, para se poder demonstrar ou não a validade das teorias existentes, nem deram qualquer possibilidade para o entendimento mais profundo do problema.

Mais tarde, em 1967, foram feitas experiências <sup>23</sup> no mesmo estilo do das referências 19-22 só que com supercondutores do tipo II, não se chegando também, a nenhum resultado conclusivo.

Em 1971, Wraight <sup>24</sup> estudou a dissipação de energia por meio de um pêndulo de torção, mas com geometria de campo magnético diferente da do trabalho da referência <sup>21</sup> e novamente, não se chegou a conclusão mais geral a respeito da energia dissipada.

No momento, a situação que se apresenta é a seguinte: existe uma série de dados experimentais do tipo das de Kim et al., a respeito da resistência diferencial em supercondutores; a partir destes dados existe uma expressão empírica que de acordo com os autores da mesma, descreve razoavelmente o fenômeno perto de  $T_c$ ; estes dados, além de serem úteis

para o entendimento do problema físico da dissipação, são tam  
bem úteis para a tecnologia, pois poderiam fornecer dados que  
podem ser relacionados com a corrente crítica em supercondutores.  
Existem teorias do tipo das de Bardeen e Stephen, a res-  
peito da dissipação devida ao movimento de fluxo. As variá-  
veis destas teorias são as mesmas, e fazendo-se um limite pa-  
ra  $T = T_c$  as expressões por elas obtidas diferem por fato-  
res constantes. Existem algumas teorias que têm bases diferentes  
das teorias do tipo BS, mas algumas delas, de acôrd<sup>o</sup> com  
os próprios autores, fornecem correções em primeira ordem da  
teoria BS. Como exemplo temos a teoria de Clem e a teoria de  
Tinkham <sup>25</sup>. As experiências realizadas, por não serem comple-  
tas, não comprovam nem negam as teorias existentes.

Como se pode notar, nos últimos quinze anos, gran-  
des esforços tem sido dedicados ao estudo do movimento de fluxo  
magnético e da dissipação resultante nos supercondutores,  
mas, apesar disto, muitos pontos precisam ainda ser esclareci-  
dos.

## B. Situação atual do problema

### 1. Teórica

Para facilitar a análise dividiremos em dois grupos as teorias existentes.

No primeiro grupo colocaremos as teorias baseadas no seguinte: a variação do campo magnético advinda do movimento de fluxo produz um campo elétrico que provoca dissipação de energia nas regiões normais ou pelos elétrons normais do supercondutor. Neste caso, o fenômeno dissipativo é exclusivamente devido à existência de regiões normais num supercondutor e nestas regiões o processo dissipativo é similar a dissipação em materiais normais. As propriedades supercondutoras do material são levadas em conta na determinação das regiões normais e na distribuição do campo magnético. As teorias deste grupo diferenciam-se entre si por algumas hipóteses e aproximações a respeito da distribuição do campo magnético <sup>7</sup> - <sup>9</sup>.

As teorias pertencentes ao segundo grupo são as teorias que têm em sua base propriedades intrínsecas do supercondutor. Como exemplo disso, temos a dissipação devido à diferença de entropia nas fases normal e supercondutora, dissipação devida a existência de um tempo de relaxação intrínseco da função de onda supercondutora e etc. <sup>25</sup>.

Enquanto que as teorias do primeiro grupo são cada

vez mais detalhadas e aumentam de número, as teorias do segundo grupo são raras, além de serem raramente citadas, o que é compreensível, já que os efeitos estudados são muito mais complexos.

A primeira teoria no gênero das do primeiro grupo, e até hoje a mais aceita, é a de Bardeen e Stephen feita para o caso de um supercondutor do tipo II, para um fluxóide e com as seguintes hipóteses:

O cálculo é feito para o caso  $T \ll T_c$ , de forma a ter densidade muito pequena de elétrons normais fora do caroço. O número de super-elétrons não é descontínuo no caroço do vórtice, tendo o comportamento da figura 1.

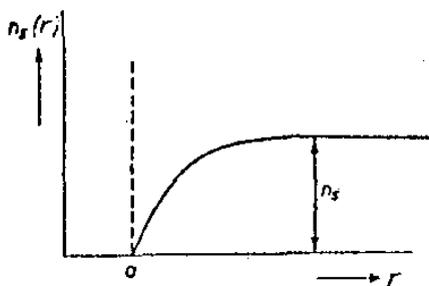


Fig. 1

São usadas as expressões:

$$\frac{\phi_0}{2\eta a^2} = H_{C_2} \quad \text{para} \quad H \ll H_{C_2}$$

$$\frac{\phi_0}{\eta a^2} = H_{C_2} \quad \text{para} \quad H \rightarrow H_C$$

A teoria é local, e o caroço é considerado inteiramente normal. A energia dissipada é devida ao espalhamento de quase-partículas com a rede. A dissipação ocorre tanto no caroço como na região do desemparelhamento. O raio do caroço é função do campo e admite-se que o potencial eletroquímico  $\mu^*$  é contínuo na interface. Esta última hipótese implica na existência de um potencial eletrostático na interface.

De acordo com esta teoria, a expressão obtida para a potência dissipada, devida ao movimento de um vórtice com um fluxóide no caso de  $H \ll H_{C_2}$  é a seguinte:

$$D = \frac{\phi_0 H_{C_2} \sigma_N}{c^2} v^2$$

Como o nosso trabalho foi feito principalmente em supercondutores do tipo I (Sn), descreveremos em seguida, sucintamente, o cálculo de Bardeen e Stephen adaptado para os supercondutores do tipo I por Smith <sup>21</sup>.

Neste cálculo, é calculado o coeficiente de atrito viscoso  $\eta$  para um vórtice de geometria cilíndrica de raio  $a$ , contendo  $n$  quanta de fluxo magnético, para um supercondutor do tipo I no estado intermediário.

Num caso estacionário, a velocidade da super-corrente é  $\vec{v}_s(\vec{r})$ , onde  $\vec{r}$  é o vetor posição do centro da região. Se a região estiver se movimentando com velocidade constante  $\vec{v}_L$ , o vetor  $\vec{r}$  será substituído por  $(\vec{r} - \vec{v}_L t)$ , e a equação de movimento de super-elétrons será:

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = - (\vec{v}_L \cdot \text{grad}) \vec{v}_s = \frac{e \vec{E}}{m}$$

$$e \vec{E} = \frac{m}{e} (\vec{v}_L \cdot \text{grad}) \vec{v}_s$$

ou ainda

$$\vec{E} = \frac{m}{e} \vec{v}_L \times \text{rot} \vec{v}_s - \frac{m}{e} \text{grad} (\vec{v}_L \cdot \vec{v}_s) \quad (1)$$

utilizando as equações de Maxwell, a expressão de  $\lambda$  de London, e a equação de De Gennes (2) <sup>26</sup>,

$$\vec{H} + \lambda^2 \text{rot} \text{rot} \vec{H} = 0 \quad (2)$$

a expressão (1) pode ser escrita como:

$$\vec{E} = - \frac{\vec{v}_L}{c} \times \vec{H} - \text{grad } \phi \quad (3)$$

onde

$$\phi = \frac{m}{e} (\vec{v}_L \cdot \vec{v}_S)$$

E supondo também: um vórtice com um número  $n$  de quanta de fluxo, a continuidade de potencial na região  $r = a$  (onde  $a$  é o raio do caroço do vórtice), e  $a \gg \lambda$ , chegamos à expressão:

$$\left| \text{grad } \phi_i \right| = \frac{v_L n \hbar}{2 e a^2} - \frac{v_L H_c}{2 c} \quad (4)$$

Lembrando que

$$\pi a^2 H_c = n \phi_0 \quad (5)$$

e substituindo (5) em (4), obtemos

$$\text{grad } \phi_i = 0$$

onde  $\phi_i$  é o potencial na região interior ao vórtice. Em seguida, substituindo-se este valor em (3) encontra-se

$$\vec{E} = - \frac{\vec{v}_L \times \vec{H}}{c}$$

ou ainda, dentro do vórtice

$$E = \frac{v_L H_c}{c} \quad (6)$$

e então a potência dissipada por unidade de espessura da amostra é:

$$D = \pi a^2 \sigma E^2 = \frac{\sigma v_L^2 H_c^2 \pi a^2}{c^2} \quad (7)$$

e o coeficiente de atrito viscoso é:

$$\eta_{th} = \frac{\sigma H_c^2 \pi a^2}{c^2} \quad (8)$$

Concluindo, pode-se dizer que, em geral, as teorias deste grupo, se consideradas num limite, (por exemplo, para  $T$  perto de  $T_c$ ) dão as mesmas expressões funcionais com as mesmas variáveis. Portanto, quando se encontra experimental-

mente essa mesma função das variáveis acima, independentemente dos coeficientes que diferenciam as teorias, pode-se dizer que o fenômeno dissipativo é basicamente de mesma natureza física descrita no cálculo de Smith.

Descreveremos agora sucintamente uma teoria do segundo grupo. É a teoria que prevê dissipação devida ao fenômeno de relaxação <sup>25</sup>.

A teoria de Tinkham é baseada no fato de se assumir a existência de um tempo de relaxação intrínseco  $\tau$  que governa a função de onda supercondutora  $\Psi$  próxima a sua forma de equilíbrio; isto quando a mesma é forçada a variar em tempo devido ao movimento das linhas de fluxo.

Em seguida Tinkham calcula qual será a potência dissipada usando o termo principal da Função de Gibbs da equação de Ginsburg-Landau <sup>27</sup> (9), levando em conta o fenômeno de relaxação.

$$F = - \alpha |\Psi|^2 \quad (9)$$

Se  $\Psi$  varia entre  $\Psi_0$  e zero, no tempo  $\tau$  entre os equilíbrios instantâneos, então num ciclo, a potência dissipada será da ordem de (10):

$$\langle F \rangle \left( \Psi_0^{-1} \frac{d\Psi}{dt} \right)^2 \tau \approx \omega^2 \tau \langle F \rangle \quad (10)$$

onde

$$\Psi = \Psi_0 e^{-\omega t}$$

No caso do modelo das linhas de fluxo em movimento  $\Psi(\vec{r})$  é substituído pela constante  $\Psi_0$  fora do caroço de raio  $\zeta$ , e por  $\Psi$  que vai suavemente a zero dentro do caroço. Se este caroço se move com velocidade  $v_\phi$ , a frequência característica da variação de  $\Psi$  será  $\omega \approx v_\phi/\xi$  e a densidade de energia característica será (11):

$$\alpha |\Psi_0|^2 = \frac{H_{cb}^2(T)}{4\pi} \left| \frac{\Psi_0(H,T)}{\Psi_0(0,T)} \right|^2 = \frac{H_{cb}^2(T)}{4\pi} \chi^2(H,T) \quad (11)$$

A potência dissipada por unidade de comprimento de vórtice, tomando  $\pi\zeta^2$  como sendo a secção do vórtice será:

$$P_\tau = a \frac{H_{cb}^2(T)}{4\pi} \chi^2(H,T) \frac{v_\phi^2}{\xi^2} \tau (\pi\xi^2) \quad (12)$$

onde:  $a$  é uma constante numérica da ordem de unidade

## 2. Experimental

Até hoje existem basicamente dois métodos experimentais de estudo da energia dissipada devida ao movimento de fluxo magnético em supercondutores. No primeiro, o movimento de fluxo é provocado pela força de Lorentz que aparece com a passagem de uma corrente elétrica no supercondutor; a energia não se mede diretamente, mas sim, mede-se a tensão induzida no supercondutor e a esta tensão se associa uma energia dissipada. Este tipo de experiência foi feito pela primeira vez por Kim et al. <sup>6</sup>. Existem na literatura dezenas de experiências realizadas por este método. Devido à complexidade dos resultados deste tipo de experiências, até hoje, apesar de existir um elevado número de dados, o problema evoluiu muito pouco em relação aos resultados obtidos por Kim et al., em 1965.

No segundo método, o movimento de fluxo é provocado por alguma força de origem mecânica e não eletromagnética, como no caso anterior. O primeiro trabalho na literatura é de Houston e Smith <sup>19</sup> (1966). No grupo de Houston, além deste trabalho, foram feitos os trabalhos de Smith<sup>21</sup>, McAshan <sup>20</sup> e Hardy <sup>22</sup>. Apesar do trabalho de McAshan ser o primeiro, e com idéias mais interessantes, a geometria da sua amostra (disco) complicou o resultado experimental a ponto de ser praticamente impossível a interpretação dos resultados do estudo da energia dissipada em função da velocidade do fluxo magnético. O trabalho de Hardy consiste somente na apresentação de um

conjunto de medidas. A geometria das amostras de Smith possibilitou uma interpretação dos seus dados; mais abaixo descreveremos com mais detalhes o trabalho de Smith.

Tem-se também os trabalhos de Andronikashvili et al. <sup>23</sup> (o primeiro trabalho foi publicado em 1967). Este grupo tem publicado trabalhos sobre dissipação de energia em supercondutores do tipo II; o estudo é feito em função do campo magnético aplicado. De acordo com os trabalhos deste grupo, a dissipação se processa em forma de uma curva, não existindo interpretação satisfatória para este tipo de curva.

Além dos trabalhos destes dois grupos, tem-se o trabalho de Wraight <sup>24</sup> (1971), bastante extenso, porém, a sua escolha de geometria da amostra dificultou a sua interpretação dos resultados, acrescentando pouco ao que já se conhecia através do trabalho de Smith.

#### Trabalho realizado por Smith <sup>21</sup>

O trabalho experimental de Smith foi conduzido no sentido de verificar a expressão teórica da dissipação. Esta expressão foi deduzida por Smith, adaptando a teoria de Bardeen e Stephen <sup>7</sup> para supercondutores do tipo II, aos supercondutores do tipo I.

Smith fez medidas de energia dissipada em filmes de In, em função da velocidade das linhas de fluxo magnético. Ao contrário do que esperava, obteve energia independente da

velocidade, o que não conseguiu explicar. E também, não conseguiu medir a dissipação devida às correntes de Foucault.

No entanto, em lâminas de In ôle obteve a linearidade da energia dissipada, com a velocidade. Obteve também, dissipação devida a correntes de Foucault.

Como a forma da sua expressão teórica não evidencia explicitamente a dependência da energia dissipada com o campo magnético aplicado, o estudo em função do campo aplicado teve a finalidade de encontrar  $\eta/a^2$  (uma relação entre dois coeficientes desconhecidos, de acôrdo com o próprio Smith), o que ôle fêz para duas amostras: a primeira para apenas uma temperatura, e a segunda para duas temperaturas.

Verificada a linearidade da energia dissipada em função da velocidade, e a ordem de grandeza do  $\eta/a^2$  usando valores teóricos (com baixa precisão na condutividade elétrica), Smith concluiu a validade da sua expressão teórica, sem verificar suas outras variáveis. (O nosso trabalho comprova que esta última conclusão do trabalho de Smith não é válida).

Realizando experiências em campo magnético homogêneo, não encontrou dissipação de energia nas amostras de In.

### C. Objetivo do trabalho

Em função do exposto, pode-se notar que os resultados experimentais até agora existentes, foram insuficientes tanto para comprovar como para negar qualquer das teorias existentes, além de não se ter condições de comparar os resultados experimentais de vários pesquisadores, devido a condições experimentais diferentes em várias experiências realizadas, não sendo conhecidas as influências que as mudanças de condições experimentais provocam na dissipação. Os trabalhos sobre a dissipação chegam, cada um, a conclusões independentes e não existe interligação entre os resultados de diversas pesquisas.

O objetivo deste trabalho foi:

- Conseguir condições experimentais que assemelhassem o máximo possível com as condições supostas nas teorias e que tivessem o mínimo possível de fatores que pudessem influir na dissipação.

- Fazer um estudo sistemático da dissipação em função dos parâmetros que constam nas teorias, começando pelo estudo da dissipação em função de  $v_L$  (velocidade dos vórtices),  $H$  (campo magnético aplicado) e  $T$  (temperatura). A partir dos dados experimentais, tentar separar: influências dos métodos de medidas, fenômenos decorrentes das propriedades supercondutoras das amostras, e das propriedades metalúrgicas das mes-

mas.

- Verificar a possibilidade de análise dos resultados experimentais obtidos, em função de teorias existentes; e em seguida, tentar, através do entendimento dos resultados desta experiência, explicar alguns dos resultados obtidos por outros pesquisadores e interligar alguns destes, entre si.

ESCOLHA DAS CONDIÇÕES E PARÂMETROS EXPERIMENTAIS

A. Escolha das condições experimentais

Para escolher as condições experimentais de estudo da dissipação de energia em supercondutores, analisaremos as vantagens e as desvantagens dos métodos utilizados nas experiências já realizadas.

O movimento de fluxo provocado pela força de Lorentz que aparece ao passar-se uma corrente elétrica, é o método que mais se aproxima das condições reais de uso dos supercondutores, e, por enquanto, é o que fornece mais informações, se por exemplo, precisarmos saber o que vai acontecer com um fio supercondutor (não estabilizado) ao passarmos uma corrente elétrica. Para entender o mecanismo dissipativo, contudo, este é o menos indicado, pois a variação de um parâmetro provoca a variação de vários parâmetros do processo dissipativo; assim, aumentando-se a corrente elétrica, a força de Lorentz aumentará, e com isto aumentará o número de vórtices em movimento, a velocidade dos vórtices e possivelmente haverá variação nos outros parâmetros; mantendo-se todos os parâmetros constantes, com exceção do campo magnético aplicado, teremos variação no número de vórtices e na interação entre eles e, talvez, em algum outro parâmetro.

No outro método de estudo, o movimento de fluxo é provocado por uma força mecânica. O principal problema, neste método, é que as condições experimentais assemelham-se pouco com as condições de aplicação tecnológica dos supercondutores. Entretanto, sua vantagem é que grande parte dos parâmetros pode ser controlada, e quando não controlada, pelo menos conhecida; assim, controla-se a quantidade de fluxo magnético em movimento e a velocidade média dos vórtices. Por outro lado, o modo de provocar o movimento de fluxo não interfere no problema dissipativo. Devido a estes fatores, este método é o que permite melhor entendimento do fenômeno dissipativo.

De acordo com a nossa opinião, já existe um volume relativamente grande de dados experimentais, em diversos materiais, obtidos pelo primeiro método; apesar disto, muitos fatores experimentais ainda não obtiveram explicação. O que significa que dificilmente poderíamos encontrar os esclarecimentos destes fatores experimentais, continuando a fazer este tipo de experiências. Seria muito mais realístico procurar a explicação destes fenômenos através das experiências do segundo grupo. Acreditamos que quando o fenômeno for suficientemente conhecido, o estudo das amostras supercondutoras poderá ser feito pelo primeiro método. Como a finalidade imediata deste trabalho é entender melhor o problema dissipativo, o método de estudo a ser escolhido é o segundo.

Depois desta escolha, surgem novamente diversos problemas. O primeiro é a maneira mais interessante de provo

car o movimento de fluxo sem a passagem de corrente. Em função da simplicidade de análise de resultados, escolhemos o modo sugerido por Houston; isto é, o campo magnético é fixo, e as amostras que se encontram num pêndulo de torção atravessam-no.

O problema seguinte é a procura da geometria das amostras e da configuração do campo magnético aplicado; estas geometrias devem ser tais que permitam uma interpretação de dados, além de permitir o cálculo com aproximações que forneçam erros da ordem de grandeza dos erros experimentais, ou menores. A análise das experiências já realizadas <sup>21, 24</sup> mostrou que o cálculo dos dados destas experiências apresentam erros menores do que os experimentais, e principalmente, menores do que aqueles devido à interpretação dos dados; portanto, os cálculos destas experiências diferenciam-se principalmente pelo volume de trabalho e não pela precisão; assim, o método usado por McAshan <sup>20</sup> e por Smith <sup>21</sup> é o mais trabalhoso do que o de Wraight <sup>24</sup>. Todavia, desde que a precisão obtida por ambos é suficiente, a escolha da geometria da amostra e da configuração de campo magnético não deve se basear no método de cálculo, mas em fatores que facilitem a interpretação dos dados. A partir disto, quanto menos fenômenos físicos estiverem presentes no fenômeno dissipativo, mais fácil será a interpretação. Por isso, são excluídas, por enquanto, as geometrias das experiências de McAshan <sup>20\*</sup> e de Hardy <sup>22\*\*</sup>, pois o número de parâmetros variáveis nestas experiências é maior

do que na de Smith<sup>21</sup> \*\*\* e de Wraight<sup>24</sup> \*\*\*\*. Nas duas primeiras, a velocidade de fluxo magnético varia continuamente de zero a um  $v_{\max}$ , enquanto que nas outras duas, em primeira aproximação pode-se considerar a velocidade dos vórtices como constante. Exclue-se também a de Wraight, pois introduz va-

\* McAshan<sup>20</sup>

Geometria da amostra: disco supercondutor com eixo de rotação perpendicular a ele passando pelo seu centro.

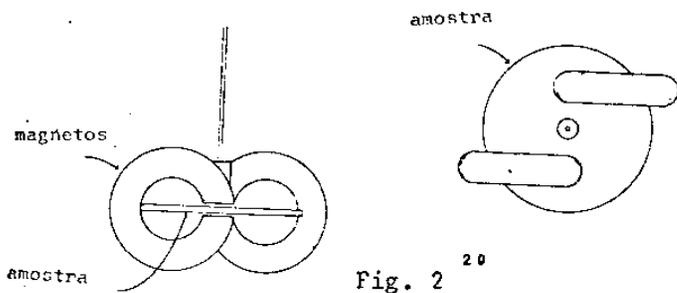


Fig. 2<sup>20</sup>

Campo magnético: perpendicular ao disco, fornecido por dois toróides fixos.

Figura 2.

\*\* Handy<sup>22</sup>

Geometria da amostra: disco supercondutor com eixo de rotação perpendicular a ele passando pelo seu centro.

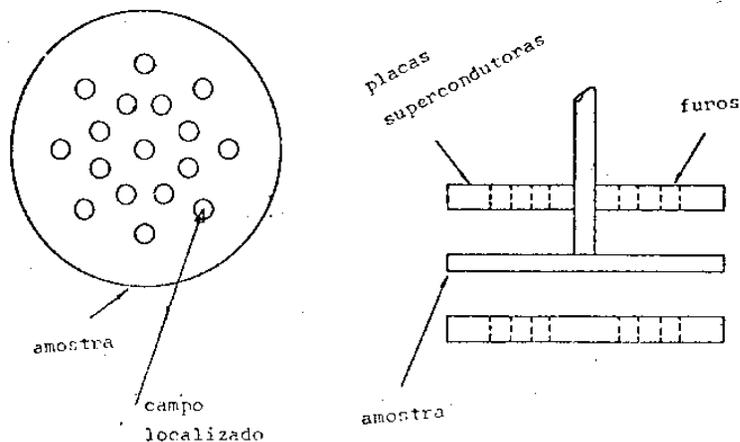


Fig. 3

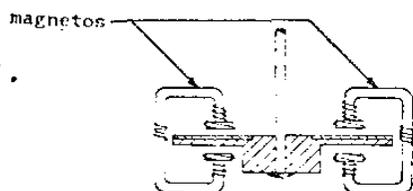
Campo magnético: número variável de regiões com campo magnético perpendicular ao disco (8,16,32). O campo é obtido com auxílio de duas placas supercondutoras que se encontram abaixo e acima da amostra e

com um número determinado de furos. Utilizando-se o efeito Meissner, obtém-se o campo localizado. Figura 3.

rias complicações na interpretação dos fenômenos observados, pois, não se conhece a distribuição de campo magnético e nem como esta distribuição se modifica em função do campo magnético aplicado; não se sabe se existe ou não interferência.

\*\*\* Smith 21

Geometria da amostra: duas amostras retangulares que se encontram numa posição simétrica ao eixo de rotação, fixas a um disco.



Campo magnético: perpendicular às amostras, e fornecido por dois toroide fixos. Figura 4

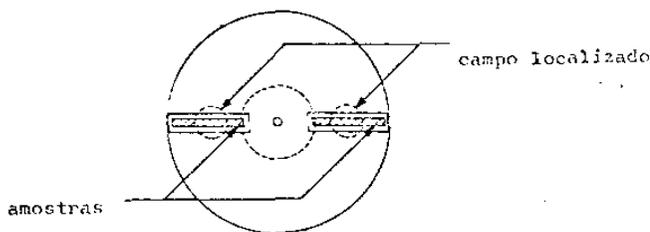
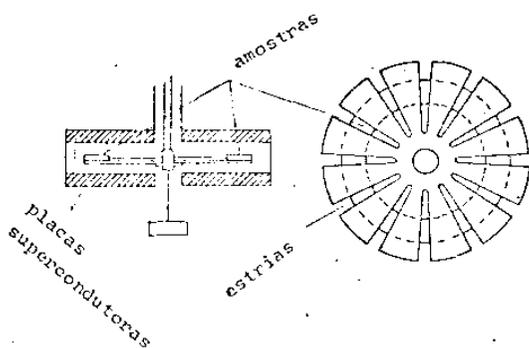


Fig. 4 21

\*\*\*\* Wraight 24

Geometria da amostra: anel supercondutor com eixo de rotação perpendicular ao plano do anel, passando pelo seu centro.



Campo magnético: doze regiões em forma de estrias, com campo magnético perpendicular ao anel. O campo é obtido com auxílio de duas placas supercondutoras que se encontram acima e abaixo da amostra, e que tem furos em forma de

Fig. 5 24

estrias. Utilizando-se o efeito Meissner, obtém-se o campo localizado. Figura 5.

de campos magnéticos das estrias anteriores e posteriores atravessadas; a velocidade tangencial do campo magnético varia de ponto para ponto. A geometria usada por Smith parece ser a mais interessante, já que nesta o campo magnético é uma região relativamente pequena, de forma a poder-se considerar a velocidade do fluxo como sendo a mesma em qualquer ponto; por outro lado, devido à pequena largura do filme em relação ao percurso, a velocidade média do fluxo pode ser considerada igual à velocidade instantânea em cada ponto.

A geometria escolhida neste trabalho é a que mais se aproxima daquela usada por Smith, na qual a área da secção do campo magnético é aproximadamente igual à largura das amostras. A principal diferença é o aumento desta largura. Esta modificação foi devida a dois fatores: primeiro, esta geometria aproxima-se mais do caso teórico em que um vórtice movimenta-se num supercondutor (na experiência com filmes de Smith não é possível considerar o movimento de fluxo, como sendo o movimento de um vórtice numa massa supercondutora), e segundo, esta geometria permite o controle de uma variável a mais (relação entre a área do vórtice e o caminho percorrido pelo mesmo).

Falta escolher os intervalos de velocidades, de campos magnéticos e de temperaturas a serem estudados.

Como nesta experiência a velocidade está relacionada com a amplitude do pêndulo, a escolha é imediata: a velocidade máxima deve ser tal que as equações do pêndulo de torção

sejam válidas. A velocidade mínima é condicionada à largura das amostras, pois as condições físicas são diferentes quando o campo se movimenta dentro das amostras e quando se movimenta entrando e saindo. Para comprovar uma série de hipóteses a respeito da dissipação, é interessante ter-se dados experimentais abaixo desta velocidade mínima. Porém, o estudo mais aprofundado do problema em velocidades abaixo da mínima não deve ser efetuado nas amostras com esta geometria, mas sim, em amostras com largura maior do que esta.

Em relação a campos magnéticos aplicados, é importante realizar a experiência a partir do campo zero até aquele que transforma a amostra supercondutora em normal. Com isto, espera-se mostrar experimentalmente que em função do campo magnético aplicado, os fenômenos predominantes na dissipação são diferentes.

A experiência deve ser realizada no maior intervalo de temperatura experimentalmente possível, tomando-se o cuidado em aproximar-se o mais possível da temperatura crítica  $T_c$ .

## B. Parâmetros experimentais

Após a escolha da geometria das amostras e da configuração do campo magnético, ficam conhecidos os parâmetros experimentais possíveis de serem medidos e variados. Assim, são variáveis experimentais: a temperatura, o campo magnético local e homogêneo aplicados e a velocidade com que se movimenta o fluxo magnético. Os campos magnéticos e a temperatura são parâmetros determinados diretamente, os campos magnéticos através da corrente elétrica aplicada nas bobinas, e a temperatura, através de uma resistência de carvão calibrada. A velocidade média é determinada medindo-se as amplitudes e os períodos do pêndulo; através destas medidas, calcula-se também a energia dissipada.

Em seguida, surge o problema da escolha da experiência a ser realizada. Como o objetivo inicial é comprovar ou não, a expressão teórica da dissipação, é necessário identificar quais são as variáveis desta expressão e quais delas podem ser variadas experimentalmente.

Analisaremos primeiramente a expressão da energia obtida do cálculo de Smith <sup>21</sup> (vide capítulo I.B.1)

$$E = \frac{\sigma H_c^2 \pi a^2 v_L d \ell}{c^2} \quad (13)$$

onde:  $E$  é a energia dissipada,  $d$  é a espessura da amostra,  $\ell$  é o caminho percorrido pelo fluxo magnético no superconductor; os outros parâmetros foram definidos no capítulo I.B.1.

Desta expressão (13), nota-se que a energia dissipada deve ser proporcional à velocidade com que se movimentam o fluxo magnético. Como a velocidade média é um parâmetro experimental conhecido, a primeira etapa é verificar ou não a linearidade da energia em função da velocidade média. (Na experiência de Smith foi verificada esta linearidade para o caso das lâminas de In, entretanto nos filmes de In isto não ocorreu <sup>21</sup> (vide capítulo I.B.2)).

A energia da expressão (13), além da velocidade, contém em si implicitamente outras variáveis. Assim,  $H_c$  e  $\underline{a}$  dependem da temperatura, e o  $\underline{a}$  é também função de  $H$  (campo magnético aplicado). Antes de se verificar experimentalmente a dependência da energia em função de  $T$  e  $H$ , é necessário escrever a expressão teórica de Smith (13) de maneira a aparecerem explicitamente estes dois parâmetros. Para isto, analisaremos o significado de  $\underline{a}$ . De acordo com a dedução da expressão (13),  $\underline{a}$  é o raio do macro-vórtice isolado, ou em outras palavras,  $\underline{a}$  é o raio da região atravessada pelo fluxo magnético; fora desta região, de acordo com as aproximações usadas na teoria, não existe fluxo magnético atravessando o superconductor. Se agora se admitir que o campo magnético dentro da região do macro-vórtice é igual ao  $H_c$  (hipótese comumente usada desde o trabalho de Landau <sup>1</sup>), pode-se encontrar a quantidade

de fluxo magnético que atravessa o macro-vórtice, e essa quantidade será igual a (14)

$$H_c \pi a^2 = H S \quad (14)$$

onde: H é o campo magnético aplicado, S é a área da secção da bobina que fornece o campo magnético.

É importante lembrar que, ao se fazerem estas aproximações, não se introduzem aproximações além das que já foram introduzidas na dedução da expressão teórica da dissipação: além do que, a expressão (14) passa a expressar as condições de contorno externas da experiência.

Substituindo-se (14) em (13) obtem-se (15) (a dedução da expressão (15) encontra-se também no apêndice III)

$$E = \frac{\sigma H_c H S v_L d \ell}{c^2} \quad (15)$$

A energia da expressão (15) é uma função explícita de H e implícita de T. Como H é um parâmetro experimental conhecido, a segunda etapa da experiência é verificar ou não, a linearidade da energia em função de H. As duas partes experimentais, verificação das linearidades da energia em função de  $v_L$  e de H,

devem ser realizadas em diversas temperaturas, para encontrar-se qual é a dependência de E em função de T. Neste caso, não escreveremos a dependência teórica de E em função de T, pois existem diversas expressões que podem descrever aproximadamente o  $H_c$  e o  $\sigma$ , encontrando-se a dependência experimental, verificaremos se ela é consistente com as expressões existentes.

Escreveremos agora, para facilitar as futuras discussões, a energia dissipada em função do coeficiente de atrito viscoso dos vórtices no supercondutor. Este coeficiente é comumente definido como (16)

$$F = \eta v_L d \tag{16}$$

onde o valor teórico de  $\eta$  pode variar em função da teoria usada. No caso do cálculo de Smith o valor de  $\eta$  é dado pela expressão (17):

$$\eta = \frac{\sigma H_c^2 \pi a^2}{c^2} \tag{17}$$

como  $\eta$  assim definido, não é característico do supercondutor, pois depende do campo magnético aplicado, definiremos

também um  $\eta'$  que não dependerá das condições externas (18)

$$F = \eta' H S V_L d \quad (18)$$

e o seu valor de acôrdo com o cálculo de Smith será:

$$\eta' = \frac{\eta}{HS} = \frac{\sigma H_c}{c^2} \quad (19)$$

Portanto, a experiência deverá ser realizada da seguinte forma: mantendo-se a temperatura e campo magnético constantes, fazem-se as medidas da energia dissipada em função da velocidade média dos vórtices; a partir destes dados, é feito o gráfico de energia contra a velocidade, e se o gráfico fôr uma reta passando pela origem, o coeficiente angular será o coeficiente  $\eta d$ . Repetindo-se o processo para diversos campos magnéticos aplicados, faz-se o gráfico de  $\eta$  contra  $(HS)$  aplicados, e se o gráfico fôr uma reta passando pela origem, o coeficiente angular desta reta será o coeficiente  $\eta'$ . Repete-se todo este processo para diversas temperaturas, fazendo-se em seguida o gráfico de  $\eta'$  contra  $T$ , ou de  $\eta'$  contra a função em  $T$  que descreve o  $H_c$ . Nesta etapa podemos considerar  $\sigma$  como constante com  $T$ , e o valor de  $H_c$  como sendo  $H_c = H_0 (1-t^2)$  onde  $t = T/T_c$ . Se isto for feito, o gráfico de  $\eta'$  contra  $(1-t^2)$  deverá ser uma reta, e o seu

coeficiente angular deverá ser igual a  $(H_0\sigma)/c^2$ .

Concluindo, se todas essas funções forem lineares, e o coeficiente angular da última delas for  $(H_0\sigma)/c^2$ , estará comprovada a teoria de Smith.

Infelizmente, não é possível fazer uma análise semelhante à feita acima, com as teorias por nós definidas como pertencentes ao segundo grupo. Isto se deve a dois fatores: em primeiro lugar, não se conhecem exatamente as expressões que descrevem os vários parâmetros destas teorias; e em segundo lugar, em geral, não se pode encontrar, experimentalmente, vários dos parâmetros destas teorias, nas amostras em estudo.

Assim, por exemplo, na expressão (12) da teoria de Tinkham (pág.18) temos vários parâmetros que são função da temperatura. Entretanto, não se conhece exatamente quais são as funções que descrevem estes parâmetros ( $H_{cb}(T)$ ,  $\chi(H,T)$ ,  $\zeta$ ,  $\tau$ ). Este problema surge também na teoria de Smith; entretanto, os únicos parâmetros não muito bem conhecidos neste caso são  $H_c$  e  $\sigma$ , sendo que  $H_c$  foi medido para as nossas amostras e mostrou um comportamento aproximadamente dado por  $H_c = H_0(1-t^2)$ ; restando portanto como incognita somente a função que descreve  $\sigma$ . No caso da teoria de Tinkham, se considerarmos  $H_{cb}(T)$  como tendo um comportamento conhecido, ficam ainda sem serem definidos três parâmetros. (Todos estes parâmetros têm expressões que os descrevem, mas estas expressões variam de autor para autor).

A combinação destes três parâmetros em função da escolha das suas expressões funcionais, pode-nos fornecer praticamente qualquer função que desejarmos em T. Portanto, não tem sentido este tipo de análise, pois "qualquer" resultado experimental pode ser explicado pela expressão (12), bastando escolher bem as funções que descrevem os parâmetros desta expressão, o que em absoluto, não demonstraria a validade desta teoria.

## CAPÍTULO - III

### EXPERIÊNCIA

#### A. Descrição do aparelho

Um esquema do aparelho encontra-se na figura 6 . As duas amostras (filmes supercondutores) são colocadas em um disco de celeron, que está prêso a uma barra de vidro e esta por sua vez a um fio de tungstênio, formando esse conjunto um pêndulo de torção. O disco movimenta-se de forma que os filmes cortam o campo magnético localizado que é fornecido pelos dois toróides, ligados em série, feitos de um fio de uma liga supercondutora de Nb e Ti.

Durante a experiência, o disco de celeron movimenta-se em hélio líquido.

O pêndulo é colocado em movimento manualmente. O deslocamento máximo do pêndulo é observado através de uma janela de vidro, por meio de uma luneta, numa escala circular graduada presa ao pêndulo.

A temperatura é determinada por meio de uma resistência de carvão calibrada.

Dados:

momento de inércia do conjunto (celeron, amostras, escala,

barra de vidro): 99,9 g.cm<sup>2</sup>

toróide: liga de Nb-Ti enrolada em uma barra de pyrex de  
5,0 mm de diâmetro, fornecendo 40 G/A.

comprimento do fio de tungstênio: (900 ± 5) mm

diâmetro do fio de tungstênio: 65 μ

comprimento da barra de vidro: 116 mm

diâmetro do disco de celeron: 63,0 mm

diâmetro da barra de pyrex: 6,0 mm

dissipação mínima detectável qualitativamente em hélio líquido:  
do: 10<sup>-3</sup> erg

dissipação mínima medida em hélio líquido: 5 x 10<sup>-2</sup> erg

período do pêndulo (sem aplicação do campo magnético):

22 seg

graduação do disco: de grau em grau

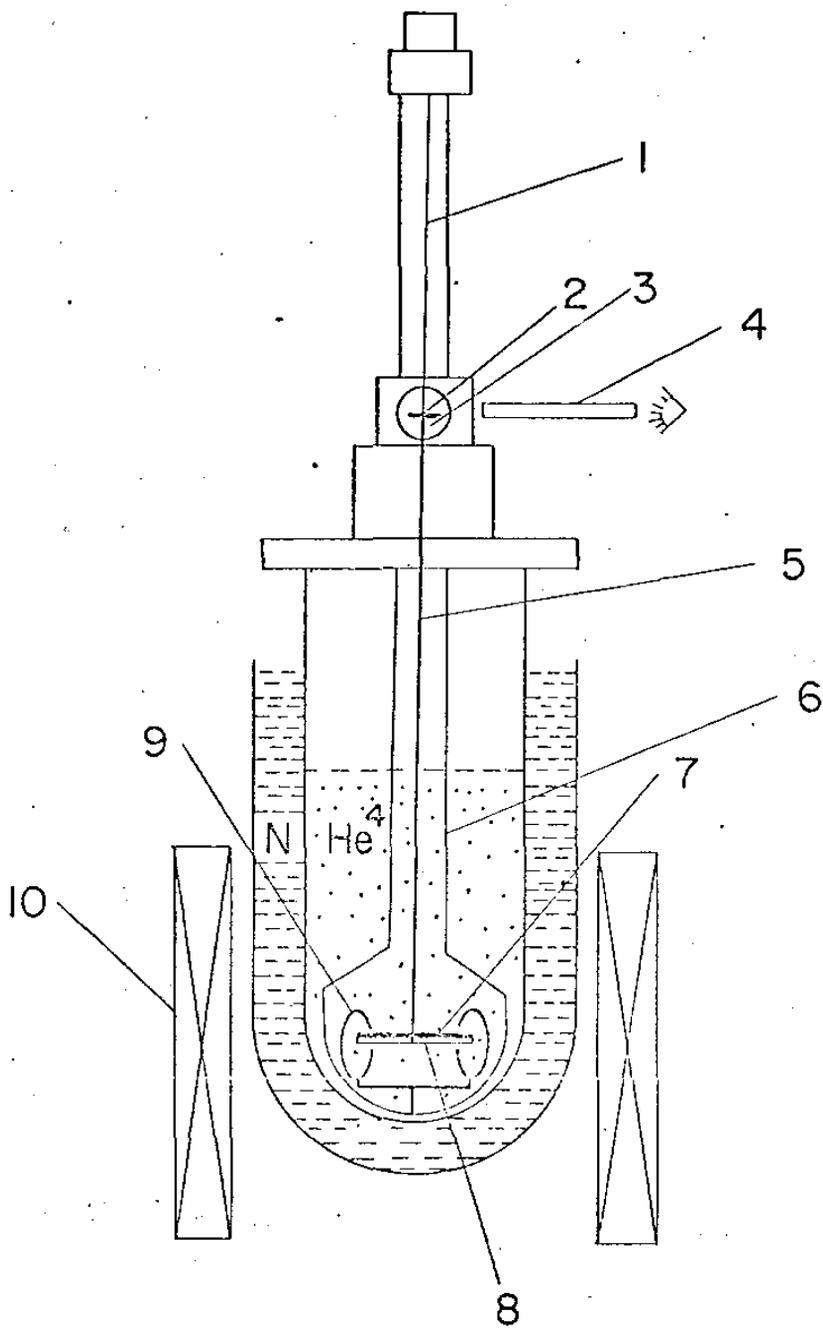


Fig. 6a - Esquema do conjunto (não está em escala).

- 1 - fio de tungstênio, 2 - disco graduado,  
 3 - janela de vidro, 4 - luneta, 5 - barra  
 de pyrex, 6 - recipiente de pyrex, 7 - amo-  
 tras, 8 - disco de celeron, 9 - bobinas de  
 campo local, 10 - solenoide.

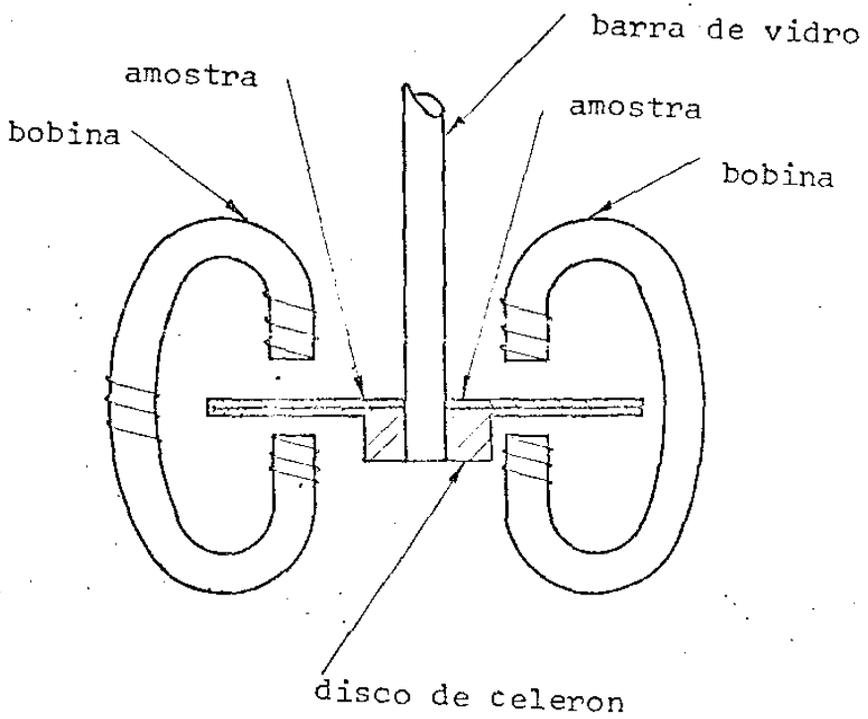
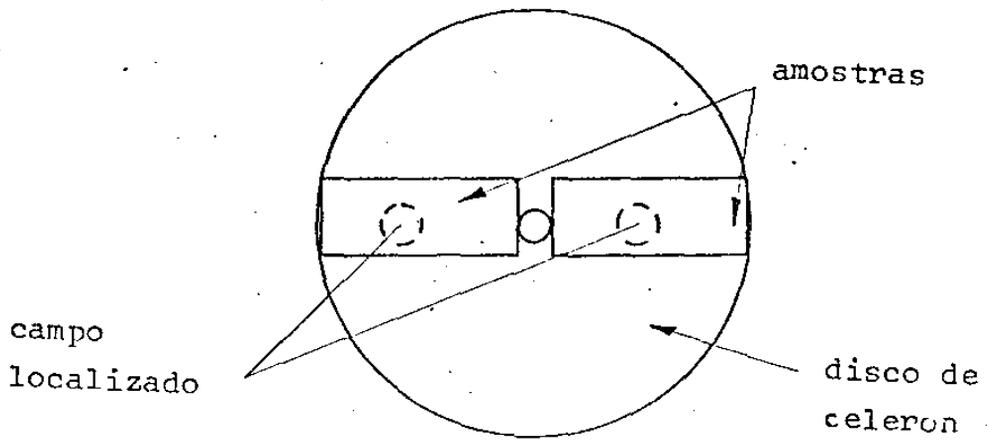


Fig. 6b - Duas vistas da posição das amostra. (Não está em escala).

## B. Amostras

### Amostra nº 1

Dois filmes de Sn cobertos por uma camada de SiO

Substrato - lâmina comum de microscópio

Evaporado à temperatura ambiente a vácuo de  $5,5 \times 10^{-5}$  torr

Pureza do estanho - 99,99% (Fisher Corporation)

Dimensões - 11,0 x 27,0 mm

Espessura das duas camadas (Sn + SiO) -  $(3.200 \pm 600)$  Å (medida da espessura efetuada com auxílio de rugômetro)

Bordas da máscara com ondulações menores do que  $0,5 \mu$

### Amostra nº 1a

Amostra nº 1 exposta ao ar, à temperatura ambiente, durante oito horas.

### Amostra nº 2

Disco de Sn

Substrato - vidro de janela

Evaporado à temperatura ambiente a vácuo de  $2,0 \times 10^{-6}$  torr

Pureza do estanho - 99,99% (Fisher Corporation)

Dimensões - 63,0 mm de diâmetro

Espessura - aproximadamente igual à da amostra nº 1  
( $3 \times 10^3 \text{ \AA}$ ), controlada pelo tempo de evaporação

### Amostra nº 3

Dois filmes de Sn cobertos por uma camada de SiO

Substrato - lâmina comum de microscópio

Evaporados à temperatura ambiente a vácuo de  $8 \times 10^{-6}$  torr

Pureza do estanho - 99,99% (Fisher Corporation)

Dimensões - 11,0 x 27,0 mm

Espessura das duas camadas ( Sn + SiO) aproximadamente igual  
à da amostra nº 1 ( $3 \times 10^3 \text{ \AA}$ ), controlada pelo tempo de evaporação

Bordas da máscara com ondulações menores do que  $0,5 \mu$

### Amostra nº 4

Dois filmes de Nb

Substrato - lâmina comum de microscópio

Evaporado a vácuo de  $6,0 \times 10^{-6}$  torr

Dimensões - 11,3 x 27,0 mm

Bordas da máscara com ondulações menores do que  $0,5 \mu$

Pureza do estanho - 99,99% (Fisher Corporation)

Dimensões - 63,0 mm de diâmetro

Espessura - aproximadamente igual à da amostra nº 1

( $3 \times 10^3 \text{ \AA}$ ), controlada pelo tempo de evaporação

### Amostra nº 3

Dois filmes de Sn cobertos por uma camada de SiO

Substrato - lâmina comum de microscópio

Evaporados à temperatura ambiente a vácuo de  $8 \times 10^{-6}$  torr

Pureza do estanho - 99,99% (Fisher Corporation)

Dimensões - 11,0 x 27,0 mm

Espessura das duas camadas ( Sn + SiO) aproximadamente igual

à da amostra nº 1 ( $3 \times 10^3 \text{ \AA}$ ), controlada pelo tempo de evaporação

Bordas da máscara com ondulações menores do que  $0,5 \mu$

### Amostra nº 4

Dois filmes de Nb

Substrato - lâmina comum de microscópio

Evaporado à vácuo de  $6,0 \times 10^{-6}$  torr

Dimensões - 11,3 x 27,0 mm

Bordas da máscara com ondulações menores do que  $0,5 \mu$

### C. Procedimento experimental

Antes de montar o pêndulo dentro do Dewar, alinhávamos e calibrávamos as bobinas de Helmholtz que neutralizam o campo magnético terrestre, com precisão de 2 mG. (Durante a experiência, a precisão foi de uma ordem de grandeza pior do que na hora da calibração; isto, devido aos deslocamentos sofridos pelas bobinas de Helmholtz durante a transferência de hélio e porque o campo magnético terrestre varia em função do tempo). Em seguida, montávamos o pêndulo e então começávamos a experiência propriamente dita.

Nas experiências com Sn, devido ao fato de sua temperatura crítica ser abaixo da temperatura de hélio líquido, para realizar a experiência fazíamos bombeamento sobre o hélio. A temperatura foi medida simultaneamente por um manômetro de mercúrio e por um termômetro de resistência (resistência de carvão calibrada) que se encontrava aproximadamente a 5 mm do disco do pêndulo.

Após termos a temperatura estabilizada, ligávamos as bobinas de Helmholtz e medíamos a dissipação mecânica do pêndulo. Para isto, tínhamos o pêndulo parado numa posição fixa 1, davamos manualmente uma rotação de aproximadamente  $100^\circ$  até o ponto fixo 2. Tínhamos o cuidado de manter este segundo ponto fixo exatamente no ponto onde o pêndulo, depois de parado, encontrava-se na posição tal que o centro dos filmes ficava na posição do centro das bobinas locais. Esta posição 2

foi determinada com um erro menor do que  $\pm 3^\circ$  antes de montarmos o conjunto dentro do Dewar. Em seguida, medíamos as "amplitudes" e os "semi-períodos"\* das rotações do pêndulo. As amplitudes foram medidas com erros de  $\pm 0,3^\circ$  e o período foi medido com cronômetro de segundos (o erro neste caso varia conforme a experiência: o erro no período médio de dez oscilações é de  $\pm 0,05$  seg; e se for medido em uma oscilação é  $\pm 0,5$  seg). Depois que as amplitudes de oscilações tornavam-se "pequenas" (isto variava dependendo do caso, de  $20^\circ$  a  $1^\circ$ ) voltávamos o pêndulo à posição fixa 1, e esperávamos até o mesmo "parar" (ter vibrações de amplitudes menores do que dois graus).

Em seguida, aplicávamos o campo magnético, tendo o cuidado de esperar até o pêndulo "parar" novamente. Isto porque, devido ao fluxo retido, no instante em que se aplica o campo magnético, o pêndulo volta a oscilar. Em seguida, girávamos o pêndulo até a posição 2 medindo-se novamente as "amplitudes" e os "semi-períodos". O cuidado em esperar o pêndulo "parar", após ligar o campo magnético é devido a dois fatores: em primeiro lugar, quando se dá um torque ao pêndulo em movimento, no sentido contrário ao mesmo, o pêndulo na maior parte das vezes, além de ter um movimento rotacional, começa

---

\* Chamamos de "semi-períodos" o tempo que o pêndulo leva, para ir de uma posição de energia cinética nula até a próxima de energia cinética nula.

a balançar, chegando a dar uma dispersão de 30% no valor dos dados; o segundo fator é que uma análise preliminar durante as medidas torna-se mais simples com êstes cuidados.

O processo acima foi repetido, para cada temperatura, para vários valores de campos localizados.

No estudo da dissipação de energia para o caso de aplicação de campos homogêneos, e para o caso de correntes de Foucault, o processo de medida foi exatamente o mesmo.

RESULTADOS

A. Cálculo e análise

1. Método de cálculo

O método usado foi o seguinte: calculamos a energia dissipada e a velocidade média com que os filmes atravessam o campo magnético em cada rotação do pêndulo. O cálculo é feito a partir das equações de um pêndulo de torção. O número de aproximações usadas é pequeno, e os erros introduzidos por estas aproximações são menores do que os erros experimentais.

As expressões para a energia dissipada em uma dada rotação devida a fenômenos magnéticos, e a velocidade média com que os filmes passam pelo campo são dados abaixo

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{2} K \{ X_{n-1}^2 (1-A) - X_n'^2 \}$$

onde:  $X_n$  - amplitude do pêndulo na oscilação n

A - coeficiente que descreve dissipação mecânica do pêndulo

- $K$  - tirado da expressão  $T = 2\pi \sqrt{I/K}$   
 $T$  - período do pêndulo  
 $I$  - momento de inércia do pêndulo  
 $E_{\text{mag}}$  - energia dissipada devida a fenômenos magnéticos

e

$$v_{\text{med}} = R_a \dot{x}_{\text{med}}$$

$$\dot{x}_{\text{med}} = \frac{2s}{T} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos \left( \frac{s}{2X_a} \right) \right\}^{-1}$$

- onde:
- $v_{\text{med}}$  - velocidade média tangencial na passagem pelo campo magnético
  - $R_a$  - distância do eixo do pêndulo até o centro da bobina local
  - $\dot{x}_{\text{med}}$  - velocidade média angular na passagem pelo campo
  - $s$  - diâmetro da bobina em radianos
  - $2X_a$  - amplitude do movimento

(Cálculo detalhado encontra-se no apêndice II, vide também as referências 20 e 21).

## 2. Análise dos dados

A força de atrito viscoso admitida pelas teorias é igual a:

$$F = \eta v d$$

onde:  $\eta$  é o coeficiente de atrito viscoso dos vórtices ou da "mancha"\* de fluxo,  $v$  é a velocidade média com que o fluxo se movimenta e  $d$  é a espessura da amostra.

Para podermos usar esta expressão é suficiente verificar experimentalmente se a força é linear, ou não, com a velocidade, e no trecho linear, pode-se usar a expressão.

Como não conhecemos a dependência de  $F$  como  $d$ , e acreditamos que  $F$  não é linear com  $d$ , pois o valor de  $F$  deve depender fortemente das condições de superfície da amostra, vamos definir um  $\eta^*$  que levará em conta esta dependência, assim:

$$F = \eta^* v \quad (19)$$

---

\* O termo "mancha" foi usado como tradução do termo "spot" em inglês

onde  $\eta^* = \eta d$

Desde que experimentalmente encontrarmos  $F$  linear com  $v$ , podemos encontrar o valor numérico de  $\eta^*$  que no caso será o coeficiente angular da reta do gráfico de  $F$  contra  $v$  e não simplesmente  $F/v$ , pois na experiência, devido a energia de aprisionamento\* estático, as retas dos gráficos não passarão pela origem. Queremos frisar, que se encontrarmos  $F$  linear com  $v$ , não provamos em absoluto a validade da teoria BS (conceito frequentemente admitido na literatura), fica simplesmente provado que  $F$  é linear com  $v$ .

Ao estudarmos  $\eta^*$  podemos verificar a sua dependência em função do próximo parâmetro teórico ( $H$ ). Se o gráfico de  $\eta^*$  contra  $H$  tiver trechos lineares poderemos definir  $\eta^{*'}$  que será o coeficiente angular das retas  $\eta^*$  contra  $HS$ . Novamente aqui, se forem encontradas regiões lineares, estas não deverão passar pela origem devido ao aprisionamento dinâmico, e isto não será suficiente para comprovar a teoria BS. Simplesmente para estas regiões lineares, poderemos dizer que a força de atrito viscoso é linear com a velocidade e com o campo magnético local aplicado. O estudo dos  $\eta^{*'}$  em função de  $t$  (temperatura reduzida) nos fornecerá, experimentalmente, a função  $g(t)$ , definida como sendo:

---

\* O termo "aprisionamento" foi usado como tradução do termo "pinning" em inglês.

$$\eta^* = \eta^{*'} HS \quad (20)$$

$$\eta^{*'} = \alpha (1-t^2) g(t) \quad (21)$$

Se  $g(t)$  for igual à constante unidade, e  $\alpha$  coincidir com  $dH_{\sigma}/c^2$ , então a teoria BS será comprovada por esta experiência. (Definiremos  $\alpha$  como sendo constante característica da amostra). (Neste caso consideramos  $\sigma$  como constante em função da temperatura, e toda a dependência que  $\sigma$  tenha da temperatura estará contida em  $g(t)$  ).

Este tipo de análise, apesar de se basear nos parâmetros obtidos através da teoria BS, é auto-consistente, e a sua validade não está relacionada com a validade ou não da teoria BS.

## A. Campo magnético local

Analisaremos aqui agora os resultados experimentais obtidos no estudo da energia dissipada em função da velocidade média do fluxo, do campo magnético aplicado, e da temperatura para as amostras nº 1 e nº 3.

### 1. Resultados

Para a amostra nº 1, o gráfico de energia dissipada em função de velocidade, representado na fig.7, é um exemplo típico dos gráficos dessa amostra, para valores de campos magnéticos aplicados acima de  $H_0$  e abaixo de aproximadamente  $H_1$ . O gráfico 8 é típico para campos acima de  $H_1$ , e o gráfico 9 é típico para campos abaixo de  $H_0$ . ( $H_0$  e  $H_1$  serão definidos mais tarde).

O gráfico da figura 7 mostra haver uma mudança de comportamento na curva da dissipação, em função da velocidade. Estas mudanças ocorrem para amplitudes do pêndulo ( $X_n$ ) aproximadamente igual a  $22^\circ$ ,  $58^\circ$  e  $120^\circ$  sendo que para  $X_n$  nos intervalos entre  $22^\circ$  e  $58^\circ$ , e entre  $58^\circ$  e  $120^\circ$  temos um comportamento aproximadamente linear, para  $X_n$  menor do que  $22^\circ$  e maior do que  $120^\circ$  temos curvas não lineares.

Os coeficientes angulares dos dois trechos lineares são diferentes para campos magnéticos entre  $H_0$  e  $H_1$  tendo o mesmo

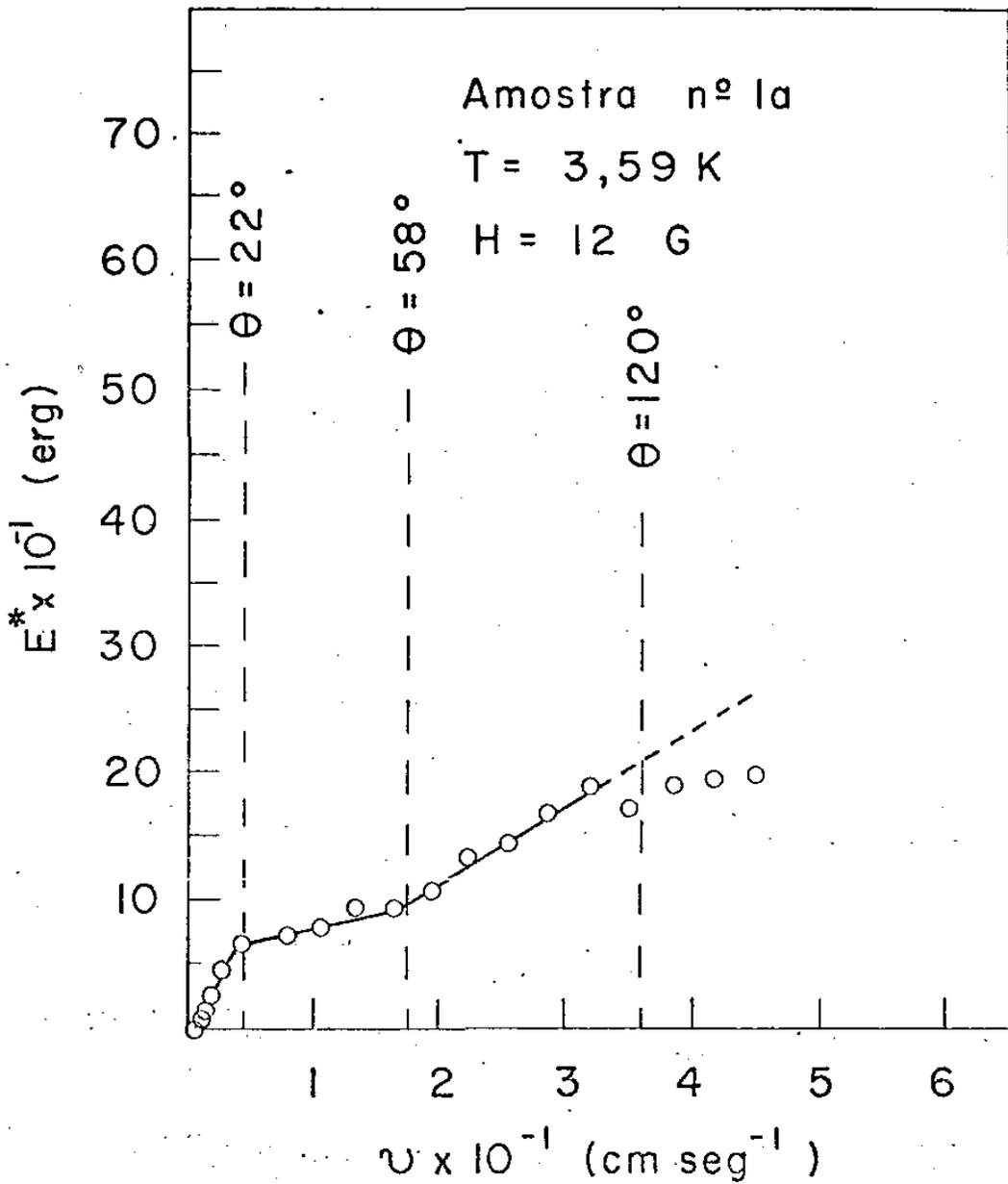


Fig. 7 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/\ell$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo).

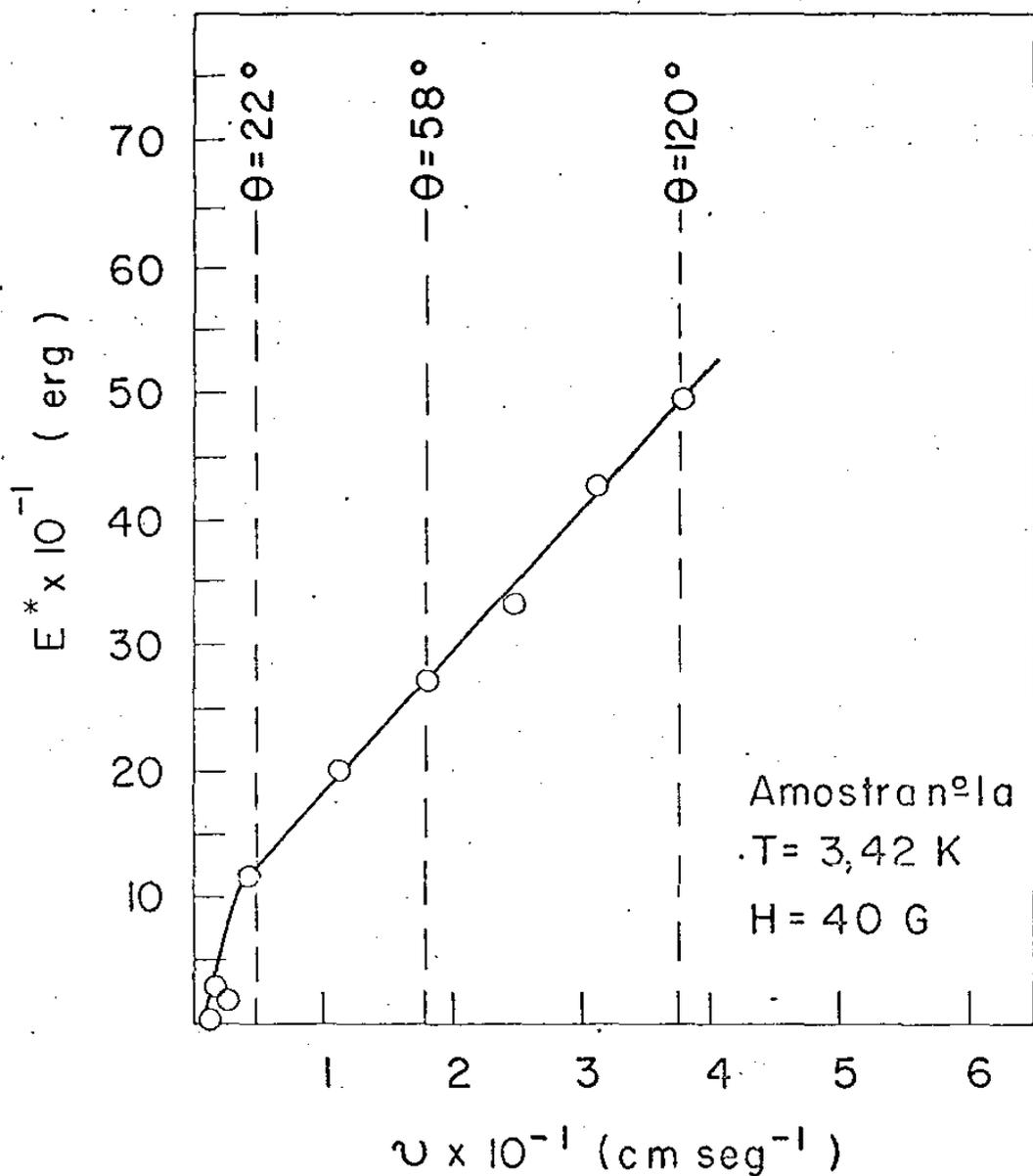


Fig. 8 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/\ell$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo).

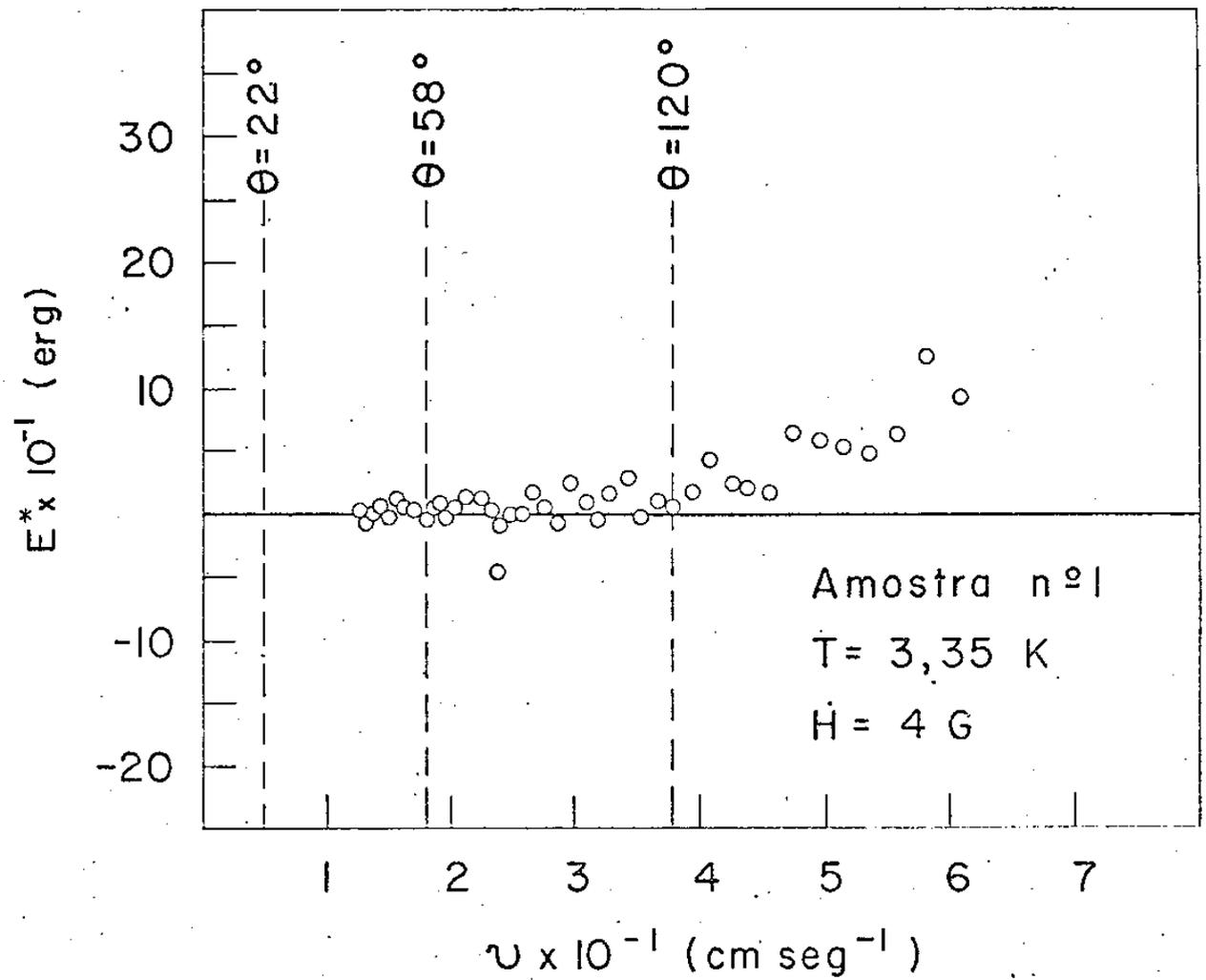


Fig. 9 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/\ell$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo).

valor ao se aproximar de  $H_1$  .

O gráfico da figura 8 diferencia-se do gráfico da figura 7 pelo fato de não haver mudança de comportamento na curva da dissipação na amplitude de  $58^\circ$  . O gráfico da figura 9 também não apresenta esta mudança.

Para a mostra nº 3 , os gráficos da energia dissipada em função da velocidade, representados nas figuras 10 e 11, são um exemplo típico dos gráficos dessa amostra. Analisando êstes gráficos, podemos notar que para campos magnéticos abaixo de aproximadamente  $H_1$  , há mudança de comportamento exatamente nas mesmas amplitudes da nº 1 ( $X_n$  aproximadamente igual a  $22^\circ$  ,  $58^\circ$  e  $120^\circ$ ), com a diferença de que na nº 3, os coeficientes angulares das regiões lineares acima e abaixo da amplitude de  $58^\circ$  diferem pouco, podendo-se considerar os mesmos, em grande parte dos gráficos, como iguais. Para campos acima de  $H_1$ , temos o mesmo comportamento da nº1. Para campos magnéticos pequenos (nesta amostra é difícil definir um  $H_0$ ), da mesma forma que na nº1 , não temos mudança de comportamento em  $58^\circ$ .

De acôrdo com o capítulo IV.A.2, a partir destes gráficos, podemos concluir que para as amplitudes abaixo de  $22^\circ$  e acima de  $120^\circ$ , a expressão (19) não é válida, enquanto que nas duas regiões lineares, pode-se prosseguir na análise. No item seguinte, analisaremos qual é a implicação no problema em geral, do fato de continuarmos a análise para os resultados obtidos da análise de um determinado intervalo de velocidades.

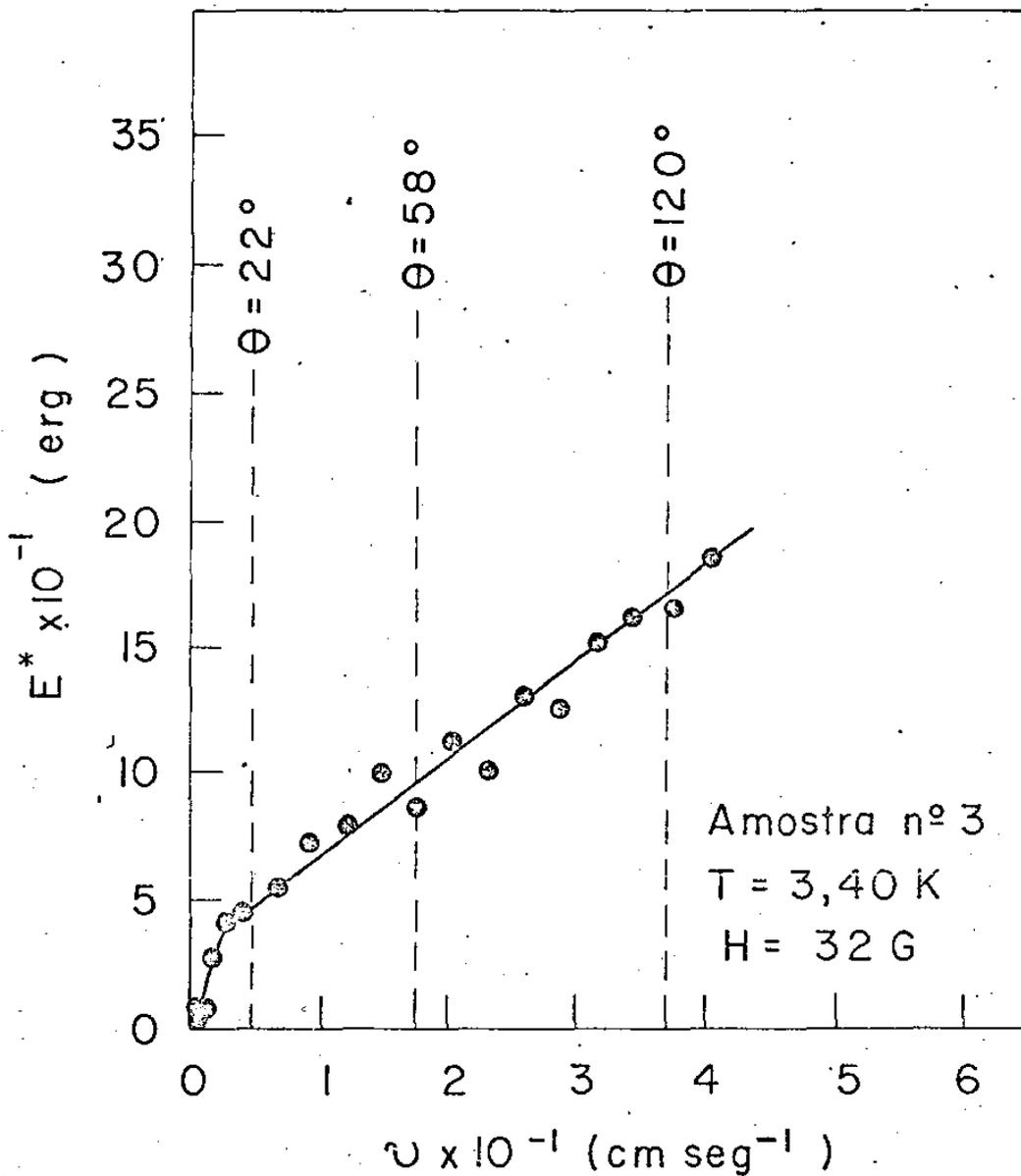


Fig. 10 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/\ell$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo).

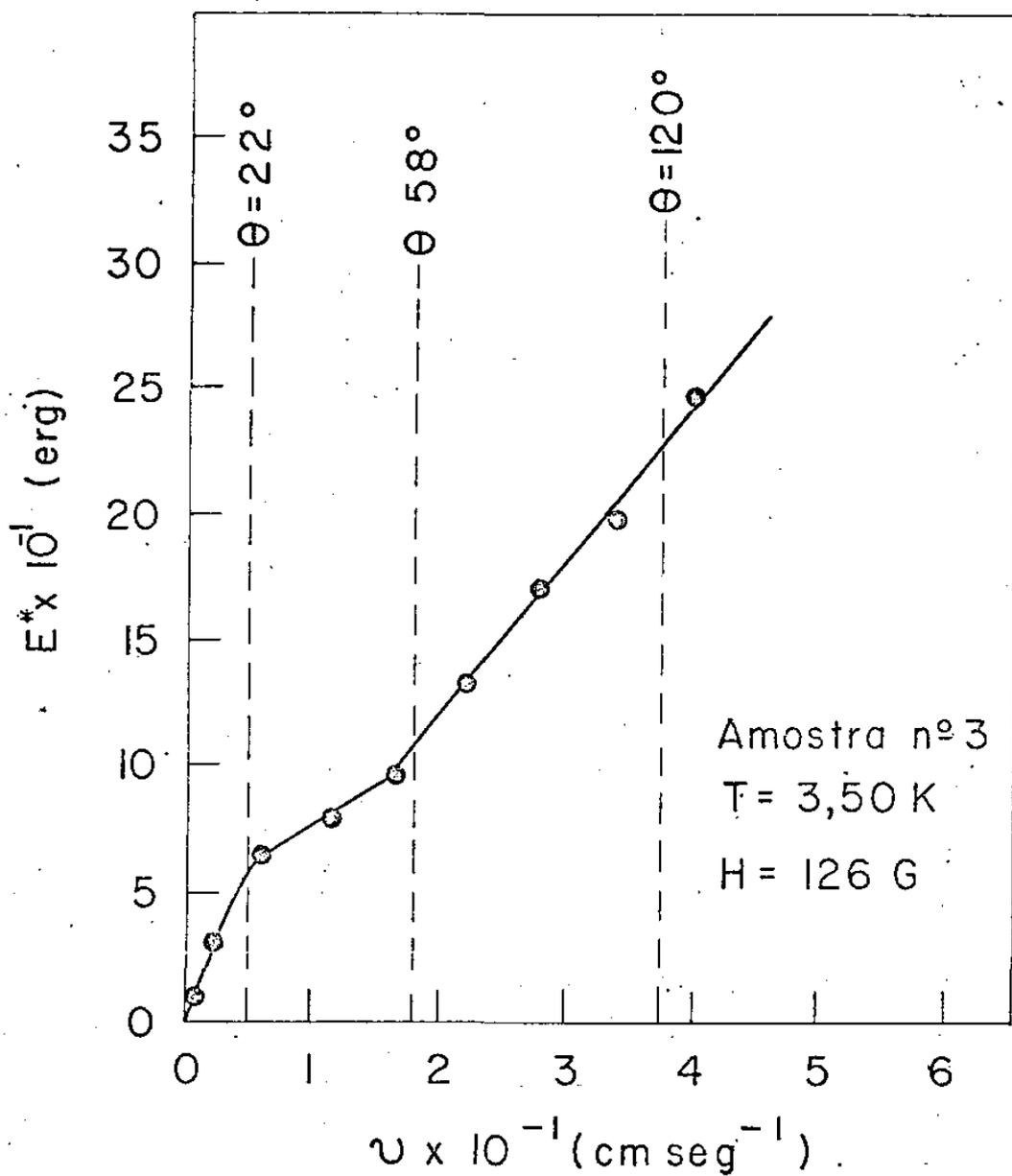


Fig. 11 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/l$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $l$  - caminho percorrido pelo fluxo).

A região linear analisada foi somente a região para  $X_n$  no intervalo entre  $58^\circ$  e  $120^\circ$ , isto devido a vários motivos: o número de pontos experimentais desta região é suficiente para termos erros menores do que 5% no coeficiente angular, enquanto que na região para  $X_n$  no intervalo entre  $22^\circ$  e  $58^\circ$ , os erros nos coeficientes angulares, devidos ao pequeno número de pontos (quando é possível o encontro destes coeficientes angulares), chegam a ser de 30%, além do que, na amostra nº 1, tem-se um erro na velocidade média, devido à variação do período do pênculo, de aproximadamente 30% (na amostra nº 3, não chegamos a observar variação do período nesta região), obtendo-se assim, um erro estimado nos coeficientes angulares de aproximadamente 50%. (Como este erro é originário das geometrias da amostra e campo magnético aplicado, das características do pêndulo (pequeno número de pontos) e do método impreciso na medida do período, fizemos outra experiência com geometria mais adequada para o estudo deste fenômeno, vide capítulo IV.C).

Prosseguindo a análise da região entre  $58^\circ$  e  $120^\circ$ , temos a figura 12 exemplificando a curva  $\eta^*$  em função de H da amostra nº1 e as figuras 13 e 14, da amostra nº3. Estes gráficos evidenciam uma diferença de comportamento de  $\eta^*$  em função de H aplicado. Para valores de H maiores de  $H_1$ , o comportamento de  $\eta^*$  em função de H é inicialmente linear, notando-se uma saturação para altos valores dos campos magnéticos reduzidos ( $H/H_c$ ) (esta saturação só é observada nos gráficos da amostra nº3, isto porque, os campos magnéticos a-

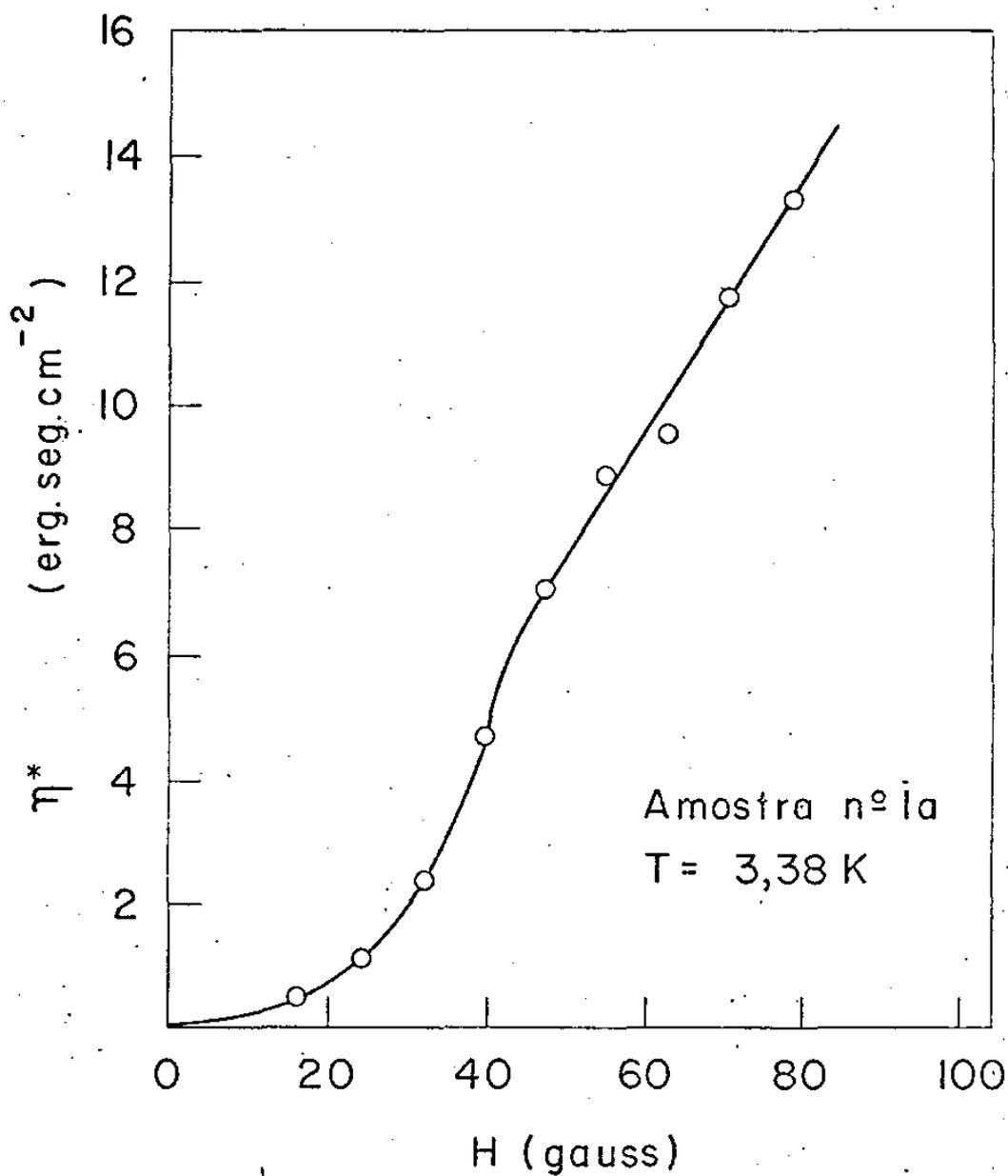


Fig . 12 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado  $H$ .

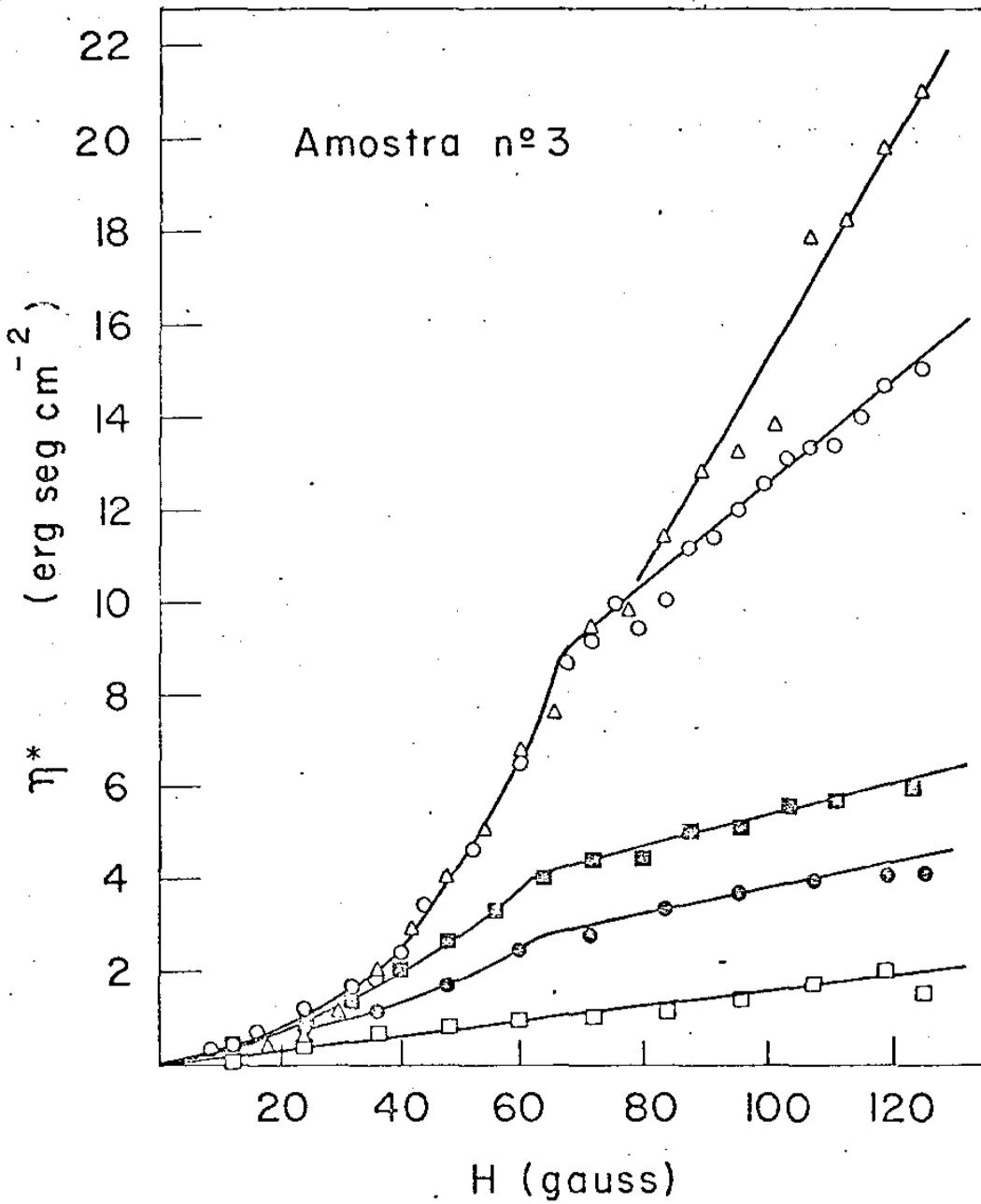


Fig. 13 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado H. ( $\Delta$  - T = 2,45 K,  $\circ$  - T = 3,07 K,  $\blacksquare$  - T = 3,40 K,  $\bullet$  - T = 3,50 K,  $\square$  - T = 3,65 K).

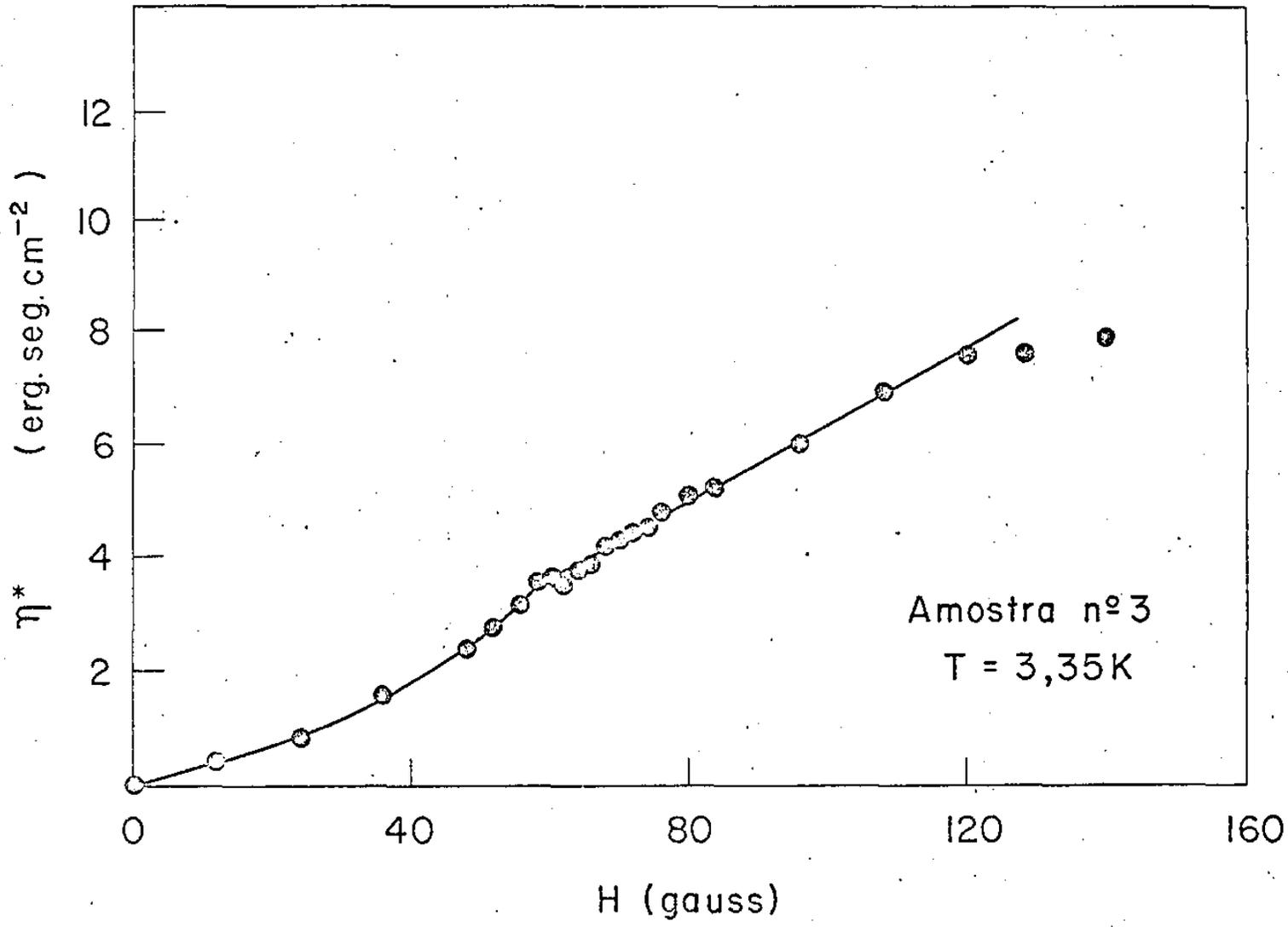


Fig. 14 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado H.

plicados na amostra nº1 estão bem abaixo dos campos onde deveria aparecer a saturação). (Definiremos  $H_1$  como sendo o campo magnético no qual a curva de  $\eta^*$  em função de  $H$  passa a ser linear).

Abaixo de  $H_1$ , o comportamento de  $\eta^*$  em função de  $H$  apresenta-se como sendo uma curva não linear. O gráfico da figura 14 mostra que a passagem desta curva para a região linear se processa de forma contínua.

Prosseguindo a análise, analisamos  $\eta^*$  acima de  $H_1$ , pois, como  $\eta^*$  é linear nesta região, pode ser analisado através da expressão 20.

Para diferentes temperaturas de experiência foram encontrados os coeficientes angulares  $\eta^{*'} (coeficientes angulares das retas  $\eta^*$  em função de  $H$  ). A figura 15 é o gráfico de  $\eta^{*'}$  contra  $(1-t^2)$  para as duas amostras (o valor de  $T_c$  foi tomado da tabela 31). O fato dos dois gráficos darem curvas não lineares mostra que o cálculo de Smith não se aplica a estes resultados experimentais.$

Procuramos  $g(t)$  e encontramos que para estas duas amostras o valor de  $g(t)$  é dado pela expressão 22

$$g(t) = (1 - t^4) \quad (22)$$

Os gráficos das figuras 16 e 17 mostraram que  $g(t)$  descrito pela expressão 22 descreve realmente o fenômeno por nós observado.

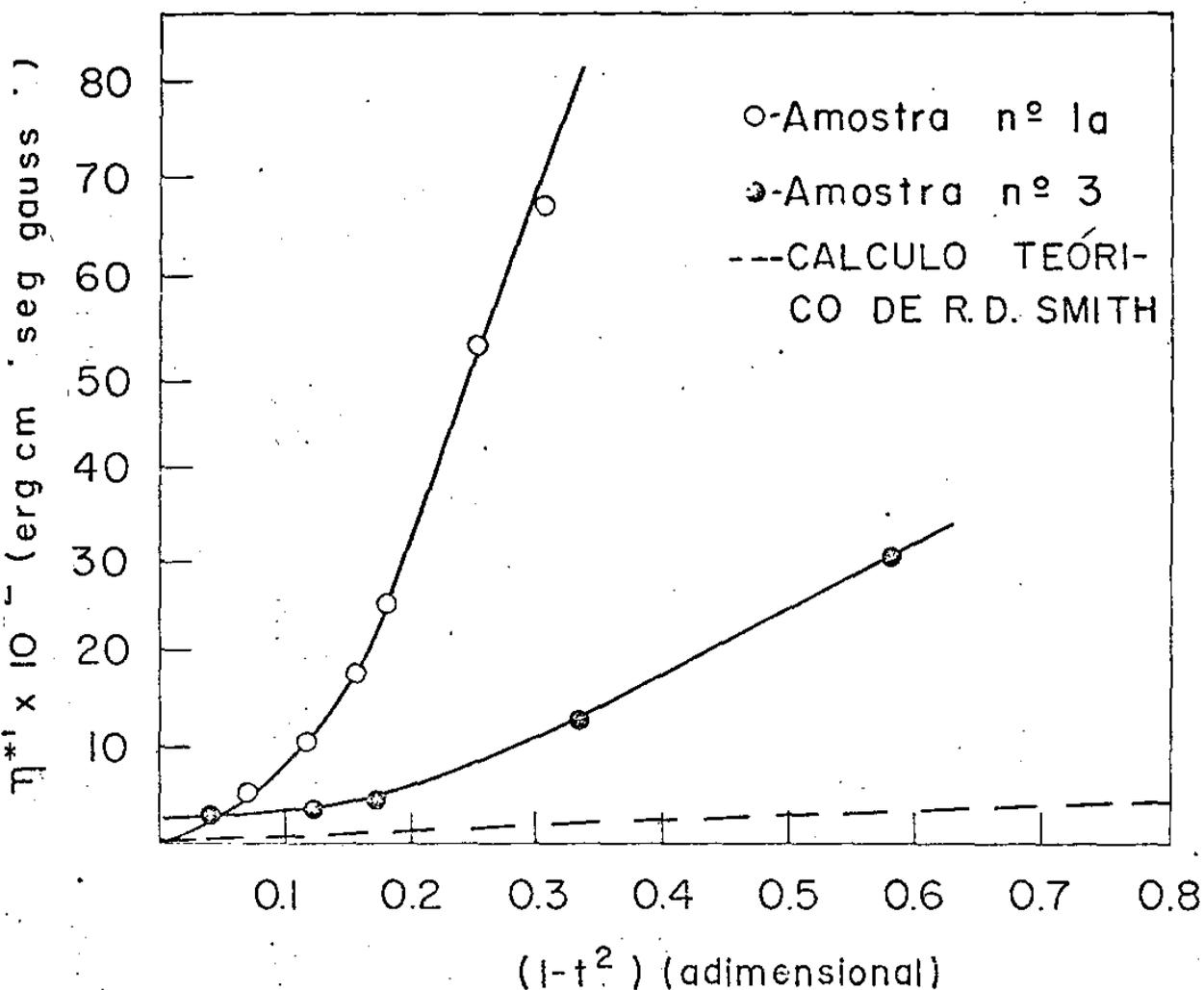


Fig. 15 - Coeficiente de atrito viscoso por unidade de fluxo magnético  $\eta^{*1}$  versus  $(1-t^2)$ , onde  $t$  é a temperatura reduzida. (Reta tracejada indica a função  $\eta^{*1}$  calculada usando a expressão teórica de R. D. Smith<sup>21</sup> e o valor de  $\sigma$  da referência 34. Tomando o valor de  $\sigma$ , para filmes, da referência 35 o valor do coeficiente angular da reta tracejada é da ordem de 1000 vezes menor do que a do gráfico).

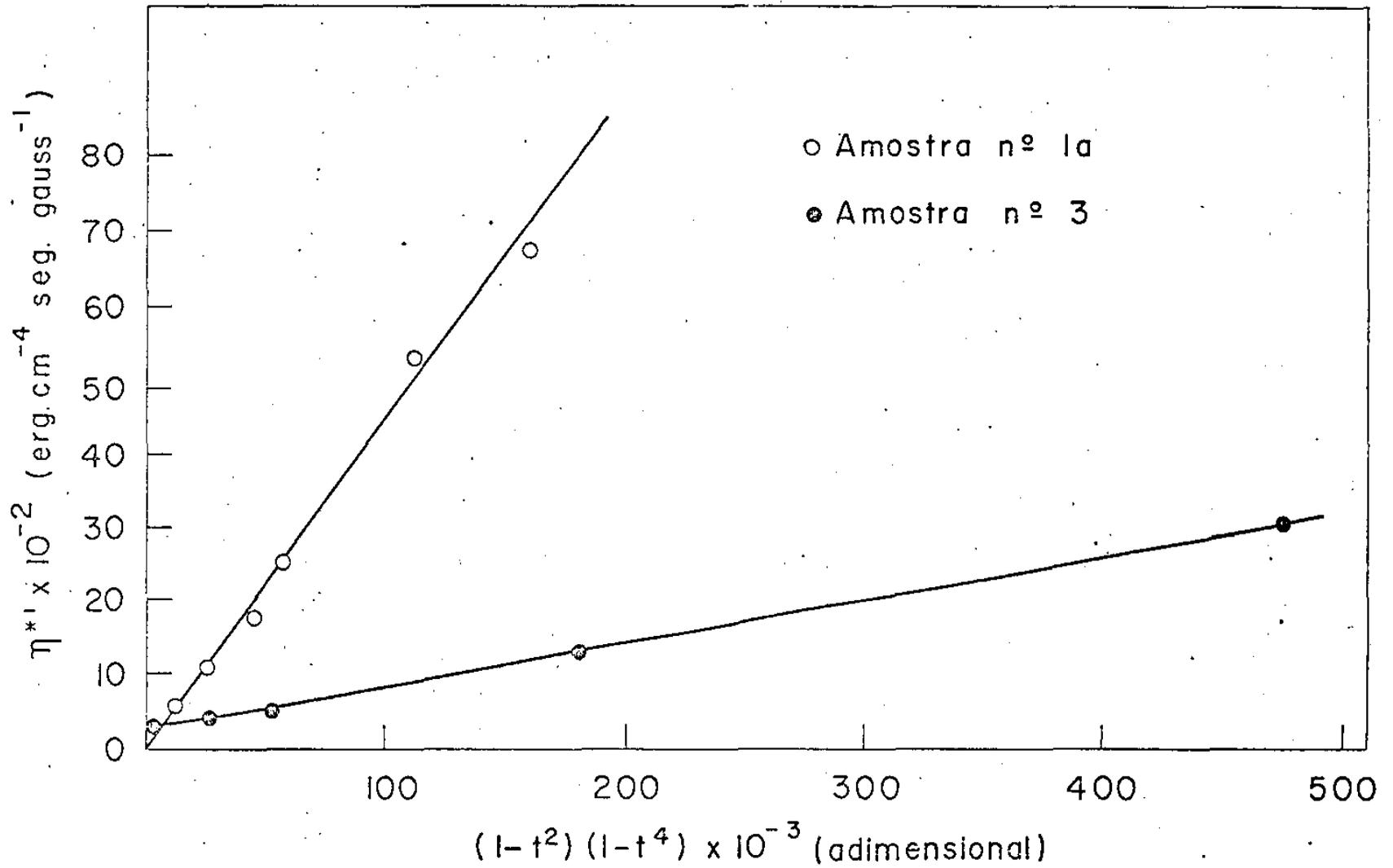


Fig. 16 - Coeficiente de atrito viscoso por unidade de fluxo magnético  $\eta^{*1}$  versus  $(1-t^2)(1-t^4)$ , onde  $t$  é a temperatura reduzida.

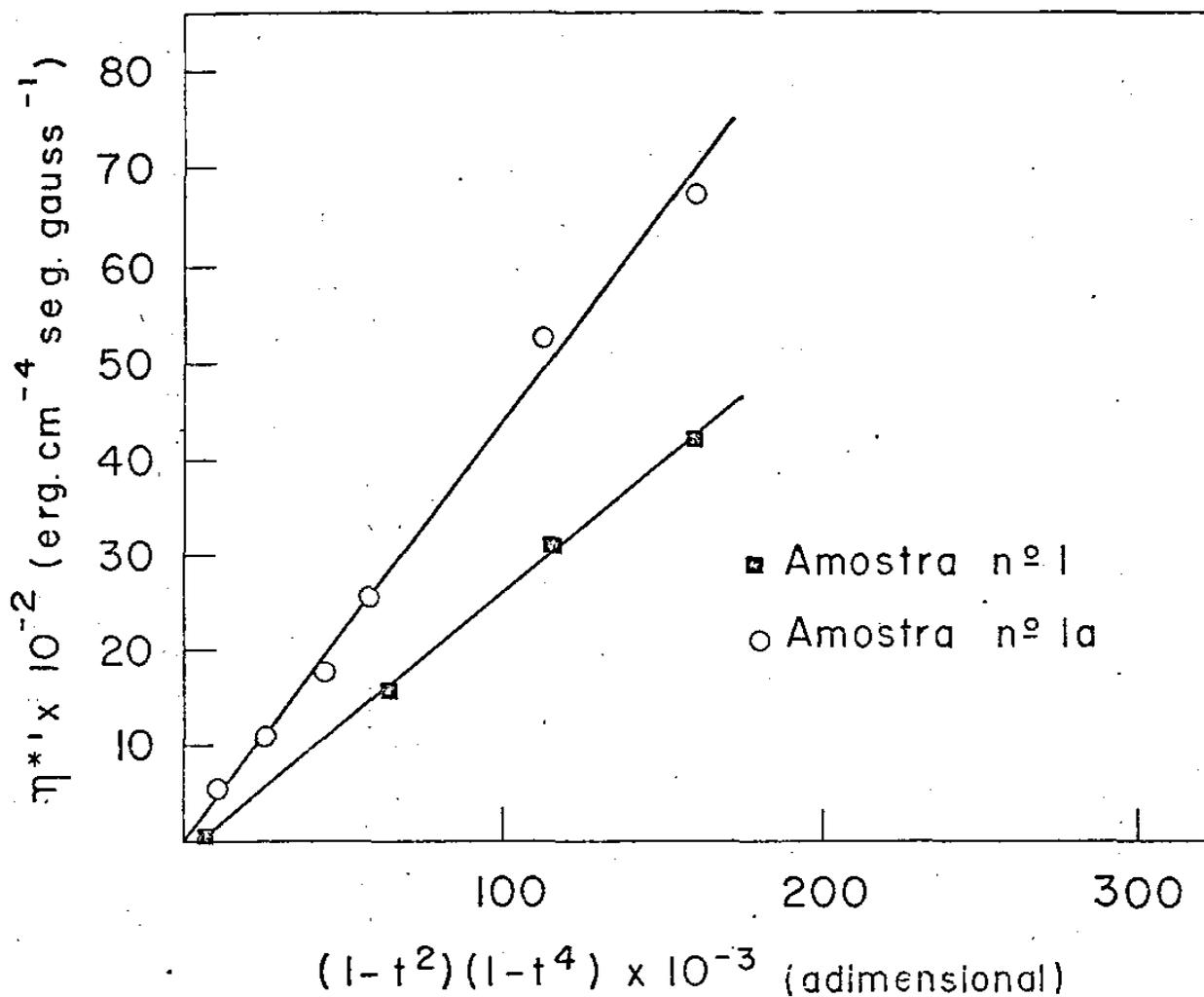


Fig. 17 - Coeficiente de atrito viscoso por unidade de fluxo magnético  $\eta^{*1}$  versus  $(1-t^2)(1-t^4)$ , onde  $t$  é a temperatura reduzida.

## 2. Análise dos resultados experimentais

### a. Energia x velocidade

A mudança de comportamento em  $22^\circ$  é de caráter geométrico. O diâmetro da bobina que fornece o campo magnético local tem exatamente  $22^\circ$  em relação ao eixo de rotação.

O fenômeno físico decorrente desta situação é que as forças elásticas entre as linhas de fluxo, começam a ser um fenômeno predominante. Neste caso (amplitudes menores do que  $22^\circ$ ), na realidade há pouco movimento das linhas de fluxo no filme supercondutor, pois a maior parte das linhas é simplesmente deformada. O movimento do pêndulo nesta região é basicamente regido pelas forças elásticas das linhas de fluxo. Como a energia dissipada nesta região não é devida ao movimento de fluxo magnético no supercondutor, não tem sentido comparar os resultados experimentais com as expressões do capítulo IV.A.2. Excluindo esta região deste estudo, a generalidade das conclusões não será prejudicada.

A mudança de comportamento da curva em  $58^\circ$ , nos gráficos 7 e 11, é também de caráter geométrico, uma vez que, para amplitudes maiores do que  $58^\circ$ , os filmes em oscilação saem totalmente do campo magnético, enquanto que para amplitudes menores do que  $58^\circ$ , os filmes não chegam a sair do campo magnético. Uma das hipóteses que explicaria este comportamen-

to é a seguinte: o processo de estabelecimento de vórtices em movimento inicia-se com a formação de vários vórtices (de acordo com as condições da borda), que posteriormente são agrupados em macro-vórtices maiores; a formação destes macro-vórtices maiores é função da velocidade com que a borda penetra no campo magnético e da intensidade das forças de interação atrativas entre os vórtices. Independentemente de como se processa a nucleação inicial, quando o filme não sai do campo magnético, devido às forças de interação atrativas, os vórtices tendem a agrupar-se em alguns macro-vórtices ou mesmo em um macro-vórtice.

Como nesta experiência a velocidade com que a borda penetra no campo magnético é da mesma ordem de grandeza, a variável principal que governa a formação ou não dos macro-vórtices pode ser considerada como sendo as forças atrativas entre os vórtices. Como estas forças de interação são função da distância entre os vórtices, e por outro lado, a distância entre os mesmos é função do campo magnético aplicado, podemos dizer que para valores de  $H$  local a partir de um certo valor  $H_1$ , as forças de interação são tais que o fluxo magnético penetra em forma de macro-vórtices, independentemente das condições da borda. Desta hipótese decorre que para campos locais da ordem de  $H_1$  e maiores do que  $H_1$ , o movimento de fluxo deve se processar em forma de macro-vórtices. Neste caso, não se deve notar nenhuma diferença de comportamento na curva de energia, quando o fluxo magnético chega a sair do filme e quando o fluxo magnético não chega a sair do filme. As curvas

das figuras 8 e 10 estão de acôrdo com esta hipótese.

O fato das curvas das figuras 8 e 10 concordarem com a hipótese acima, não exclui a possibilidade da borda interferir no processo dissipativo de uma forma mais violenta do que simplesmente interferir no processo de nucleação dos vórtices. Até agora nada exclue a possibilidade de que o fenômeno dissipativo observado seja regido exclusivamente pela borda. Para mostrar que a influência da borda deve ser principalmente a descrita acima, fizemos uma experiência com disco supercondutor (neste caso não existia a borda atravessada por um campo magnético). Os resultados experimentais obtidos com o disco concordam com a hipótese formulada acima (vide capítulo IV.C).

As figuras 7 e 11 evidenciam que o coeficiente de atrito viscoso que descreve a dissipação de vários vórtices ( $X_n$  maior do que  $58^\circ$ ) é maior do que o coeficiente que descreve um macro-vórtice que contenha o mesmo número de quanta magnéticos.

Todas as retas obtidas dos gráficos de energia dissipada em função da velocidade, tanto para amplitudes entre  $58^\circ$  e  $120^\circ$ , como para amplitudes entre  $22^\circ$  e  $58^\circ$ , para quaisquer campos aplicados, não passam pela origem, devido a forças de aprisionamento estático.

A análise do comportamento da dissipação para baixos campos magnéticos ( $H$  menor do que  $H_0$ ), nesta experiência em particular, é bastante comprometida devido ao fluxo retido. Quando os filmes atravessam completamente o campo magnético

co, os efeitos de borda na entrada do filme no campo magnético são compensados pelos mesmos efeitos com sinal oposto na saída do filme. Entretanto, o fluxo retido em várias oscilações do pêndulo não é o mesmo (na geometria de nossa experiência o aprisionamento de fluxo corresponde ao ganho de energia pelo pêndulo). A diferença de fluxo retido nas diversas oscilações chega não só a contrabalançar a energia perdida devido ao movimento de fluxo, mas pode, algumas vezes, fornecer energia suficiente para que o saldo total seja positivo. A figura 9 evidencia este tipo de fenômeno. (Chamamos de  $H_0$  o campo abaixo do qual a energia devida ao fluxo retido é da mesma ordem de grandeza que a energia dissipada devida ao movimento de fluxo). (Vide também apêndice I). Para estes campos magnéticos aplicados ( $H$  menor do que  $H_0$ ), o fenômeno de fluxo retido predomina em relação ao fenômeno de formação de um ou vários vórtices. Em decorrência disto, para estes campos magnéticos não se observa mudança de comportamento em  $X_n$  igual a  $58^\circ$ .

A mudança de comportamento em  $120^\circ$  é de caráter geométrico. Esta mudança acontece não só quando estudamos os filmes supercondutores, mas também nas experiências sobre as correntes de Foucault em materiais normais. A explicação deste fenômeno é que a partir desta amplitude, as amostras entram no campo local oposto.

## b. Coeficiente de atrito viscoso x campo magnético

A energia dissipada em supercondutores, devido ao movimento de fluxo magnético, é uma somatória de energias devidas a fenômenos físicos diferentes.

Devido à sua complexidade acreditamos que uma das possíveis e promissoras maneiras de estudo do fenômeno dissipativo é aquela na qual se subdivide o fenômeno global em diferentes fenômenos e se estuda separadamente cada um destes. A presença de alguns fenômenos físicos no problema dissipativo, cada um independentemente, já é conhecida. Assim, em primeira aproximação, podemos escrever a energia dissipada devido ao movimento das linhas de fluxo magnético em supercondutores como sendo:

$$E = E_b + E_p + E_n \quad (23)$$

onde:  $E_b$  - energia dissipada pelos elétrons normais descrita pelas teorias do tipo das de Bardeen e Stephen<sup>7</sup>.

$E_p$  - energia de aprisionamento, devida à existência de centros de retenção.

$E_n$  - energia dissipada devido a fenômenos não contidos em  $E_b$  e  $E_p$ .

Analisaremos agora, o comportamento de  $E_b$ ,  $E_p$  e  $E_n$  em função do campo magnético aplicado. Para isto, vamos tomar os conceitos e as teorias conhecidas, adaptando-as às nossas condições experimentais (amostra supercondutora atravessa um campo magnético local).

Comportamento de  $E_b$  - De acordo com o capítulo II.B, para o caso de movimento de um macro-vórtice em um supercondutor, a energia  $E_b$  é proporcional ao campo magnético aplicado (expressão 15). Nas nossas condições experimentais  $E_b$  deverá ser uma função linear em  $H$  no intervalo de  $H_2$  a  $H_3$ . Definiremos o campo  $H_2$  como sendo o campo magnético mínimo para haver penetração de fluxo magnético na amostra. O cálculo aproximado do coeficiente de desmagnetização de nossas amostras nos indica que

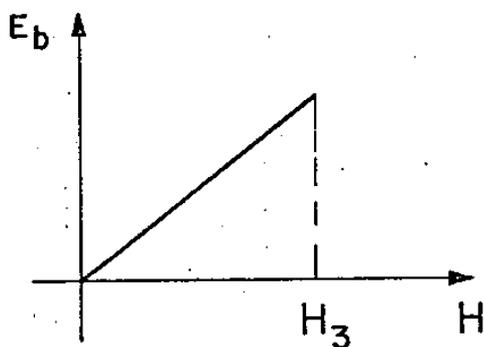


Fig. 18

para este tipo de amostra pode ser considerado igual a zero (vide apêndice IV), então, em primeira aproximação, a energia  $E_b$  será proporcional ao  $H$  no intervalo de zero até  $H_3$ , onde  $H_3$  é o campo magnético para o qual a amostra se torna normal (figura 18).

Comportamento de  $E_p$  - Em primeiro lugar, analisaremos um vórtice. Se este é aprisionado num centro de retenção, é necessário fornecer uma certa energia para conseguir deslocá-lo deste centro de aprisionamento, e em seguida, é necessário fornecer uma energia para vencer as forças de interação entre o centro de retenção e o vórtice. Se tivermos um conjunto de vórtices, com forças de interação entre eles, a expressão que descreveria a energia gasta, ao movimentar este conjunto, devido à existência de centros de retenção, deveria ter as seguintes características: de um lado, quanto maior o campo aplicado, mais linhas de fluxo magnético existem, e portanto é maior a probabilidade das linhas de fluxo serem aprisionadas; de outro lado, quanto maior é a interação entre as linhas de fluxo, menor é a probabilidade de aprisionamento das linhas de fluxo. Portanto, o fenômeno pode ser descrito por duas funções onde uma delas é crescente e a outra decrescente. Isto indica que a energia devido à existência de centros de retenção, deve ser uma função que apresenta um máximo, vai a zero para campos magnéticos iguais a zero e para campos que tornam a amostra "normal" ( $H_3$ ). (Existem vários dados experimentais, expressões empíricas e teorias que descrevem este fenômeno; como exemplo podemos citar o trabalho de Kramer <sup>28</sup> para os supercondutores do tipo II. Os trabalhos que estudam este tipo de fenômeno, em geral, obtêm expressões para a energia dissipada devida à existência de centros de retenção em função de parâmetros metalúrgicos).

Nas condições de nossa experiência, o comportamento

de  $E_p$  deverá ser o seguinte: para valores menores do que  $H_2$ , o valor de  $E_p$  é igual a zero. Para valores entre  $H_2$  e  $H_1$  deve ser uma curva com um máximo, mas que não vai a zero em  $H_1$  mas sim a um mínimo. Acima de  $H_1$  deverá ser uma função ligeiramen

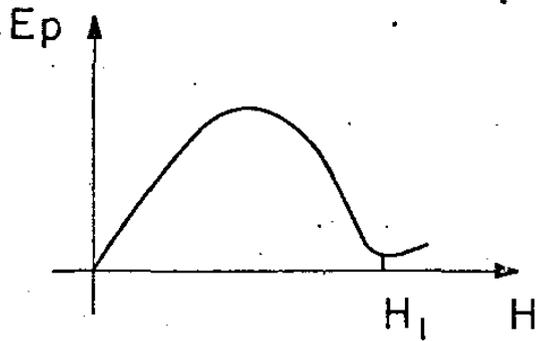


Fig. 19

mente crescente com  $H$ . O  $H_1$  será o campo magnético a partir do qual a interação entre os vórtices deixa de variar com o aumento de campo; isto é o caso quando há formação dos macro-vórtices.

A função acima de  $H_1$  deve ser uma função ligeiramente crescente, pois o fenômeno da dissipação devida aos centros de retenção será basicamente regido pelo tamanho do macro-vórtice, e sabe-se que o raio do macro-vórtice é função de  $H$  aplicado. A curva que descreve este fenômeno está na figura 19.

Comportamento de  $E_n$  - A energia  $E_n$  foi definida co

mo sendo a energia dissipada devido a fenômenos não contidos em  $E_b$  e  $E_p$ . Apesar de não conhecermos de antemão que fenômenos são descritos por  $E_n$ , podemos fazer algumas previsões a respeito desta função. Como  $E_n$  descreve os fenômenos não contidos em  $E_b$  e  $E_p$  podemos dizer, que em primeira aproximação,

$E_n$  não deverá descrever nem a dissipação na região normal

do vórtice, nem a energia devida a defeitos: portanto, podemos prever que  $E_n$  descreverá a energia relacionada com a massa supercondutora na qual se movimentam os vórtices. Podemos citar alguns efeitos que poderiam ser descritos por  $E_n$ ; assim temos: a energia devida à existência do gradiente térmico provocado pelo movimento de fluxo magnético, a energia devida a não homogeneidade do parâmetro de ordem, a energia devida a diferença de entropia na fase normal e na fase supercondutora <sup>25</sup>. O encontro experimental de  $E_n$  deverá mostrar quais destes fenômenos têm importância fundamental no problema dissipativo, e quais podem ser considerados como correções de ordens superiores.

Nas condições de nossa experiência o comportamento de  $E_n$  poderá ser descrito como: para  $H$  menor do que  $H_2$  o valor de  $E_n$  é igual a zero; entre  $H_2$  e  $H_4$  não deve haver mudança no comportamento da função; onde  $H_4$  é o campo a partir do qual o macro-vórtice formado (ou a região de vórtices) é aproximadamente de dimensão igual a largura da amostra. A mudança em  $H_4$  deverá ocorrer devido ao fato de que neste caso uma parte do fluxo magnético se movimenta no supercondutor, e além de outros fenômenos, transforma regiões supercondutoras em normais, e uma outra parte de fluxo já se movimenta em regiões normais. O valor de  $H_4$ , portanto, depende das dimensões da bobina que fornece o campo local, da largura e da espessura das amostras. Portanto, desde que a amostra seja mais larga que a bobina, este campo é maior do que  $H_c$ ; entretanto se a amostra for mais estreita do que a bobina, este

campo poderá ser menor do que  $H_c$ . A função entre  $H_2$  e  $H_4$  deve ser uma função crescente, pois,  $E_n$  é decorrente de uma variação nas propriedades da região supercondutora devido ao movimento de fluxo; é de se esperar, que quanto maior a quantidade deste fluxo, maior será a variação nestas propriedades, e portanto, maior será a energia dissipada. A função da energia

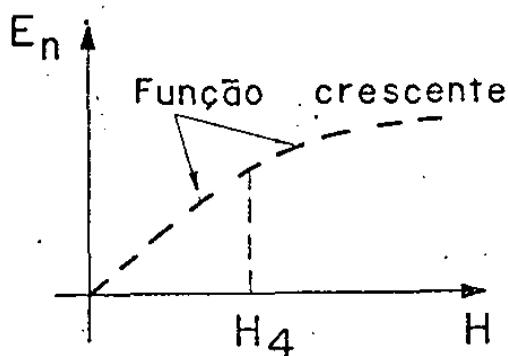


Fig. 20

cia acima de  $H_4$  deverá ser diferente da função abaixo de  $H_4$ , deverá ser uma função que cresce mais lentamente que a anterior, tendendo a uma saturação; isto porque, a energia dissipada pelas cor-

rentes de Foucault é de ordem de grandeza menor do que as energias devidas ao movimento de fluxo em supercondutor. (As energias devido a correntes de Foucault, medidas em nossas amostras a temperatura 4,12 K, são aproximadamente, 10 vezes menores do que as energias devido ao movimento de fluxo na mesma amostra supercondutora a temperatura 3,07 K). Na fig. 20 está a possível função  $E_n$ .

Curva experimental - Para explicar a curva experimental obtida, além das três energias analisadas acima, devemos analisar o comportamento de mais uma energia  $E_g$ , que é devida exclusivamente a condições experimentais de medida. Esta energia aparece devido ao fluxo retido no filme supercondutor, quando a amostra sai do campo localizado. Para o pêndulo, a existência deste fluxo retido, depois que a amostra sai do campo magnético, corresponde a uma certa energia ganha  $E_g$ . Para podermos prevêr o comportamento de  $E_g$  em função de  $H$ , devemos fazer uma hipótese sôbre o fluxo retido. O fenômeno de fluxo retido é aleatório, mas, estatisticamente, podemos dizer que quanto maior o valor de  $E_p$ , maior é a probabilidade de haver fluxo retido. Se assumirmos isto como hipótese, a

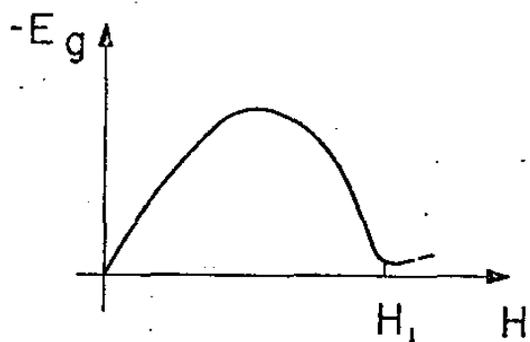


Fig. 21

função que descreverá o  $E_g$  será semelhante à função que descreve  $E_p$ ; isto é, será uma função com um máximo, irá a zero em  $H_2$  e a um valor mínimo em aproximadamente  $H_1$  (acima de  $H_1$  não temos da-

dos para prever o comportamento de  $E_g$ ). A figura 21 representa o comportamento do  $E_g$ .

Para obtermos a curva experimental da energia total dissipada, devemos fazer o gráfico da soma de  $E_b, E_p, E_n$  e

$E_g$ . Se os efeitos forem de grandezas comparáveis, dependendo do valor relativo entre  $E_p$  e  $E_g$ , podemos ter como resultado as figuras 22 e 23.

Ao analisarmos as curvas experimentais obtidas (figuras 12 - 14), podemos notar que elas são do tipo da curva prevista na figura 22, isto é, temos uma função que inicialmente é curva, passa a ser reta e depois se satura.

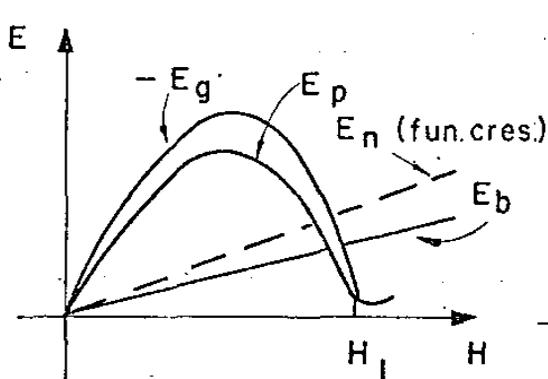


Fig. 22a

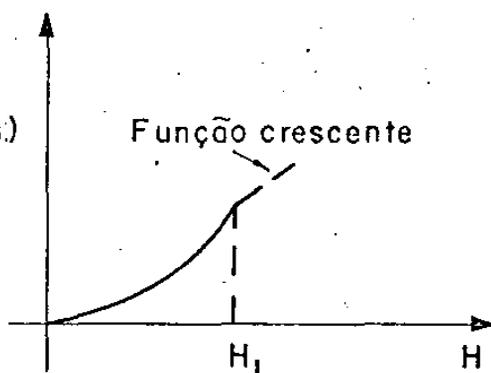


Fig. 22b

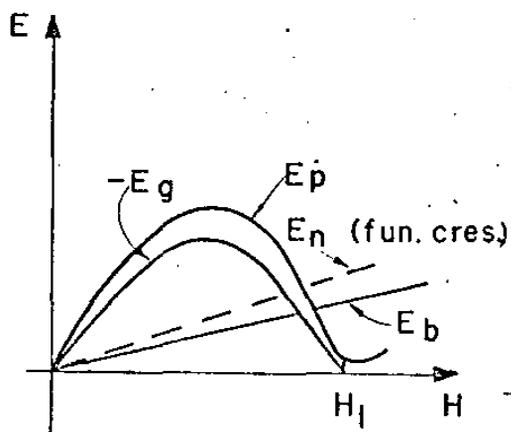


Fig. 23a

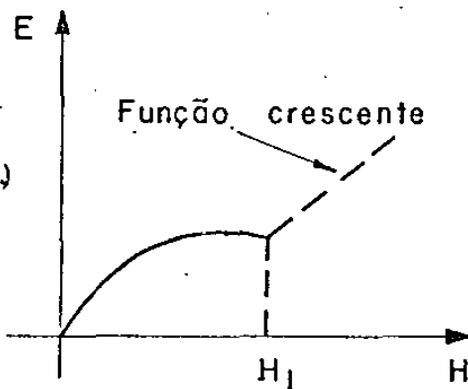


Fig. 23b

Em consequência dêste resultado podemos dizer que é possível separar a região de campos magnéticos, na qual o fenômeno devido à existência de centros de retenção, ou deixa de ter importância fundamental e em primeira aproximação pode ser desprezado, ou é uma função linear com o campo magnético aplicado. Esta é a região para campos acima de  $H_1$ .

O fato de existir uma região linear na curva da dissipação pode significar duas coisas. Ou  $E_n$  é função linear com o campo, ou tem valor desprezível em relação a  $(E_p + E_b)$  nesta região. Entretanto, o gráfico 15 nos garante que  $E_n$  não é desprezível em relação a  $(E_p + E_b)$ , mas pelo contrário, perto de  $T_c$  é de mesma ordem de grandeza que esta soma, aumentando a razão  $E_n / (E_p + E_b)$  com o abaixamento da temperatura; portanto  $E_n$  é linear em função do campo magnético aplicado.

A saturação das curvas da figura 13, para a temperatura  $T = 3,50$  K, e da figura 14 é explicada pelo fenômeno descrito na página 76 (fig. 20), isto é, a função  $E_n$  acima de  $H_4$ .

Podemos também explicar um outro fenômeno experimental. Nas curvas experimentais obtidas, podemos notar que os pontos experimentais apresentam uma dispersão oscilatória cujo valor aumenta com o abaixamento da temperatura. Isto pode ser explicado através dos próprios resultados experimentais. Pela figura 15, podemos ver que o coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  aumenta com o abaixamento da temperatura e, conseqüentemente, a energia dissipada se torna mais sensível em relação à instabilidade de temperatura, o que explica a curva observada.

$$\underline{c. \eta^{*'} \times H_c}$$

De acôrdo com a expressão 19 (expressão modificada de Smith) o gráfico de  $\eta^{*'} \times H_c$  deveria dar uma reta, cujo coeficiente angular deveria ser igual a  $\sigma d H_c / c^2$ . Do fato de, em vez de uma reta se obter uma curva, conclui-se que o fenômeno dissipativo em supercondutores do tipo I não pode ser explicado por uma teoria baseada na dissipação de energia nas regiões normais do supercondutor. É claro, que o fenômeno descrito pelas teorias do tipo BS existe quando temos movimento de fluxo magnético, porém, este fenômeno é bem menor do que outros devidos às propriedades intrínsecas do supercondutor.

Para encontrar a expressão de  $E_n$ , já que ela depende das propriedades intrínsecas de supercondutores, supusemos que a mesma é proporcional ao número de super-elétrons do supercondutor ( $n_s(T) \propto (1-t^4)$ ). Verificamos esta expressão e chegamos à conclusão de que  $E_n$  experimental, nas amostras estudadas é:

$$E_n \propto v H (1-t^2)(1-t^4) \quad (24)$$

Acreditamos que a expressão (24) descreve bastante bem o fenômeno dissipativo para os supercondutores do tipo I em geral, mas, por enquanto, os dados experimentais existentes são para duas amostras de Sn por nós estudadas, e uma a

mostra de In estudada experimentalmente por Smith <sup>21</sup> e analisada por nós (vide capítulo V.A).

### 3. Conclusão

Para concluir este capítulo faremos um resumo dos principais pontos do mesmo.

A primeira conclusão é que a escolha da geometria experimental é de fundamental importância. Para afirmar isto, podemos comparar os resultados obtidos com os nossos filmes de Sn, com os resultados obtidos por Smith com os filmes de In. No caso dos filmes de In, o estudo da dissipação mostrou que a energia dissipada permanecia constante em função da velocidade dos vórtices; portanto, não se conseguiu estudar o movimento dos vórtices. De acordo com a análise deste capítulo o estudo realizado por Smith foi na região à direita de  $H_4$  (Fig. 20). Portanto, só o fato de termos obtido a energia como função da velocidade, independentemente de qualquer explicação ou análise da curva  $(E \times v)$  é um resultado significativo. (Este é o primeiro resultado coerente, na literatura, sobre filmes). Mais tarde, mostraremos outros fatores que mostram a importância da geometria experimental.

Agora, resumiremos as implicações da análise da curva  $(E \times v)$ . Para explicarmos a existência de dois segmen-

tos de reta com coeficientes angulares diferentes, na curva de  $E \times v$ , fizemos a hipótese sobre o movimento de macro-vórtices e micro-vórtices. A existência de macro e micro-vórtices, em supercondutores do tipo I, de acordo com a literatura, é um fato comprovado, portanto, a nossa hipótese só diz respeito sobre quando temos uns e quando temos os outros. (Até o presente momento, não é possível calcular, nem aproximadamente, na geometria experimental por nós usada, quando temos micro ou macro-vórtices). Depois de assumida esta hipótese, foi possível prever dois resultados experimentais. O primeiro é que para campos magnéticos altos os coeficientes angulares dos dois segmentos coincide; e o segundo, já na curva de  $\eta^* \times H$ , a existência de uma região não linear que evidencia a presença do efeito "aprisionamento". Estas duas previsões não são suficientes para comprovar esta hipótese, porém, já que ela prevê resultados experimentais, não temos motivos para duvidar quanto à sua validade. A implicação disto, é que ao prosseguirmos a análise tomando dados somente de uma região da curva, ( $E \times v$ ) não perdemos a generalidade das conclusões, pois foi explicado o porque da existência de diversas regiões.

A curva  $\eta^* \times H$  e a sua explicação trazem várias implicações importantes. Em primeiro lugar, a evidência do efeito "aprisionamento" e o encontro experimental do campo magnético a partir do qual este efeito pode ser desprezado ou incluído em outros, implica em afirmar que em função da geometria experimental é possível separar uns efeitos dos ou-

tros. O estudo da região linear de  $\eta^* \times H$  não particulariza o problema, mas pelo contrário, devido a existência da região curva a conclusão é geral: o efeito dissipativo em qualquer geometria será dado pela energia de "aprisionamento" mais a função descrita pela região linear.

A análise de  $\eta^*$  em função de  $t$  mostrou que para as nossas amostras a energia dissipada pode ser descrita como:

$$E = E'_p + \alpha H (1-t^2)(1-t^4) v \quad (25)$$

onde:  $E'_p$  é a energia devida ao "aprisionamento" estático e ao dinâmico,  $\alpha$  é constante que caracteriza a amostra.

Este resultado mostra que a energia não é descrita pela expressão teórica de Smith. Neste estágio do trabalho não temos condições de afirmar se o termo  $\alpha H (1-t^2)(1-t^4) v$  é um termo corrigido que descreve o efeito BS, ou se descreve um outro efeito enquanto que o efeito BS é desprezível nestas amostras. O resultado do cálculo da ordem de grandeza do efeito BS encontra-se na figura 15 com um erro de três ordens de grandezas. Este erro não permite afirmar se na expressão (25) pode existir um termo  $\alpha' H (1-t^2) v$  ou não. (No capítulo V.C mostraremos a evidência dos dois efeitos simultaneamente).

Independentemente de que efeito é descrito pela expressão 25, podemos concluir que a maneira de estudo na qual o fenômeno global é sub-dividido em diferentes fenômenos e é

estudado cada um separadamente, é realmente de grande utilidade, já que permitiu o encontro da expressão 25. Acreditamos que modificando-se adequadamente as geometrias experimentais, e utilizando a mesma sistemática de análise, poderemos encontrar expressões que descrevem todos os fenômenos dissipativos, cada um, separadamente de outros.

## C. Dissipação de energia em disco supercondutor

### 1. Introdução

As experiências feitas até hoje sôbre a dissipação de energia em discos supercondutores, devido ao movimento de fluxo magnético foram as de: MacAshan <sup>20</sup> e de Hardy <sup>22</sup>. Os resultados destas experiências evidenciaram que a dissipação de energia em discos supercondutores existe e é função da velocidade de fluxo magnético, do valor do campo magnético aplicado e da geometria do campo; mas é desconhecida a forma funcional de tais parâmetros.

Neste trabalho, o objetivo ao estudar a dissipação em disco foi bem determinado: comprovar a hipótese sôbre a influência da borda no estudo do capítulo anterior. A hipótese foi a seguinte: a dissipação medida é devida ao movimento de fluxo magnético no supercondutor; e se a borda influir na dissipação será somente no sentido de modificar o movimento ou a distribuição do fluxo, não interferindo na dissipação propriamente dita. Para mostrar isto, é suficiente obter curvas coerentes de energia em função da velocidade.

### 2. Experiência

A experiência por nós realizada foi a seguinte:

Um disco (filme de Sn)(amostra nº 2) estava prêso a um pêndulo de torção e girava de forma a cortar as linhas de fluxo magnético localizado, fornecido por duas bobinas feitas com fio supercondutor. Foram medidas as amplitudes para cada oscilação, a partir das quais calcularam-se as energias dissipadas e as velocidades médias do fluxo em cada oscilação.

Usando-se êstes dados, foram feitos gráficos de tipo da figura 24 (Energia x velocidade) e do tipo das figuras 25 e 26 (Energia por unidade de caminho percorrido x velocidade). Nas figuras 25 e 26 nota-se que a energia dissipada por unidade de caminho percorrido não é linear em função da velocidade, mas, em primeira aproximação, pode ser considerada como linear num determinado intervalo de velocidades. Êste fato prova que é verdadeira a hipótese do capítulo anterior à respeito da influência das bordas.

Como em determinados intervalos de velocidades, é possível considerar, a energia como sendo linear com a velocidade, especulamos o comportamento de  $\eta^*$  em função de H. Para isto, supusemos que a energia é linear em função da velocidade e neste caso, a equação diferencial (26) deve ser válida

$$I \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (26)$$

onde:  $b = \eta^* + b'$  e  $\eta^* = b - b'$

$\eta^*$  - coeficiente de atrito viscoso dos vórtices

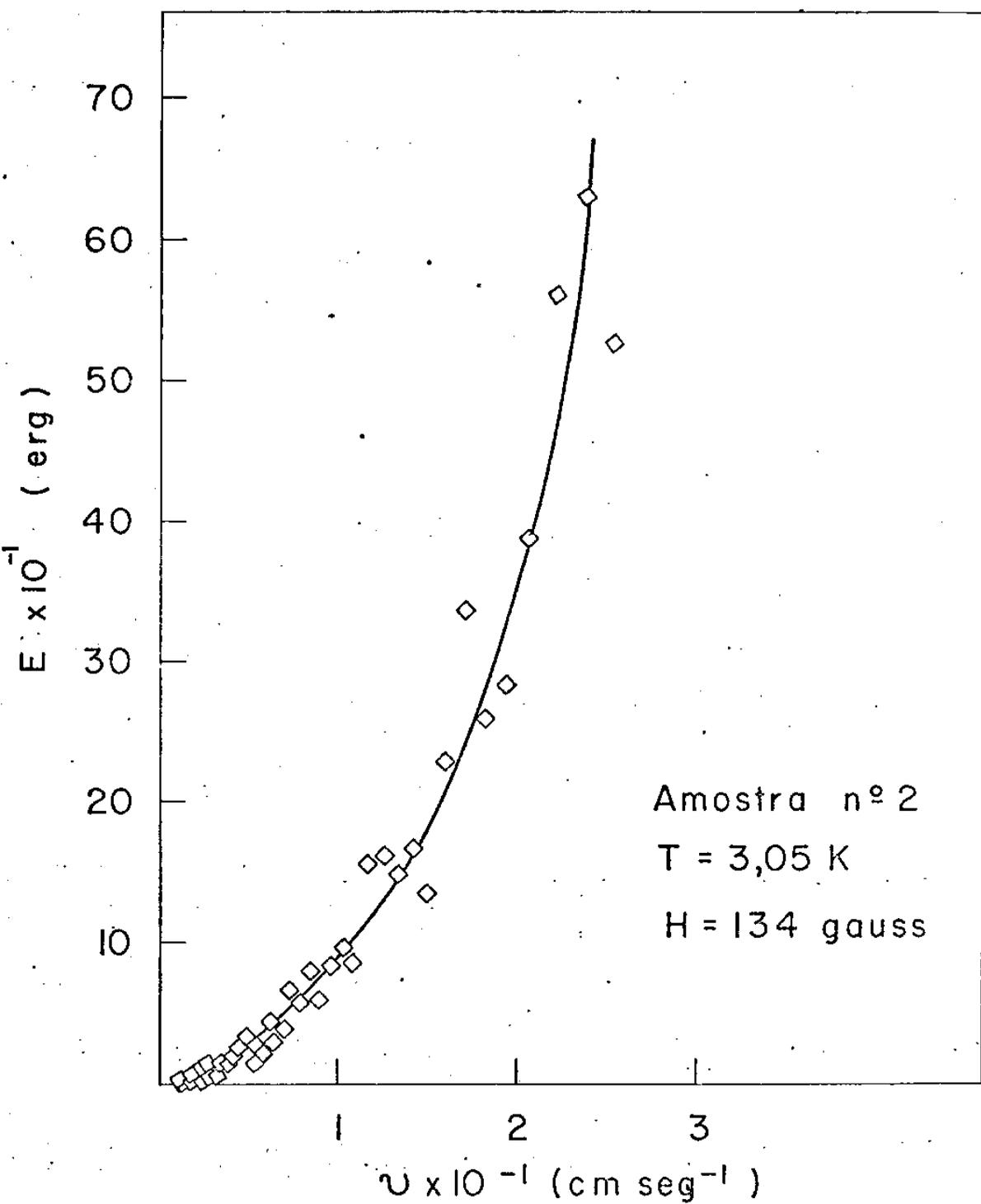


Fig. 24 - Energia E versus velocidade média do fluxo v.

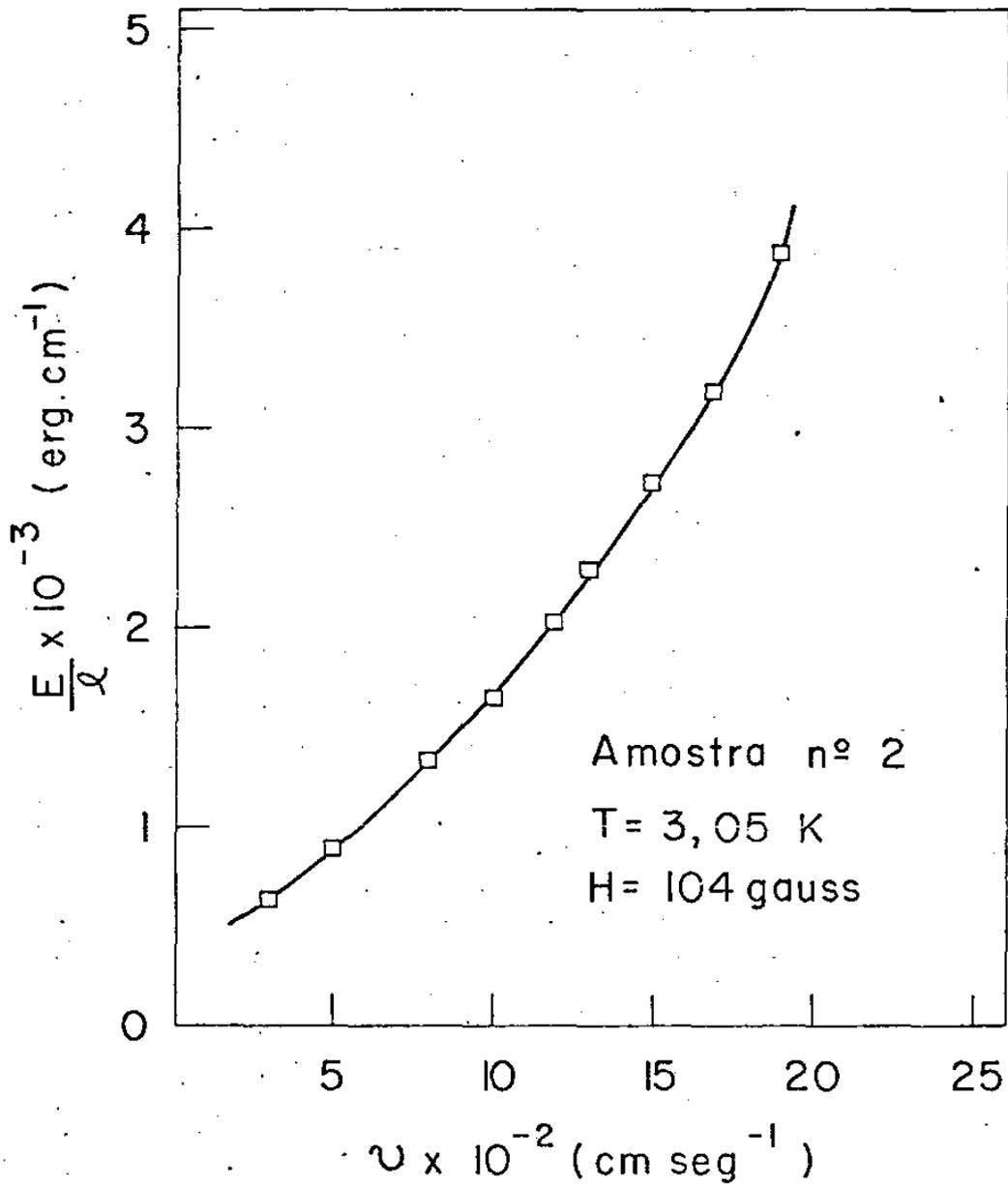


Fig. 25 - Energia por unidade de caminho percorrido pelo fluxo magnético  $E/l$  versus velocidade média do fluxo  $v$ .

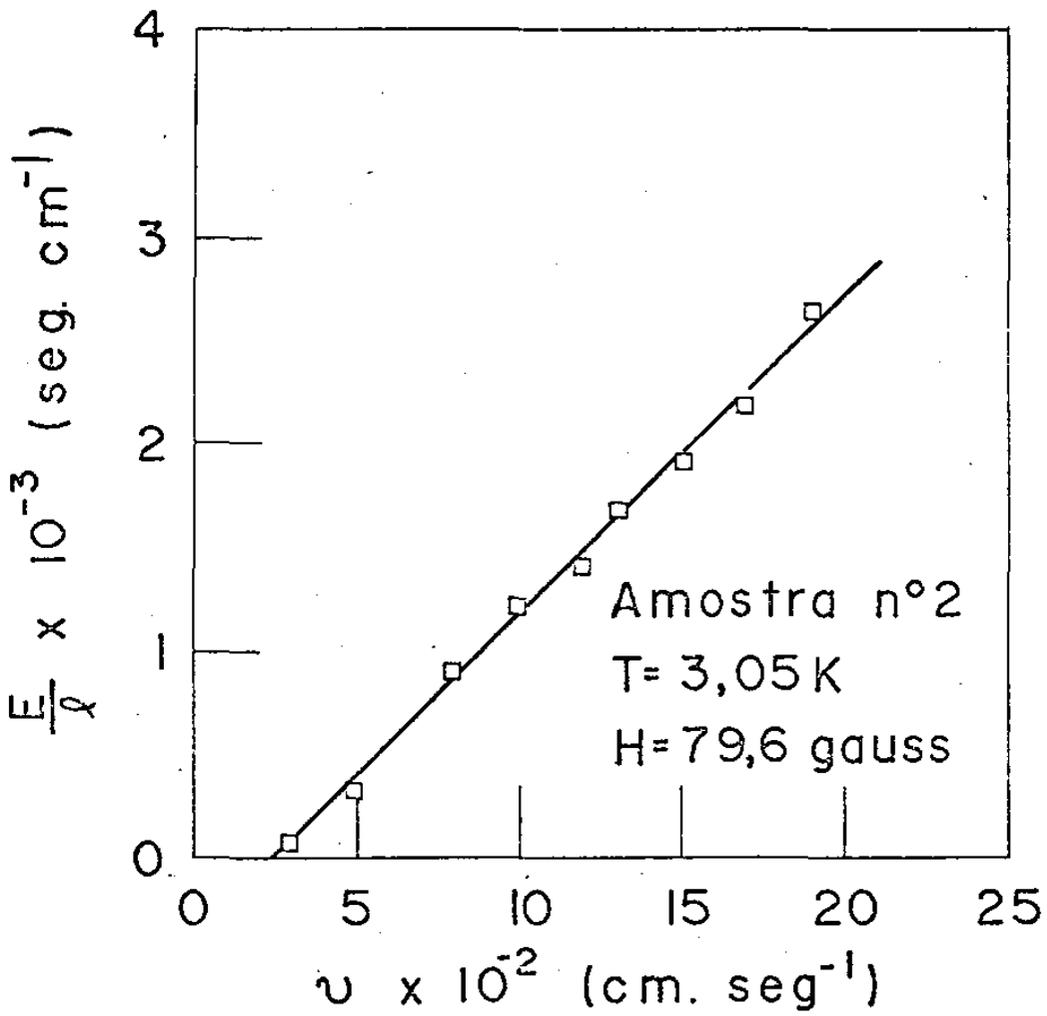


Fig. 26 - Energia por unidade de caminho percorrido pelo fluxo magnético  $E/l$  versus velocidade média do fluxo  $v$ .

$b'$  - coeficiente que caracteriza a somatória de todas as forças dissipativas mecânicas proporcionais à velocidade (como exemplo: viscosidade do hélio gás e do hélio líquido).

Desde que  $\omega \gg p$

$$\text{onde } \omega = \sqrt{k/I} \quad \text{e} \quad p = b/2I \quad (27)$$

a solução da equação (26) ficará:

$$X(t) = X_0 e^{-pt} \cos \omega t \quad (28)$$

e desta equação tira-se

$$\frac{-\ln X_n + \ln X_0}{n} = pT = a \quad (29)$$

onde:  $X_n$  - amplitude da n-ésima oscilação

$X_0$  - amplitude da oscilação zero

$n$  - número de oscilações

$a$  - coeficiente angular da reta ( $X_n$  x  $n$ ) no papel mono-log

Das equações (27) e (29) tiramos

$$b = \frac{2 a I}{T}$$

e portanto, o coeficiente angular da reta do gráfico no papel mono-log nos dá o valor do coeficiente de atrito viscoso dos vórtices. É importante notar que no instante em que a energia não pode ser mais considerada como função linear da velocidade, esses gráficos ( $\ln X_n \times n$ ) também deixam de ser lineares (como exemplo deste tipo de gráficos temos a figura 27).

Como a experiência foi feita para diversos campos magnéticos e para diversas temperaturas, fizemos em seguida os gráficos dos coeficientes de atrito viscoso em função de  $H$  para cada temperatura (figura 28).

### 3. Análise dos resultados experimentais

O fato da energia dissipada não ser linear em função da velocidade média dos vórtices era previsto em função das experiências com dois filmes (amostra nº 1 e nº 3), atravessando o campo magnético localizado, onde foi mostrado que a dissipação de energia era função diferente da velocidade média quando o ângulo de oscilação do pêndulo era menor do que  $22^\circ$ . No caso desta experiência, a energia medida em cada oscilação é a soma dos fenômenos de diversos intervalos de velocidades, e após cada oscilação a porcentagem com que cada efeito contribui para o total modifica-se, obrigando o gráfico da

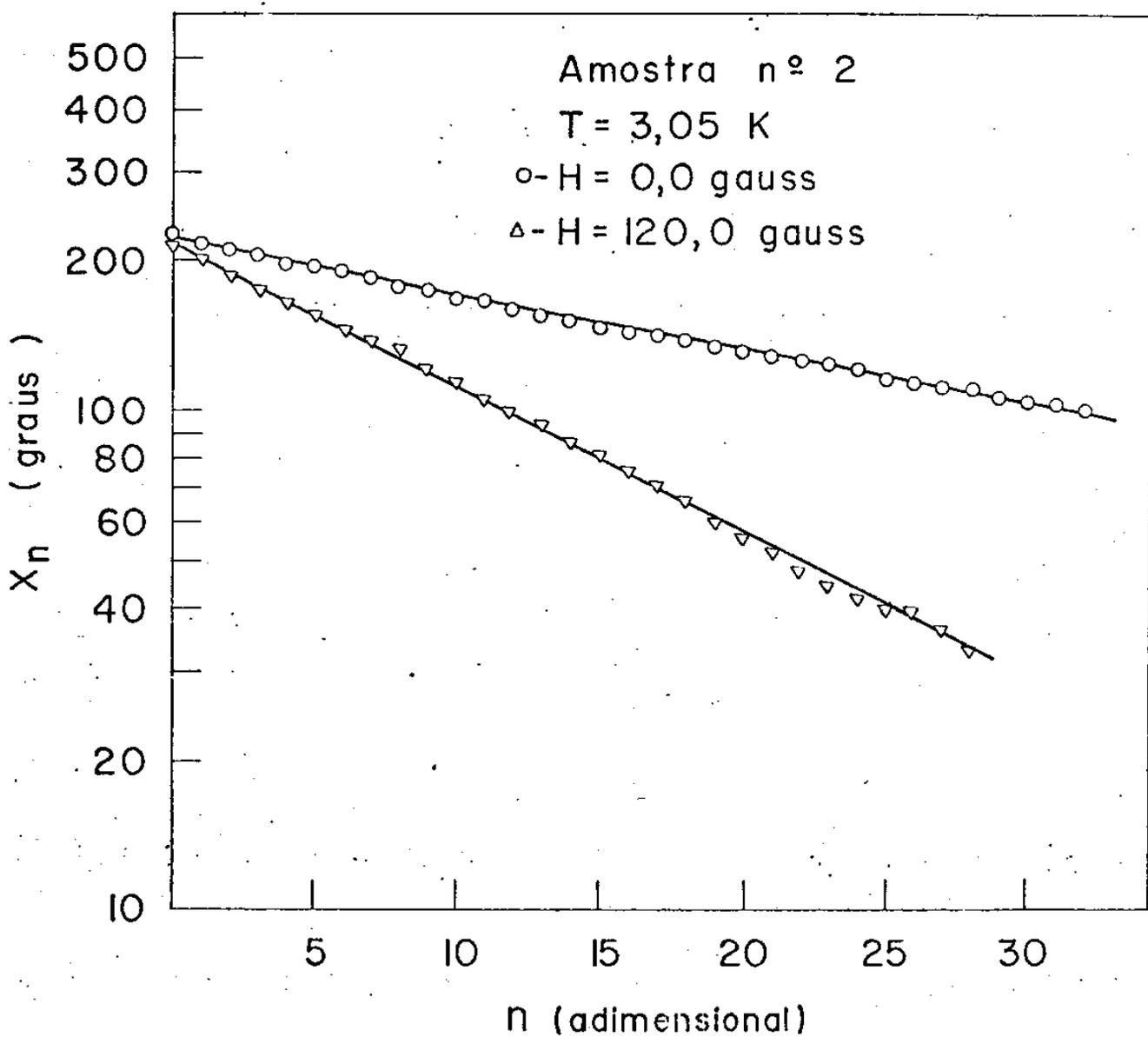


Fig. 27 - Logaritmo da amplitude do pêndulo  $X_n$  versus número de oscilações  $n$ .

energia em função da velocidade ser uma curva.

O gráfico do coeficiente de atrito viscoso em função do campo aplicado deveria ser uma curva. Isto porque, se não houvesse o problema "aprisionamento", a dissipação deveria ser linear com o campo magnético aplicado, mas como a dissipação depende também da energia de aprisionamento e esta depende da distribuição dos vórtices e da velocidade dos mesmos, pelos mesmos motivos do parágrafo anterior o resultado deveria ser uma curva. Não obtivemos a curva esperada, mas sim os resultados do tipo da fig. 28. O fato de existir a possibilidade de termos obtido curvas que podem ser do tipo das curvas tracejadas, ainda não tem explicação comprovada. (Não queremos afirmar, em absoluto, que as curvas tracejadas são as curvas reais da dissipação, o pequeno número de pontos experimentais não o permite; mas, se analisarmos todos os gráficos obtidos no estudo deste disco, podemos dizer que é possível que a curva real da dissipação seja parecida com as curvas tracejadas. Os dados experimentais que temos, nos dão uma razoável indicação da existência de picos, não nos fornecendo entretanto, nem o valor de sua intensidade, nem a posição exata dos mesmos. O que se pode notar é que em todos os gráficos existe evidência dos mesmos picos, mas defasados em função do campo magnético aplicado).

Uma das hipóteses que explicaria este fenômeno é o fato de termos defeitos em material distribuídos em uma rede bastante uniforme, sendo a distância entre estes defeitos, de grandeza comparável com a distância entre os vór-

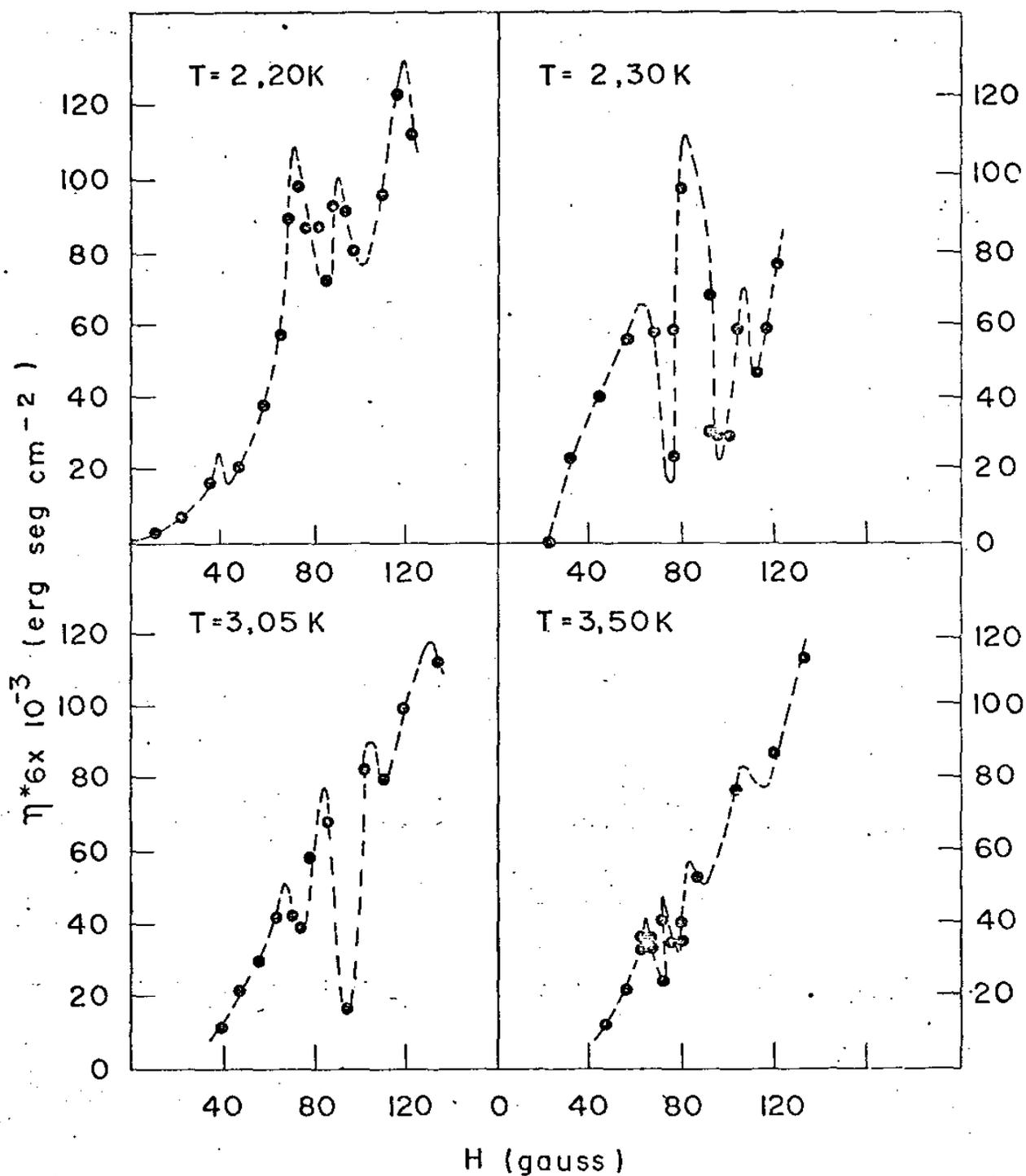


Fig. 28 - Amostra nº 2. Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado  $H$ .

tices; assim, com a variação do campo, modificar-se-ia o número de defeitos que os vórtices deveriam atravessar, e consequentemente modificar-se-ia o valor da energia gasta devido ao aprisionamento. Neste caso, os picos dos gráficos indicariam que as distâncias entre os vórtices para estes campos aplicados é múltipla ou sub-múltipla da distância entre os defeitos. A explicação do deslocamento dos picos em função da temperatura também é coerente com a explicação acima; como a distância entre os vórtices varia com a temperatura, os mesmos picos têm que se deslocar no gráfico do coeficiente de atrito viscoso em função do campo magnético aplicado. Infelizmente, as dificuldades experimentais não permitiram, por enquanto, a verificação desta hipótese.

#### 4. Conclusão

O primeiro resultado positivo desta experiência é que se conseguiu, pela primeira vez na literatura, obter experimentalmente, curvas de energia dissipada em função da velocidade dos vórtices, coerentes, reprodutivas e do mesmo tipo para vários campos aplicados e várias temperaturas.

Além disto, esta experiência comprovou a validade da hipótese sobre a influência da borda no problema dissipativo, cumprindo plenamente o objetivo de sua realização.

Os gráficos de coeficiente de atrito viscoso em função do campo magnético aplicado mostraram, mais uma vez, a

validade da nossa afirmação de que: é fundamental a escolha da geometria experimental no estudo da dissipação de energia. É possível que esta geometria seja uma boa geometria para o estudo de interação entre os vórtices ou o estudo de defeitos, mas, decididamente não é adequada para o estudo da dissipação propriamente dita.

## D. Dissipação em campo magnético homogêneo

### 1. Introdução

A realização desta experiência tinha por objetivo esclarecer algumas afirmações existentes na literatura sobre o fenômeno da dissipação em supercondutores, em campos magnéticos homogêneos, e verificar a veracidade dos conceitos utilizados neste trabalho. De acordo com: tanto Smith <sup>21</sup>, como Wraight <sup>24</sup>, não deve haver dissipação de energia quando uma amostra supercondutora movimenta-se em campo homogêneo. Apesar de ser previsto não existir dissipação em campo magnético homogêneo, ambos os autores fizeram experiências nas quais procuraram esta dissipação e não a encontraram.

De acordo com os conceitos utilizados neste trabalho, ao se ter movimento de fluxo em supercondutores, deve existir dissipação de energia; portanto, o problema consiste em analisar se neste tipo de condições (movimento das amostras supercondutoras em campos magnéticos homogêneos), existe ou não o movimento de fluxo. Para isto, vamos analisar o que acontece quando temos um supercondutor em campo homogêneo.

De acordo com as teorias e as experiências já realizadas, sabe-se que quando um filme supercondutor encontra-se em campo magnético homogêneo, a partir de um determinado valor de campo, o fluxo magnético penetra no seu interior. Nos supercondutores do tipo I, esta penetração se processa ou

em forma de vórtices, ou em forma de lamelas. De acordo com a referência 15, para um determinado filme, tem-se um campo magnético máximo em que a penetração é em forma de vórtices e a cima da qual, a penetração é em forma de lamelas. (Os conceitos deste parágrafo podem ser encontrados nas referências 1, 13, 15 e 18).

Desde que numa amostra supercondutora, em campo homogêneo, a penetração de fluxo ocorre, ou em forma de vórtices ou em forma de lamelas, a situação fica idêntica à da penetração de fluxo quando a amostra se encontra em campo localizado; portanto, não há nenhum motivo para que não haja movimento deste fluxo. Em outras palavras, o próprio supercondutor encarrega-se de desomogeneizar o campo homogêneo. Dai concluimos que em supercondutores em campo homogêneo deve haver movimento das linhas de fluxo.

Ao querermos estudar a dissipação de energia devida ao movimento de fluxo magnético em supercondutores em campo homogêneo, devemos distinguir claramente as duas situações possíveis: dissipação devida ao movimento de vórtices e dissipação devida ao movimento de lamelas. De acordo com os resultados dos capítulos anteriores, a dissipação decorrente de movimento de vórtices deve ser maior do que a dissipação decorrente do movimento de lamelas. Em face a última afirmação, concentramos os nossos esforços na procura experimental da dissipação devida ao movimento de vórtices.

## 2. Experiência e análise dos resultados

Foi realizada a experiência em amostras nº 1 e nº 3. Encontramos experimentalmente, em ambas as amostras, dissipação de energia quando os filmes se movimentavam em campos magnéticos homogêneos.

Para a amostra nº 1, foi possível, na temperatura igual a 3,38 K fazer um gráfico de  $\eta^* \times H$ . Para a amostra nº 1, em temperaturas mais elevadas e para a amostra nº 3 não foi possível encontrar o valor numérico da energia dissipada, mas foi possível detectar a dissipação através dos gráficos de amplitudes do pêndulo em função do número de oscilações do mesmo. Um exemplo deste gráfico encontra-se na figura 29. Na figura 30, temos o gráfico de amplitudes em função do número de oscilações do pêndulo para a amostra nº 1 a temperatura 3,38 K; este gráfico, juntamente com o da figura 31, pode ser usado para indicar a ordem de grandeza das energias da figura 29.

O fenômeno dissipativo por nós observado (figura 31) ocorreu de uma forma interessante. A dissipação de energia só ocorria numa região estreita de campos magnéticos, sendo que o valor da energia e a região onde a mesma ocorria, variavam de acordo com a temperatura.

Para explicar o fenômeno experimental, formulamos um modelo sobre a penetração de fluxo, além disso, este modelo explicou também a formação de lamelas de Landau <sup>1</sup>.

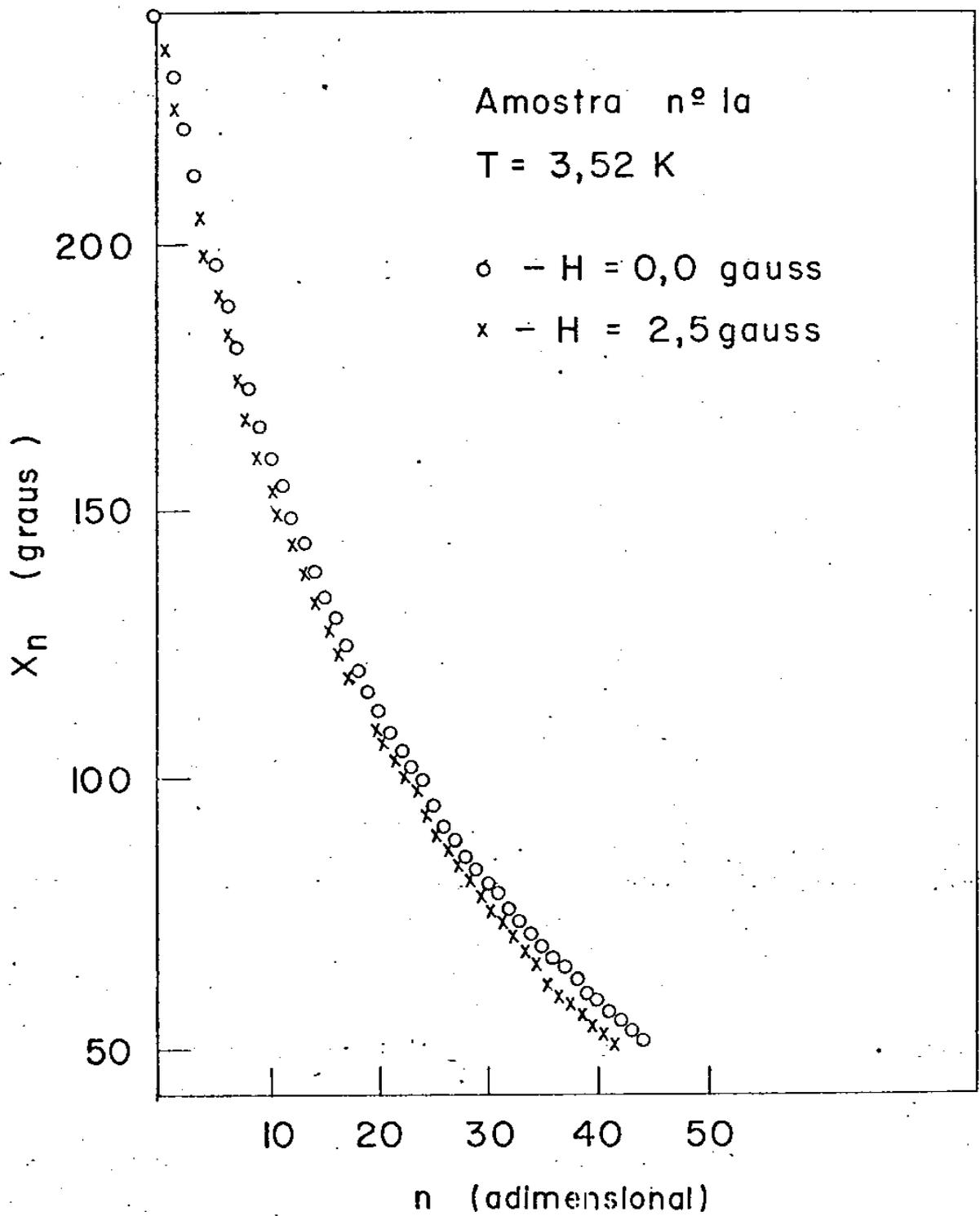


Fig. 29 - Amplitude do pêndulo  $X_n$  versus número de oscilações  $n$ . (H - campo magnético homogêneo).

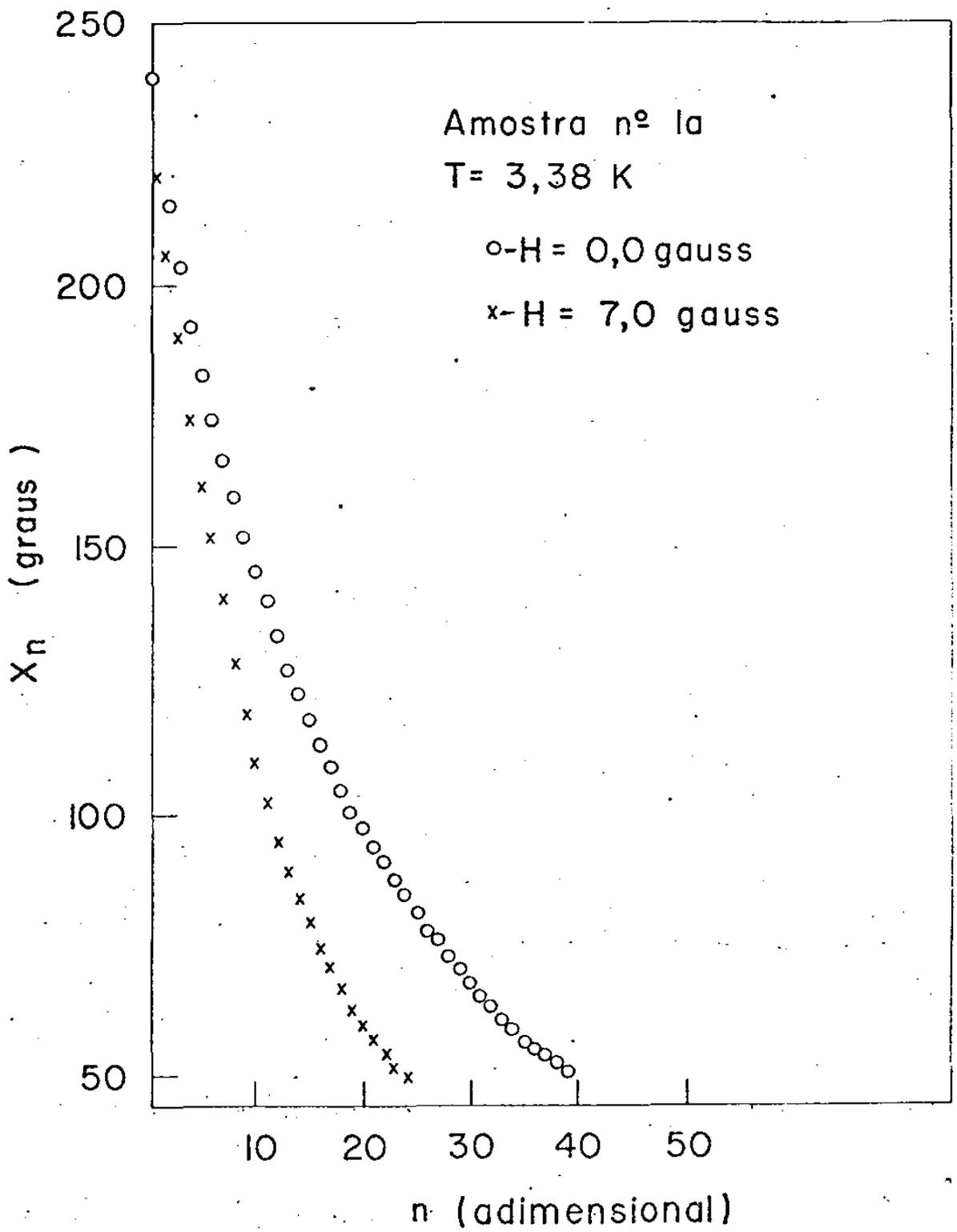


Fig. 30 - Amplitude do pêndulo  $X_n$  versus número de oscilações.  
 (H - campo magnético homogêneo).

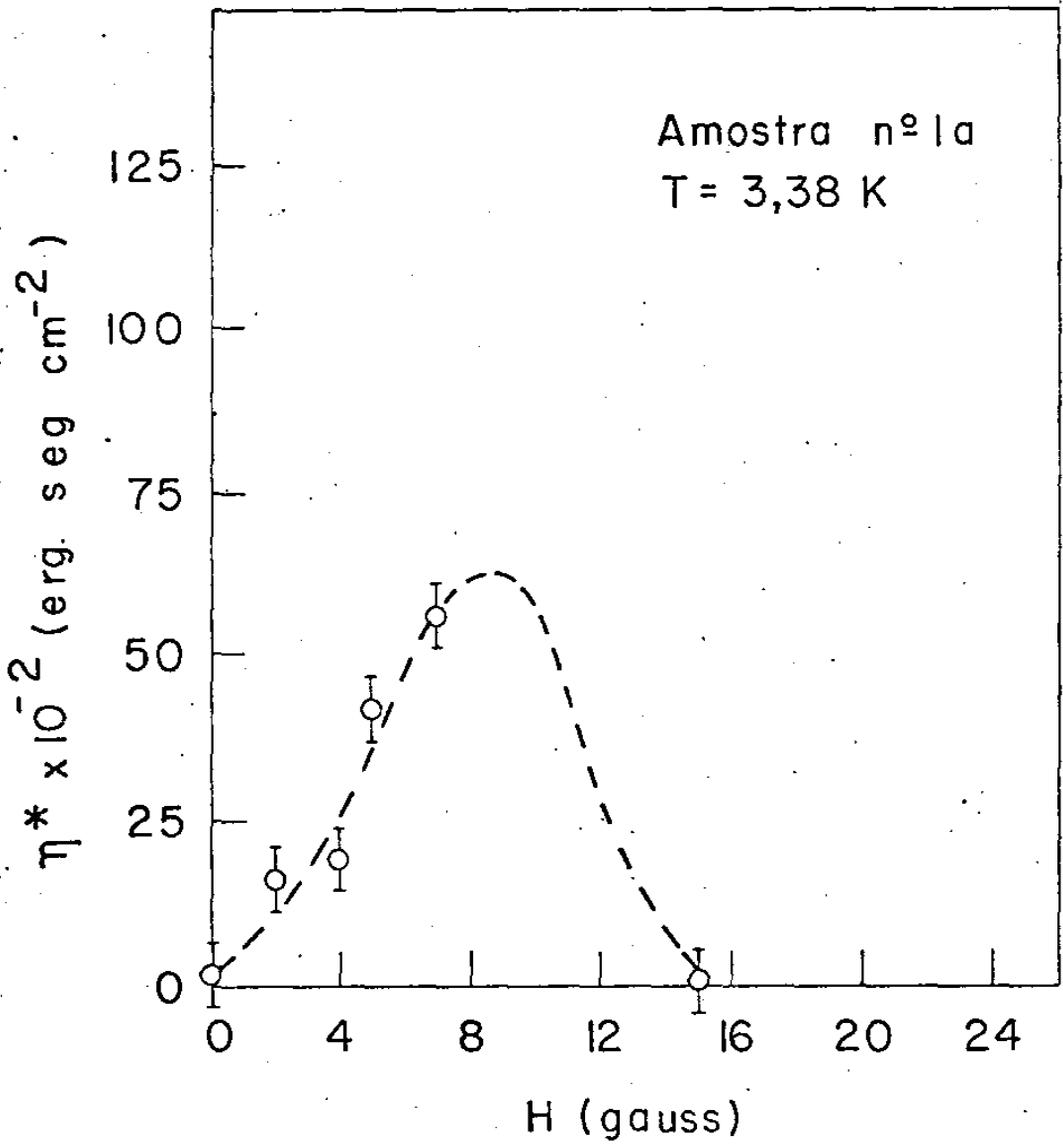


Fig. 31 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético homogêneo aplicado H.

Apresentaremos, agora, este modelo:

Como o filme supercondutor é finito, para haver estado intermediário é suficiente que o mesmo se encontre num campo magnético  $H$  acima de um determinado valor  $H_2$  (este valor é determinado a partir do coeficiente de desmagnetização da amostra), a partir deste campo haverá penetração de fluxo que será, inicialmente, em forma de vórtices. A penetração destes vórtices dar-se-á do seguinte modo: primeiramente haverá vórtices com poucos fluxóides cada, distanciados entre si de uma distância maior do que  $\xi$  (comprimento de coerência). Se neste caso colocarmos o filme em movimento, teremos um movimento não ordenado dos vórtices: alguns dos vórtices serão retidos e outros terão o seu movimento modificado devido à interação com os retidos, podendo ficar retidos também. A dissipação de energia então será muito pequena (na nossa experiência em particular, será menor do que a detectável pelo nosso aparelho). Com o aumento do campo, haverá um instante em que a distância entre os vórtices será  $\xi$ ; neste caso, a rede de vórtices não será mais aleatória, mas, devido a forças de interação, será uma rede com rigidez bem definida. Neste caso, se o filme for colocado em movimento, haverá um movimento global dos vórtices. (Neste caso é mais difícil a retenção de cada vórtice, e o fato de um deles estar retido, dificilmente implicará na retenção dos que passam por perto). Aqui haverá um aumento brusco da dissipação. Se aumentarmos mais o campo e tivermos o filme parado, haverá nucleação de vórtices fora dos vórtices já existentes, e devido à forças atrativas, es-

tes novos vórtices serão atraídos para o que estiver mais próximo, formando macro-vórtices. Quando o filme não se movimenta, a nucleação dos vórtices não tem nenhuma direção preferencial, formando uma rede triangular de macro-vórtices. Em caso de um filme em movimento, existe uma direção preferencial de nucleação dos vórtices que coincide com a direção do movimento do filme. Neste caso, após um certo tempo, teremos vórtices formando filas na direção do movimento, sendo a distância entre as filas da mesma ordem de grandeza do que  $\xi$ . A dissipação de energia, neste caso, não obstante o número de vórtices ser maior, será menor. Aumentando-se ainda mais o campo, teremos a formação de lamelas previstas por Landau<sup>1</sup>, sendo que neste caso a energia dissipada será mínima\*.

Este modelo explica os resultados experimentais obtidos para as nossas amostras, podendo-se associar a dissipação máxima, à situação em que a formação de vórtices ocorre em forma de rede rígida, isto é, quando a distância entre os vórtices é da ordem de  $\xi$ . O deslocamento do pico do gráfico

---

\* De acordo com o modelo descrito acima, haverá direção preferencial na nucleação dos vórtices somente se a velocidade da amostra e a velocidade dos vórtices que é devida à forças de interação entre os mesmos, forem de grandezas comparáveis. Existem experiências que através da medida dos tempos de voo dos vórtices encontram as velocidades dos vórtices no supercondutor<sup>29</sup>. Tentamos comparar estas velocidades com as das nossas amostras, e verificamos que existe um fator de pelo menos  $10^5$  entre estas velocidades. Como conclusão disso, podemos dizer: ou que no nosso caso não temos direção preferencial na formação dos vórtices, e neste caso o modelo não explicaria o pico dos gráficos de  $\eta \times H$ ; ou, que as velocidades das medidas de tempos de voo não podem ser comparadas com as velocidades reais dos vórtices.

de  $\eta^* \times H$  em função da temperatura também é coerente com o modelo, pois,  $\xi$  é função crescente de temperatura.

### 3. Conclusão

Os resultados obtidos nesta experiência, não só satisfizeram plenamente o objetivo, que consistia em verificar se os conceitos usados nos capítulos anteriores continuavam válidos nesta experiência, como permitiram testar novamente uma das hipóteses do capítulo IV.B.2. Assim, lá, foi formulada a hipótese de que o movimento de fluxo processava-se em forma de micro-vórtices num caso, e macro-vórtices no outro; em função do resultado experimental chegou-se a conclusão que a dissipação de micro-vórtices era maior do que dos macro-vórtices para o mesmo campo aplicado. Ao usarmos este dado no modelo deste capítulo, explicamos os resultados experimentais obtidos, a partir do que, pode-se afirmar que o caráter desta hipótese é bem geral, já que a mesma consegue explicar resultados de diversas situações experimentais.

Além das contribuições acima, que neste trabalho consideramos como principais, os resultados experimentais, por si só, têm o interesse de ter sido observado o fenômeno procurado sem resultado por outros pesquisadores.

Para finalizar, podemos dizer que o resultado peculiar experimental obtido, leva-nos a acreditar na possibili-

dade de que êste tipo de experiência possa fornecer dados à respeito do comprimento de coherência e indiretamente sôbre o fator  $\kappa$  de Ginsburg-Landau, sôbre a interação entre os vórtices e sôbre a espessura crítica em supercondutores.

## E. Influência do envelhecimento da amostra na dissipação

### 1. Introdução

Chamaremos de "envelhecimento" da amostra, a exposição da mesma, ao ar e à temperatura ambiente.

Analisaremos agora, quais são as possíveis consequências do envelhecimento de uma amostra nas propriedades supercondutoras. Em primeiro lugar, com o envelhecimento da amostra modificam-se os valores de  $T_c$  e  $H_c$ <sup>33</sup>. Os valores de  $T_c$  e  $H_c$ , apesar de variarem em função do envelhecimento, não variam muito, podendo-se estimar a sua variação em menos do que 10%. Em seguida temos a variação do fator  $\kappa$  de Ginsburg-Landau, que pode ser, dependendo das condições, muito mais sensível ao envelhecimento do que  $T_c$  e  $H_c$ . Num filme, uma outra consequência é a variação da quantidade de material supercondutor; assim, num filme de Sn que sofre um envelhecimento, forma-se uma camada de óxido de estanho que não é supercondutora, e portanto, a espessura da camada supercondutora diminui. Além destes fatores, existem outros que dependem do envelhecimento, mas no momento, restringiremos somente a estes, para verificar como este fenômeno, através destes fatores ( $T_c$ ,  $H_c$ ,  $\kappa$  e  $d$ ) influencia a dissipação de energia devida ao movimento de fluxo magnético num supercondutor. O objetivo deste estudo é verificar se os resultados obtidos ainda

caracterizam cada amostra, quando se elimina o efeito "apri-  
sionamento" da experiência, pois sabe-se que este é principal-  
mente uma característica da amostra. Se isto não acontecer, as  
experiências do tipo das realizadas neste trabalho só darão  
esclarecimentos sobre o mecanismo dissipativo, sem fornecer  
entretanto, dados que possibilitem um aproveitamento tecnoló-  
gico dos resultados experimentais.

## 2. Experiência

A experiência por nós realizada foi a seguinte:  
foi estudada a dissipação de energia devida ao movimento de  
fluxo magnético em filmes de Sn cobertos por uma camada de  
SiO (amostra nº 1). Em seguida, estes filmes foram expostos  
ao ar, e à temperatura ambiente, por oito horas (amostra nº  
1a), e então, foi estudada, novamente, a dissipação de ener-  
gia nestes filmes envelhecidos. Os resultados experimentais  
mostraram o seguinte:

A curva da energia dissipada em função da velocidade  
de média dos vórtices tem o mesmo comportamento antes e de-  
pois do envelhecimento.

Nas curvas de  $\eta^*$  em função de  $H$ , observamos que  
com o envelhecimento,  $H_1$  teve um ligeiro deslocamento para  
a esquerda, isto pode ser notado na tabela I. Além disto, a  
concavidade da região não linear destes gráficos aumentou com  
o envelhecimento. Como exemplo deste fenômeno temos os gráfi-

cos das figuras 32 e 33.

Nas curvas de  $\eta^*$  em função de  $(1-t^2)(1-t^4)$  notamos que as retas obtidas antes e depois do envelhecimento apresentam duas diferenças. O coeficiente angular da reta destes gráficos aumenta com o envelhecimento, e além disso, o ponto onde as retas cortam o eixo  $x$  desloca-se para a esquerda (direção do aumento de T). (Figura 17).

TABELA I

T (K)	$H_1$ (gauss) amostra nº 1	$H_1$ (gauss) amostra nº 1a
3,6	40	--
3,5	xx	36
3,4	48	44
3,4	--	44
3,2	54	xx
3,2	56	50
3,1	56	xx
3,1	64	xx

-- não foi feita medida a esta temperatura

xx não foi possível determinar  $H_1$

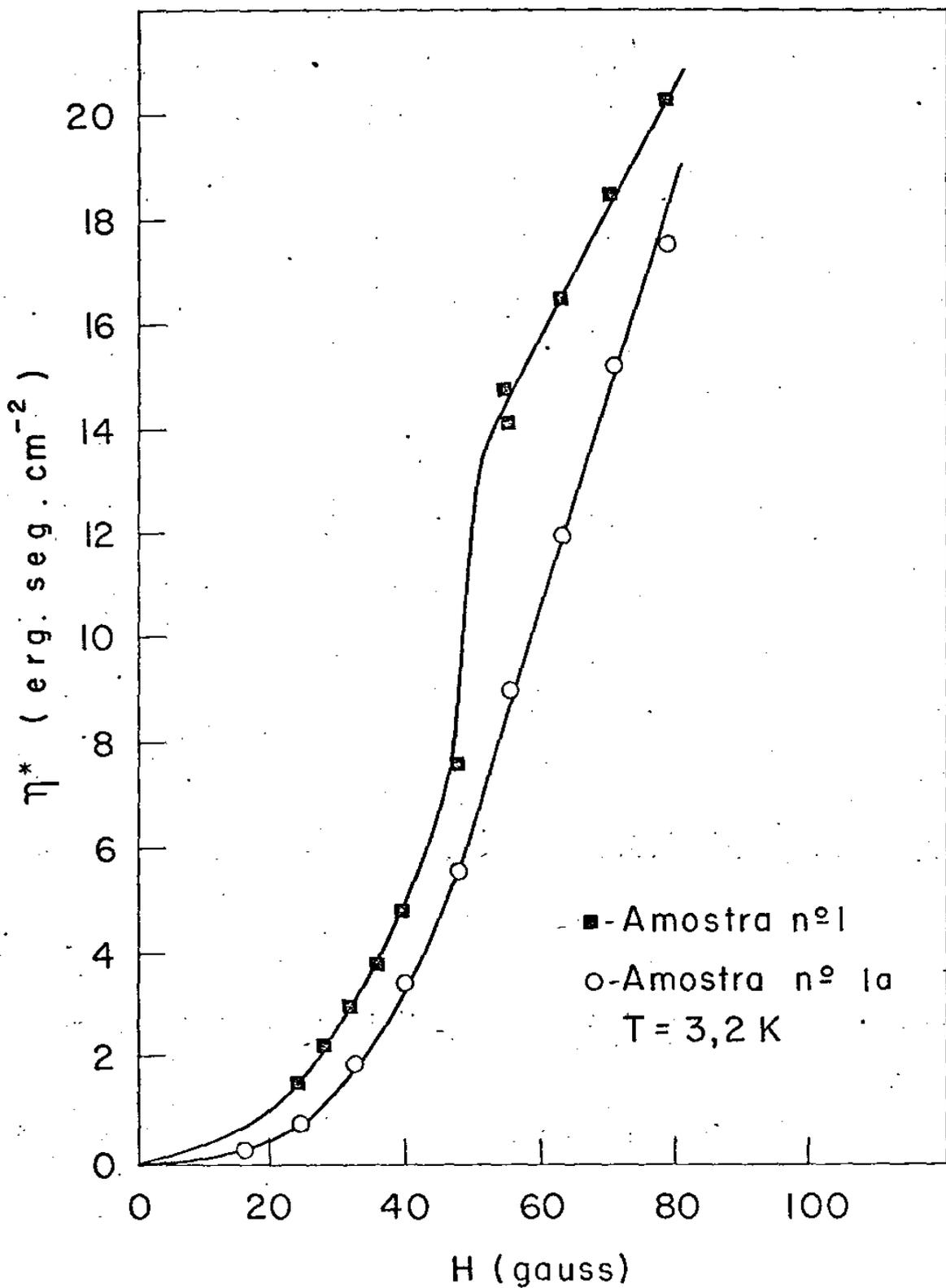


Fig. 32 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado  $H$ .

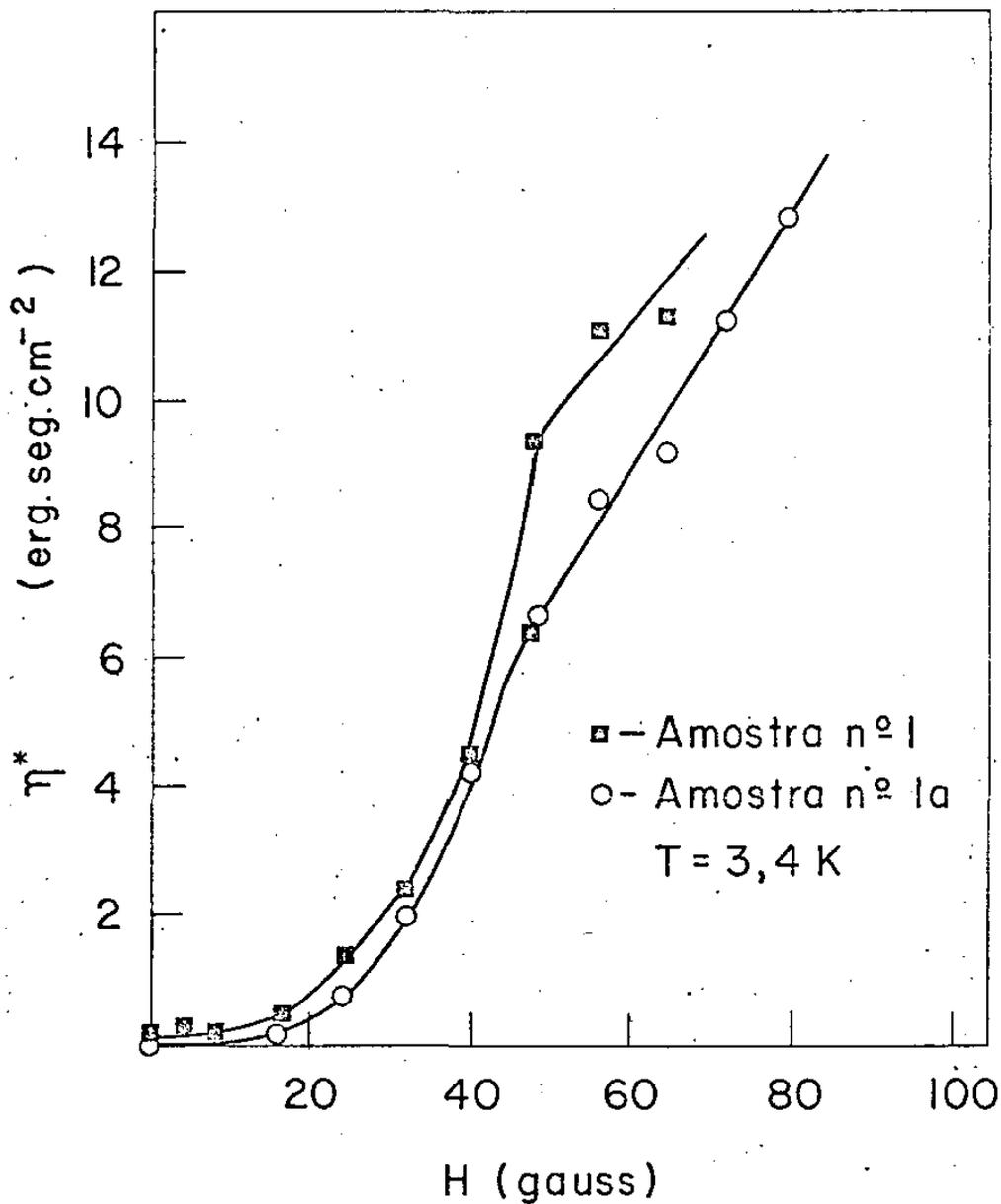


Fig. 33 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado H.

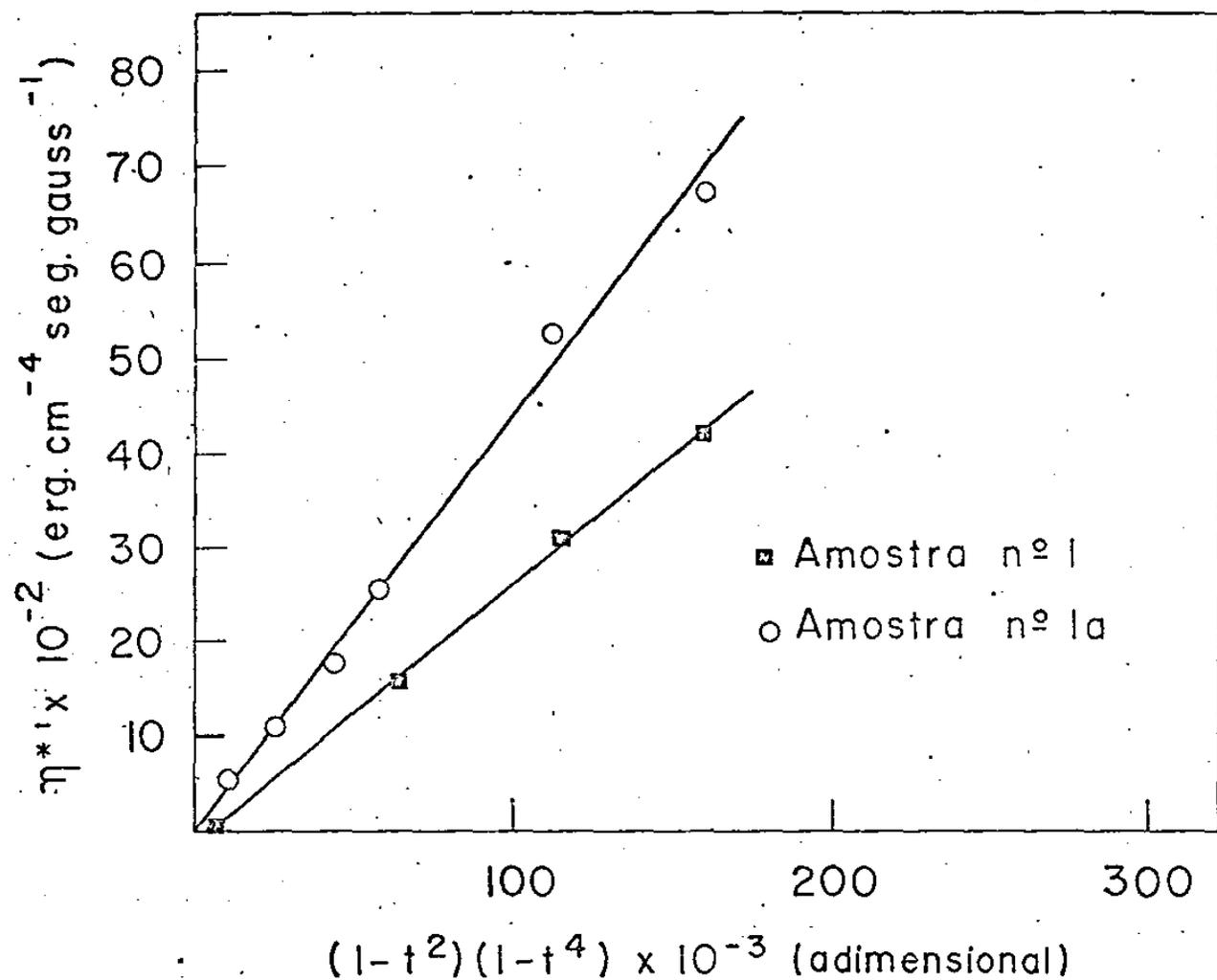


Fig. 17 - Coeficiente de atrito viscoso por unidade de fluxo magnético  $\eta^{*1}$  versus  $(1-t^2)(1-t^4)$ , onde  $t$  é a temperatura reduzida.

### 3. Análise dos resultados experimentais.

Todos os fatos acima são coerentes com as explicações dadas ao fenômeno dissipativo nos capítulos anteriores. Podemos explicar estes fenômenos conhecendo como variam  $H_c$ ,  $T_c$ ,  $\kappa$  e  $d$  com o envelhecimento e conhecendo como estes parâmetros entram na dissipação.

Como  $H_1$  é função de  $H_c$ , e  $H_c$  varia (diminui) com o envelhecimento, conseqüentemente devemos ter um deslocamento de  $H_1$  para a esquerda (diminui). A concavidade da região não linear da curva de  $\eta^*$  em função de  $H$  depende do valor de  $E_p$  e  $E_g$ . O valor de  $E_p$  depende diretamente do estado da amostra ( $E_p$  aumenta quando se aumenta o número de defeitos). Como  $E_g$  é função de  $E_p$ , aumenta com o aumento de  $E_p$  e este aumento é maior do que o aumento de  $E_p$ ; portanto, a diferença ( $E_g - E_p$ ) aumenta. Nos gráficos de  $\eta^* \times H$ , o aumento de ( $E_g + E_p$ ) corresponde ao aumento da concavidade nas curvas destes gráficos.

A influência da variação de  $T_c$  na curva de  $\eta^*$  em função de  $(1-t^2)(1-t^4)$ , desde que a variação seja pequena, deve fazer a reta deixar de passar pela origem, (se a variação de  $T_c$  fosse grande, a reta transformar-se-ia em curva). A variação de  $H_c$  influi simplesmente no sentido de que a escala do eixo  $x$  é contraída ou dilatada proporcionalmente à variação de  $H_c$ . No gráfico de  $\eta^*$  em função de  $(1-t^2)(1-t^4)$  o ponto onde a reta corta o eixo  $x$  da amostra envelhecida deslo

cou-se para a esquerda (maior T) em relação à amostra não envelhecida; isto significa que a temperatura crítica da amostra envelhecida é maior do que a da amostra não envelhecida. Isto concorda com o que se conhece sobre a variação do  $T_c$  em função do envelhecimento.

O fato do coeficiente angular da reta do gráfico da figura 17, da amostra envelhecida aumentar em relação à amostra não envelhecida, mostra que a variação do coeficiente angular não pode ser explicado simplesmente pela variação da espessura, pois o envelhecimento provoca diminuição da espessura, e, conseqüentemente o coeficiente angular deveria diminuir e não aumentar. Como o coeficiente angular aumenta, o que se pode dizer é que além da variação da espessura temos mais um fenômeno presente e este fenômeno é o que caracteriza o estado da amostra. (Nesta etapa, os dados não são suficientes para verificar se o coeficiente angular tem ou não uma dependência direta do  $\kappa$  de Ginsburg-Landau, apesar de que o resultado desta experiência é coerente com a variação que o  $\kappa$  poderia apresentar).

#### 4. Conclusão

A concordância dos resultados experimentais com as possíveis previsões teóricas, levam-nos à conclusão de que a validade das hipóteses sobre a região não linear das curvas

$\eta^*$  em função de  $H$ , e sôbre  $H_1$ , dos capítulos anteriores são reforçadas já que conseguem prever resultados em condições experimentais diferentes.

O fato de cada amostra ser caracterizada por coeficientes angulares diferentes (das retas dos gráficos  $\eta^*$  em função de  $(1-t^2)(1-t^4)$ ) indica uma possibilidade de aproveitamento tecnológico dos dados de experiência deste tipo.

Neste caso, cada amostra seria caracterizada por um coeficiente  $\alpha$  ou  $\alpha/d$ . O coeficiente  $\alpha$  seria definido como sendo:

$$\alpha = \frac{\eta^*}{(1-t^2)(1-t^4)}$$

e  $d$  seria a espessura da amostra.

Para as amostras estudadas temos a tabela II.

TABELA II

amostra nº	$\alpha \cdot 10^{-2}$ erg.seg.gauss <sup>-1</sup> .cm <sup>-4</sup>
1	270
1a	450
3	58

Os resultados da tabela II fazem acreditar mais no coeficiente  $\alpha$  do que no  $\alpha/d$  pois a variação de  $\alpha$  depende prioritariamente do estado da amostra, e não da espessura da mesma. Isto pode ser notado comparando os coeficientes  $\alpha$  da amostra nº 1a e nº 3, as quais tem, aproximadamente, a mesma espessura:

$$\frac{\alpha_{1a}}{\alpha_3} \approx 7,8$$

$$\frac{\alpha_{1a}}{\alpha_1} \approx 1,7$$

## F. Dissipação de energia em filmes de nióbio

### 1. Introdução

As aplicações tecnológicas de supercondutores são feitas, praticamente em sua totalidade, em supercondutores do tipo II. Para poder-se aplicar em tecnologia os conceitos deste trabalho, que foi realizado em supercondutores do tipo I, deve-se ter o cuidado de verificar experimentalmente os conceitos que podem ser diferentes para os dois tipos de supercondutores.

Em função dos resultados do nosso trabalho em estanho, podemos prever as dificuldades técnicas na realização deste tipo de experiência para os supercondutores do tipo II. O supercondutor do tipo II ideal para ser estudado com esta técnica deveria ter as seguintes características: temperatura crítica em torno de 4,0 K, campo crítico superior baixo e o  $\kappa$  de Ginsburg-Landau alto. Infelizmente, não encontramos supercondutores com estas características, e portanto, para a realização de uma experiência do tipo da realizada com Sn as condições experimentais devem ser drasticamente modificadas. Assim, a experiência deve ser feita em hélio gás, os campos magnéticos devem ser aumentados em dezenas ou até centenas de vezes, e, em consequência de tudo isto, o pêndulo deve ter suas constantes possíveis de serem modificadas durante as medidas. A construção de um aparelho com estas propriedades exigiria um investimento humano grande demais para iniciá-la,

sem antes ter-se verificado todos os possíveis dados sôbre a dissipação de energia em supercondutores do tipo II, e os problemas técnicos envolvidos.

O objetivo da medida da dissipação em Nb foi verificar se nas condições técnicas possíveis com o nosso aparelho atual, é possível medir a energia dissipada, e qual a ordem desta energia.

## 2. Experiência e análise dos resultados

A escolha das amostras, filmes de nióbio, baseou-se em dois fatores: em primeiro lugar o Nb é material de fundamental importância na tecnologia, e em segundo lugar, a facilidade de obtenção destas amostras. (As características do Nb são exatamente opostas às características que seriam ideais para o estudo deste problema; assim, o seu  $\kappa$  de Ginsburg-Landau é baixo, enquanto que a temperatura crítica e o campo crítico são altos).

Foram feitas medidas da dissipação em dois filmes de Nb (amostra nº 4), em função da velocidade dos vórtices e em função do campo magnético aplicado, no caso da temperatura igual a 4,13 K.

Os gráficos obtidos da energia dissipada em função da velocidade média dos vórtices são todos semelhantes ao da fig. 34. Destes gráficos foram tirados os coeficientes angulares, que de acôrdo com o capítulo IV.A.2 são os coeficientes  $\eta^*$ .

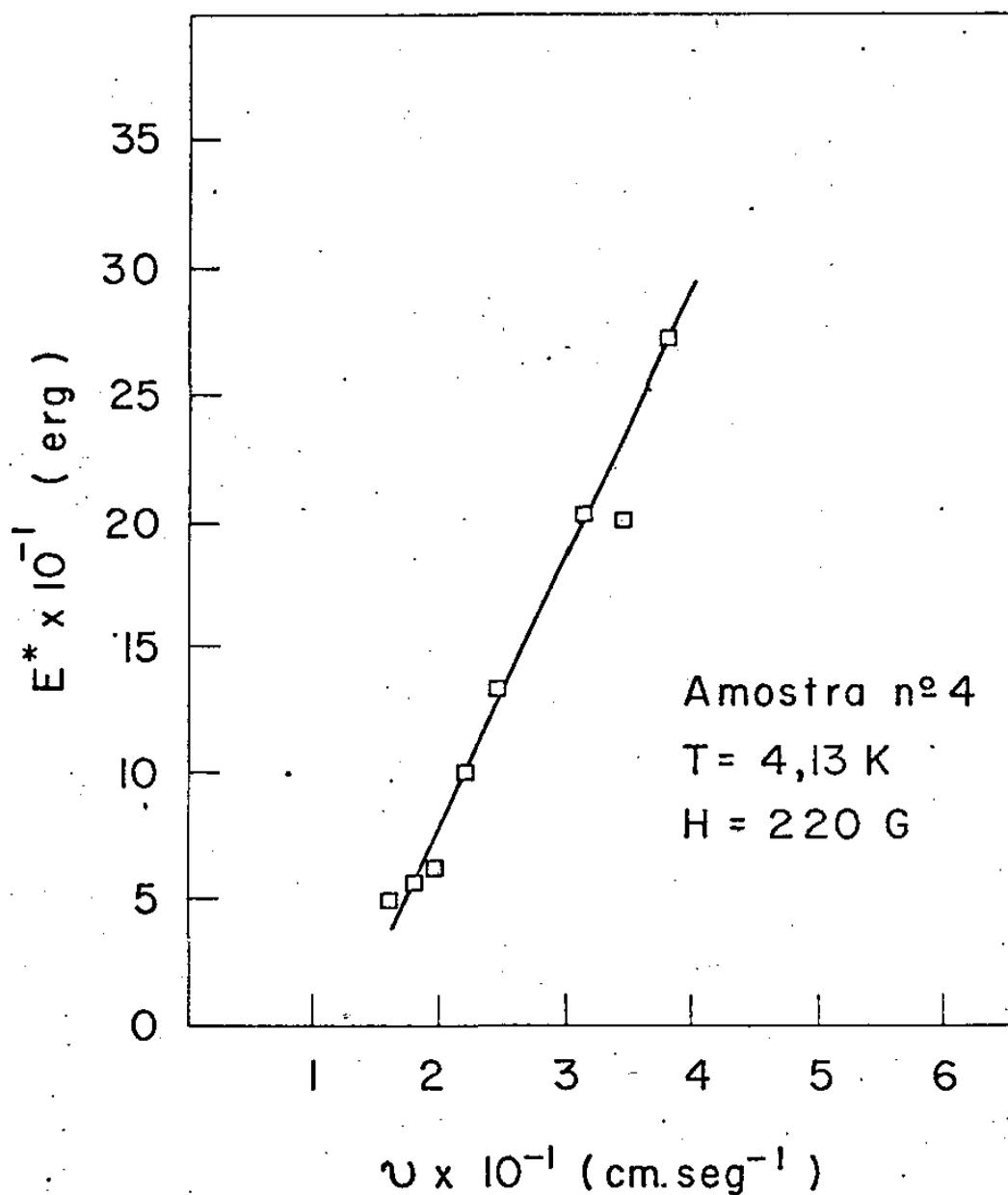


Fig. 34 - Energia reduzida  $E^*$  versus velocidade média do fluxo  $v$  ( $E^* = E.m/\ell$  onde:  $E^*$  - energia reduzida,  $E$  - energia total,  $m$  - largura da amostra,  $\ell$  - caminho percorrido pelo fluxo magnético).

O gráfico da figura 35 é o gráfico de  $\eta^*$  em função de  $H$ .

Como a temperatura crítica de Nb está bem acima da temperatura estudada, e os campos magnéticos aplicados estão bem abaixo de  $H_{C1}$ , os resultados esperados para as medidas deste trabalho eram semelhantes aos das amostras de Sn; isto é, obtenção de uma reta para os gráficos de energia em função da velocidade, e uma curva, que em primeira aproximação poderia ser reta, no gráfico de  $\eta^*$  em função de  $H$ . Isto porque, esta região de temperaturas e campos magnéticos corresponde ao trecho da curva de magnetização que é semelhante à dos supercondutores do tipo I.

Os resultados experimentais não concordaram totalmente com o esperado. Os gráficos de  $(E \times v)$  tiveram o comportamento esperado, enquanto que o gráfico  $(\eta^* \times H)$  não teve exatamente o comportamento esperado.

O gráfico de  $(\eta^* \times H)$  da fig. 35 compreende a região bem à esquerda de  $H_1$  (que para esta amostra, deve ter um valor próximo de  $H_{C2}$ ); e portanto, o gráfico desta figura está ampliado vinte vezes em relação aos gráficos de  $(\eta^* \times H)$  das amostras de Sn ( $H_{C2}(Nb)/H_C(Sn) = 20$ ); este fato poderia explicar a discrepância assinalada entre o resultado experimental obtido e o esperado.

Comparando este resultado com as curvas obtidas por Andronikashvili et al.<sup>23</sup>, verificamos novamente existência de uma discrepância; mas como não estão claras as condições exatas em que foi realizada esta experiência e como o trecho da curva estudada no presente trabalho corresponde so

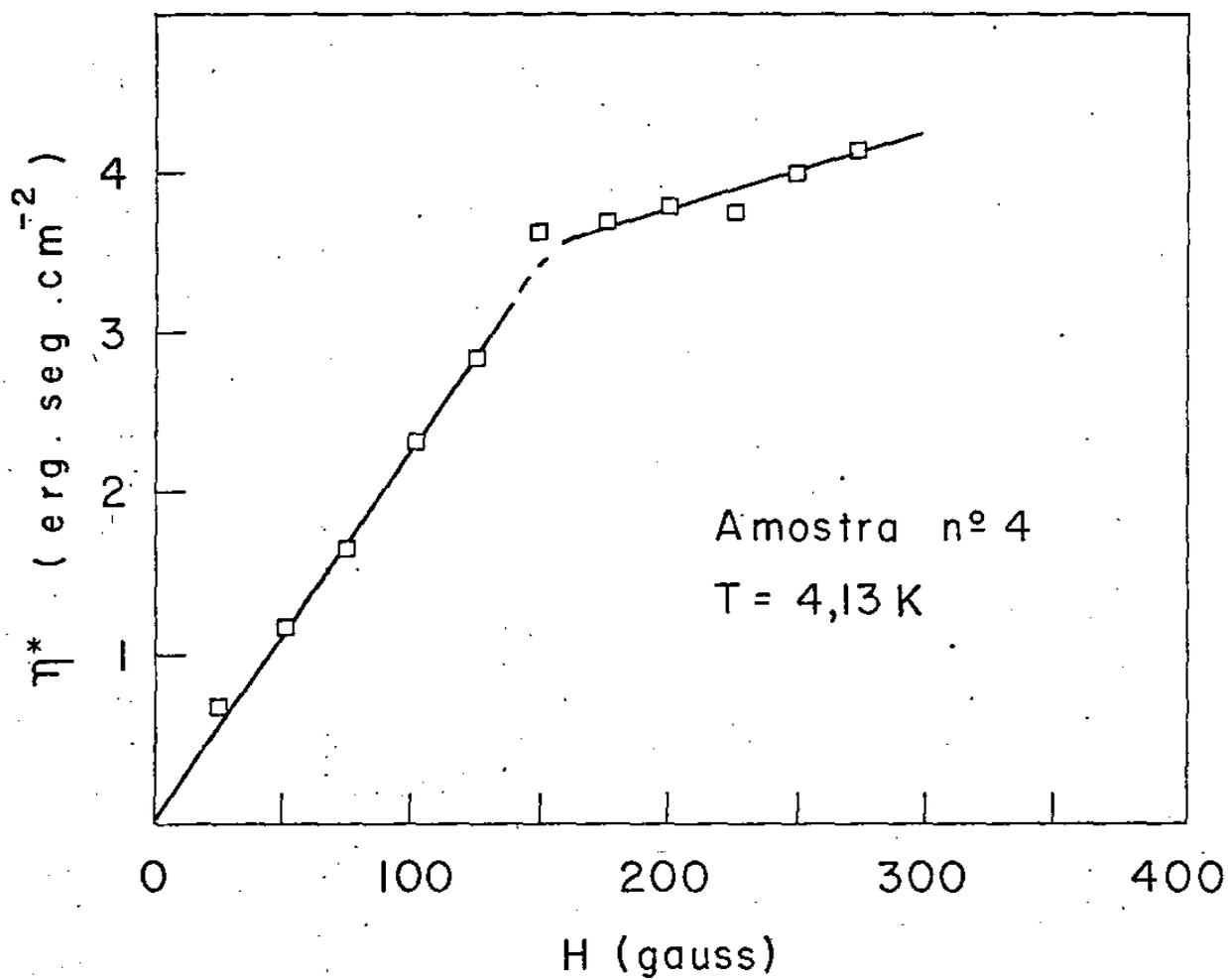


Fig. 35 - Coeficiente de atrito viscoso  $\eta^*$  versus campo magnético aplicado H.

mente aproximadamente a região linear do gráfico do primeiro artigo da referência <sup>23</sup>, a explicação poderia ser idêntica à do parágrafo anterior.

### 3. Conclusão

Novamente podemos concluir sobre a importância da geometria escolhida. Os resultados experimentais aqui obtidos, apesar de serem incompletos, nas regiões onde foram obtidos são coerentes com as possíveis teorias, o que não acontece com os resultados (apesar de muito mais completos) do trabalho da referência 24.

Além disto, podemos dizer que em linhas gerais o resultado experimental não diferiu muito do previsto em função dos resultados obtidos em estanho. Apesar de que, afirmar qualquer coisa em definitivo a respeito do gráfico de  $\eta^*$  em função de  $H$  não é possível, o que reforça a necessidade de um estudo em intervalo maior de campos magnéticos aplicados. Nada neste resultado contrariou as exigências sobre as características do equipamento de medida a ser construído para poder-se fazer um estudo completo deste tipo de amostras.

## CAPÍTULO - V

### ANÁLISE DE RESULTADOS DE OUTROS PESQUISADORES

#### A. Resultados obtidos por R.D.Smith <sup>21</sup>

Analisaremos aqui os valores de  $\eta/a^2$  obtidos por Smith <sup>21</sup>

Smith obteve o valor de  $\eta/a^2$  para mesma amostra, para duas temperaturas, onde:  $\eta$  é o coeficiente de viscosidade do macro-vórtice e  $a$  é o raio deste macro-vórtice (Tabela III) <sup>21</sup>

TABELA III

T (K)	H <sub>c</sub> (gauss)	$\eta/a^2$ (dina-seg-cm <sup>-4</sup> )
3,0	67,4	1,1 x 10 <sup>3</sup>
2,5	141,5	7,7 x 10 <sup>3</sup>

Já que a experiência foi feita somente para duas temperaturas, não é possível o encontro da curva de  $\eta$  em função da temperatura, mas, é possível verificar qual é a expressão matemática que descreve os dois pontos experimentais.

Para fazer esta verificação é preciso supor que um dos valores experimentais é um valor correto, e a partir deste calcular o valor numérico do outro.

Fizemos dois cálculos; um, supondo que a expressão teórica baseada na teoria BS, calculada por Smith (30) é a responsável pelo efeito medido, e o segundo, que a expressão experimental obtida neste trabalho (31) é a responsável pelo efeito medido. Supusemos também, a validade da expressão (14) da qual tiramos a dependência da temperatura de  $a$ .

$$\eta \propto H H_c \quad (30)$$

$$\eta \propto H H_c (1-t^4) \quad (31)$$

$$HS = H_c \pi a^2 \quad (14)$$

Os resultados obtidos destes cálculos encontram-se na tabela IV.

Como podemos ver pela tabela IV, o resultado obtido através da expressão (31) diferencia-se em menos do que 5% do valor experimental; enquanto que o resultado previsto pelo cálculo de Smith dá um valor de  $\eta/a^2$  bem diferente do valor experimental. Disto podemos concluir que a expressão experimental, por nós obtida, descreve bastante bem, também, o fenômeno dissipativo observado por Smith.

TABELA IV

t	$\bar{r}$	$\eta/a^2$ experimental de Smith dina-seg-cm <sup>4</sup>	$\eta/a^2$ teórico de Smith dina-se-cm <sup>4</sup>	$\eta/a^2$ teórico da expressão (31) dina-seg-cm <sup>4</sup>
0,88	3,0	$1,1 \times 10^3$	$3,2 \times 10^3$	$1,1 \times 10^3$
0,74	2,5	$7,7 \times 10^3$	$4,6 \times 10^3$	$8,0 \times 10^3$

B. Resultados obtidos por Kim et al.<sup>6</sup>

É possível verificar se n o fenômeno dissipativo estudado por Kim et al.<sup>6</sup> (curva  $\rho_f/\rho_n \times H$ ) está presente o fenômeno descrito pela expressão (31).

De acôrdo com a definição de Kim et. al. temos:

$$\rho_f = \frac{\phi_o B}{\eta c^2} \quad (32)$$

onde:  $\rho_f$  - resistividade diferencial supercondutora  
 $\phi_o$  - fluxóide

B - indução magnética

$\eta$  - coeficiente de atrito viscoso

c - velocidade da luz

Se agora substituirmos o valor de  $\eta$ , a menos de constantes, na expressão (32) obteremos:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{\alpha B}{(1-t^2)} \quad (33)$$

para o caso de  $\eta$  tirado da expressão (30); onde  $\rho_n$  é a resistividade do material e o  $\alpha$  é um parâmetro constante em função da amostra.

Para  $\eta$  da expressão (31)  $\rho_f / \rho_n$  será:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{\alpha' B}{(1-t^2)(1-t^4)} \quad (34)$$

As expressões (33) e (34) podem ser verificadas numericamente, desde que tomemos como exato, algum dos pontos experimentais. Para esta verificação, precisamos escolher adequadamente a região a ser estudada. Assim, o fenômeno devido ao "aprisionamento" tem menor influência perto de  $H_{c2}(t)$  e

perto de  $H = 0$ . Portanto, para se comparar as expressões (33) e (34) com os dados experimentais, devemos compará-los na região de  $\rho_f/\rho_n$  maior possível antes da curvatura final.

O  $\rho_f/\rho_n$  que compararemos será igual a  $\rho_f/\rho_n = 0,8$ . Para comparar os resultados teóricos com os experimentais fizemos o seguinte: Verificamos quais são os campos magnéticos experimentais aplicados para se obter o valor de  $\rho_f/\rho_n = 0,8$  para as diversas temperaturas. Em seguida, calculamos o valor teórico de  $\rho_f/\rho_n$  para estes campos magnéticos, usando os valores de  $\alpha$  e  $\alpha'$  encontrados a partir do dado experimental para  $t$  igual a 0,3, tomado como referência.

Os resultados calculados encontram-se na tabela V. Os dados experimentais foram tomados da figura 36 <sup>6</sup>.

TABELA V

t	$\rho_f/\rho_n$ experimental	$\rho_f/\rho_n$ teoria BS	$\rho_f/\rho_n$ expressão (31)
0,7	0,80	0,64	0,83
0,6	0,80	0,69	0,78
0,5	0,80	0,75	0,80
0,3	0,80	0,80	0,80

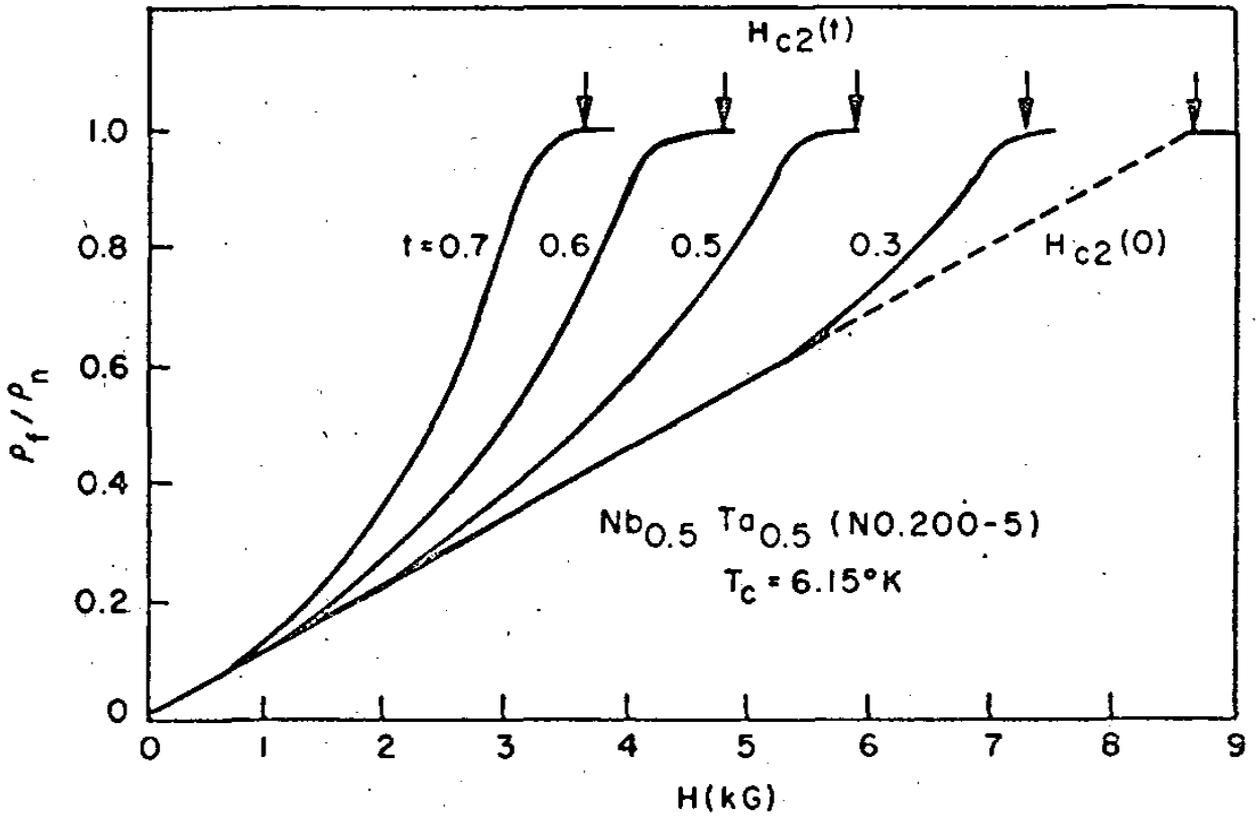


Fig. 36 - Resistividade diferencial supercondutora versus H.  
 (Figura extraída da referência 6).

Como podemos notar, os valores teóricos normalizados, a partir da expressão (31) diferenciam-se em menos do que 5% do valor experimental. Enquanto que, os valores da expressão BS (30) diverge do valor experimental com a temperatura. Daí concluímos que na experiência de Kim et al. o fenômeno que melhor descreve o processo dissipativo, na região ( $\rho_f/\rho_n = 0,8$ ), também é o fenômeno descrito pela expressão (31).

### C. Resultados obtidos por Fogel<sup>130</sup>

Para analisarmos as curvas de Fogel', inicialmente seguimos a mesma sistemática da análise das curvas de Kim et al., isto é, calculamos o valor de  $\rho_f/\rho_n$  teórico usando as duas expressões (33) e (34). Calculamos os valores de  $\alpha$  e  $\alpha'$  a partir do valor experimental de  $\rho_f/\rho_n = 0,8$  para a temperatura reduzida igual a 0,62 (tabela VI). Os dados experimentais foram tomados da fig. 37.

Como podemos notar, pela tabela VI, nenhum dos  $\eta$  usados dá resultados satisfatórios. Devido a isto, analisamos os possíveis fenômenos presentes no fenômeno dissipativo global, assim, podemos definir  $\eta$  global como sendo:

$$\eta = a' \eta_{BS} + b' \eta_{\text{expressão 31}} + c' \eta_{\text{aprisionamento}} \quad (35)$$

se analisarmos o problema na região onde  $\eta_{\text{aprisionamento}}$  é pequeno teremos:

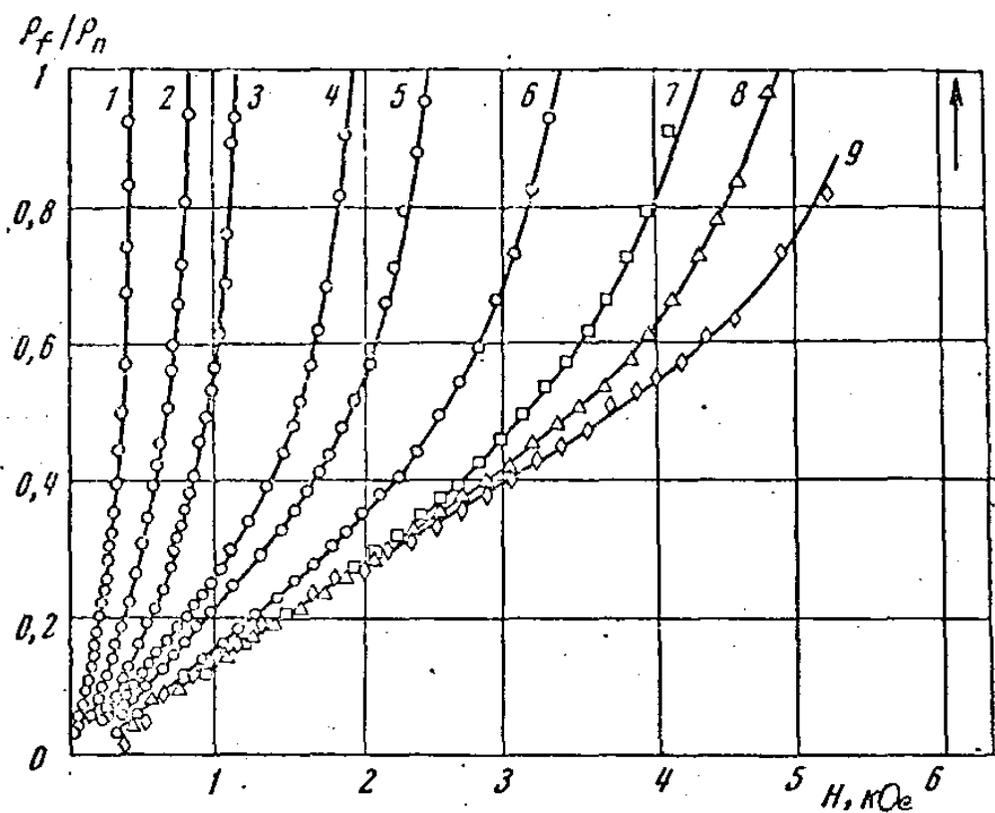


Fig. 37 - Resistência diferencial supercondutora versus  $H$  para várias temperaturas (em  $^{\circ}\text{K}$ ).

Curva 1 -  $T = 6,53$ ; 2 -  $T = 6,24$ ; 3 -  $T = 5,96$ ; 4 -  $T = 5,36$ ; 5 -  $T = 4,97$ ; 6 -  $T = 4,22$ ; 7 -  $T = 3,456$ ; 8 -  $T = 2,8$ ; 9 -  $T = 2,034$ . (Figura extraída da referência 30)

$$\eta = a (1-t^2) + b (1-t^2)(1-t^4) \quad (36)$$

Os coeficientes a, b e c aparecem nestas expressões (35 e 36) pois não conhecemos teoricamente em que proporções estes fenômenos contribuem para o efeito global.

Consideraremos agora, que nas condições  $\rho_f/\rho_n$  igual a 0,8, os coeficientes a e b são aproximadamente constantes em função da temperatura, e calcularemos o seu valor a partir das duas curvas experimentais ( $t = 0,62$  e  $t = 0,50$ ). Em seguida, usando a mesma sistemática anterior, calcularemos o valor teórico de  $\rho_f/\rho_n$  para o caso de  $\eta = a \eta_{BS} + b \eta_{(31)}$  para o restante das curvas. O resultado destes cálculos encontra-se na tabela VI.

Como podemos notar pela tabela VI, nem  $\eta_{BS}$ , nem  $\eta$  encontrados experimentalmente no nosso trabalho dão valores satisfatórios para a resistência diferencial supercondutora. Entretanto a soma destes dois efeitos com coeficientes  $a = 7$  e  $b = 9$  descreve bastante bem o fenômeno observado por Fogel<sup>\*</sup>.

Este resultado contém em si uma informação muito

---

\* Isto é válido se excluirmos as duas curvas para temperaturas bem perto de  $T_c$ ,  $t = 0,98$  e  $t = 0,91$ . Este fato é razoável, já que as funções  $\eta$ , tanto da teoria BS, como o encontrado neste trabalho tendem à zero ao aproximarmos de  $T_c$ . Acreditamos que neste caso os valores de a e b deixam de ser constantes, passando a ser funções de  $t$ .

importante: o fenômeno experimental por nós observado, não é o fenômeno BS camuflado, nem é correção em primeira ordem do BS, Os dois fenômenos existem independentemente um do outro e a proporção dos dois no efeito global varia em função do material (em Sn e In o efeito BS é desprezível em relação ao efeito encontrado neste trabalho).

TABELA VI

t	$(\rho_f/\rho_n)^*$	$(\rho_f/\rho_n)^{**}$	$(\rho_f/\rho_n)^{***}$	$(\rho_f/\rho_n)^{\text{experimental}}$
0,98	1,63	10,09	3,05	0,80
0,91	0,73	1,89	1,06	0,80
0,85	0,63	1,06	0,80	0,80
0,78	0,73	1,00	0,84	0,80
0,72	0,76	0,88	0,80	0,80
0,62	0,80	0,80	0,80	0,80
0,50	0,85	0,76	0,80	0,80
0,40	0,85	0,74	0,79	0,80
0,30	0,88	0,75	0,80	0,80

onde:  $a = 7$   $b = 9$   $\rho_f/\rho_n = 0,8$   $T_c = 6,85$  K

$(\rho_f/\rho_n)^*$  - calculado a partir de  $\eta_{BS}$

$(\rho_f/\rho_n)^{**}$  - Calculado a partir de  $\eta_{(31)}$

$(\rho_f/\rho_n)^{***}$  - Calculado a partir de  $\eta_{(36)}$

#### D. Conclusão

Os resultados deste capítulo levam-nos a várias conclusões:

O efeito encontrado neste trabalho, descrito pela expressão (31), é um efeito que aparece não só nas amostras por nós estudadas mas também nas amostras de In de Smith e nas amostras estudadas por Kim et al. e nas de Fogel'.

O entendimento do problema através dos capítulos anteriores, permitiu analisar e interligar os resultados das experiências deste capítulo, apesar de que as técnicas aplicadas nestas experiências foram diferentes.

A análise dos resultados das experiências sobre a resistência diferencial em supercondutores, mostrou que não só é possível analisar estes resultados longe de  $H = 0$ , como é possível também interligar os resultados obtidos em diversas temperaturas.

Além das conclusões acima, o resultado da análise das curvas de Fogel' forneceu dados de importância fundamental; o resultado da tabela VI fornece indicações de que: o fenômeno descrito pela expressão (31), não é o fenômeno BS camuflado, nem é correção em primeira ordem do BS, mas sim, os dois fenômenos existem independentemente um do outro.

CONCLUSÃO

Neste capítulo faremos um resumo dos pontos principais do trabalho efetuado e as suas consequências.

O estudo da dissipação, em dois filmes que formam um pêndulo de torção, foi baseada em nossa afirmação de que: no problema dissipativo é de fundamental importância a escolha da geometria experimental. Esta afirmação foi confirmada ao longo de todo o trabalho. A partir desta mesma afirmação pode-se explicar o insucesso parcial dos trabalhos experimentais anteriores. Apesar de que a importância da geometria na realização de uma experiência é fato reconhecido, nas experiências sobre dissipação não lhe foi dado o devido valor.

O segundo ponto importante do trabalho foi a sistemática de análise dos resultados. Subdividimos o fenômeno dissipativo global nos possíveis fenômenos dissipativos, fazendo-se a análise em função destes vários fenômenos. A existência de vários fenômenos dissipativos é um fato aceito na literatura, apesar de que, a grande parte dos trabalhos "conclui" que o fenômeno dissipativo (global) é descrito pela teoria BS.

Na análise dos resultados experimentais formulamos algumas hipóteses, mas em seguida realizamos experiências em condições nas quais estas hipóteses foram testadas. Podemos dizer, que as experiências por nós realizadas formam um con-

junto "auto-consistente", isto é, o entendimento dos resultados de uma experiência, permitem-nos explicar a outra, que por sua vez, confirma as hipóteses e conclusões da anterior.

Como exemplo de consequências dos pontos descritos acima, podemos citar: a obtenção de uma coerência entre todos os resultados experimentais, que são também coerentes com os conceitos básicos deste assunto, e com as teorias existentes; o encontro experimental de um efeito dissipativo novo, que inclusive é um efeito predominante em relação ao efeito BS nas amostras de Sn e In; a explicação de alguns resultados obtidos por outros pesquisadores.

Para finalizar podemos dizer que em consequência da escolha das geometrias, da escolha das experiências realizadas, da sistemática de análise, temos agora uma visão razoavelmente clara do que deve ser estudado no problema dissipativo e de como podem ser analisados e interligados os trabalhos experimentais existentes. Acreditamos que os resultados deste trabalho, realmente abram um caminho de estudo, através do qual poderá se entender o fenômeno dissipativo.

## APÊNDICE I

### OBSERVAÇÃO DO FLUXO RETIDO

Foi possível a observação direta do fluxo retido na amostra nº 1. A primeira indicação deste fenômeno está visível no gráfico da figura 9, onde o ganho de energia só pode ser explicado pelo fenômeno de fluxo retido. A hipótese acima sobre a explicação do gráfico 9 foi plenamente confirmada pela seguinte experiência:

Deixávamos o pêndulo efetuar várias oscilações de forma a filmes supercondutores atravessarem várias vezes o campo magnético local. Em seguida, desligávamos o campo magnético e mudávamos o centro de oscilação do pêndulo, de forma a termos os filmes, depois de parados, com o centro a uma distância dos centros das bobinas, de aproximadamente  $60^\circ$ . Esperávamos o pêndulo atingir oscilações menores do que  $0,5^\circ$  e em seguida ligávamos as bobinas de campo local (80 gauss). No instante em que as bobinas eram ligadas, o pêndulo começava a oscilar, chegando a ter amplitudes de oscilações de até  $6^\circ$ .

O fato do pêndulo começar a oscilar poderia ser explicado por dois fenômenos: o primeiro é que quando se tem fluxo retido nos filmes, há forças de interação entre as linhas de fluxo magnético das bobinas locais e as de fluxo retido, e estas forças provocam um torque fazendo o pêndulo oscilar. Uma segunda explicação possível seria devido a propriedades diamagnéticas dos supercondutores: Neste caso, a oscilação seria

devida ao fato dos supercondutores não permitirem a entrada das linhas de fluxo magnético no seu interior; o que acarretaria o aparecimento de forças elásticas devidas à distorção das linhas de fluxo, e estas forças elásticas seriam responsáveis pela oscilação do pêndulo. Um fenômeno semelhante já foi observado por Smith <sup>21</sup>.

Para termos a certeza sobre a natureza do fenômeno observado, fizemos o seguinte: depois que a rotação do pêndulo se tornava menor do que  $0,5^{\circ}$ , ligávamos o campo magnético num sentido e observávamos a oscilação do pêndulo; em seguida desligávamos o campo magnético e esperávamos até que a oscilação ficasse menor do que  $0,5^{\circ}$  novamente; em seguida, ligávamos o campo magnético no sentido contrário ao anterior e observávamos as oscilações do pêndulo. Comparando os resultados dos dois casos, notamos que num, as forças que agiam nos filmes eram atrativas (em direção às bobinas), enquanto que no outro, eram repulsivas. Este resultado é decisivo para afirmar que as oscilações do pêndulo são devidas ao fluxo retido.

## APÊNDICE II

### A. Cálculo da energia dissipada em cada oscilação

A equação que descreve o movimento de um pêndulo de torção é:

$$I \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (a)$$

onde:  $x$  - deslocamento do pêndulo do equilíbrio num tempo  $t$

$I$  - momento de inércia

$k$  - constante de torção

$b$  - constante que descreve dissipação mecânica

a solução aproximada da equação (a) desde que  $\omega \gg p$  é:

$$x(t) = X_0 e^{-pt} \cos \omega t$$

onde:  $\omega = \sqrt{k/I}$  e  $p = b/2I$

O deslocamento máximo  $X_n$  para  $n$ -ésima oscilação é:

$$X_n = X_0 e^{-pTn/2}$$

onde:  $T$  é o período, e é igual a  $T = 2\pi \sqrt{I/k}$

Durante a  $n$ -ésima oscilação, a energia mecânica dissipada pelo pêndulo é:

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{mec}} &= \frac{1}{2} k \{ X_{n-1}^2 - X_n^2 \} = \frac{1}{2} k X_0^2 \{ e^{-(n-1)p} - e^{-pnT} \} \\ &= \frac{1}{2} k X_{n-1}^2 \{ 1 - e^{-pT} \} = \frac{1}{2} k A X_{n-1}^2\end{aligned}$$

onde:  $A = 1 - e^{-pT}$

Agora, se analisarmos o caso em que, além da perda mecânica, temos uma perda devido à passagem de filme pelo campo magnético, podemos escrever:

$$\Delta E_{\text{total}} = \Delta E_{\text{mec}} + \Delta E_{\text{mag}}$$

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{mag}} &= \frac{1}{2} k \{ X_{n-1}^2 - X_n'^2 \} - \Delta E_{\text{mec}} \\ &= \frac{1}{2} k \{ X_{n-1}^2 - X_n'^2 \} - \frac{1}{2} k A X_{n-1}^2 \\ &= \frac{1}{2} k \{ X_{n-1}^2 (1 - A) - X_n'^2 \}\end{aligned}$$

## B. Cálculo da velocidade média

Apresentaremos aqui o cálculo da velocidade média com que o filme atravessa o campo magnético localizado.

Calcularemos esta velocidade média para a situação da figura 38.

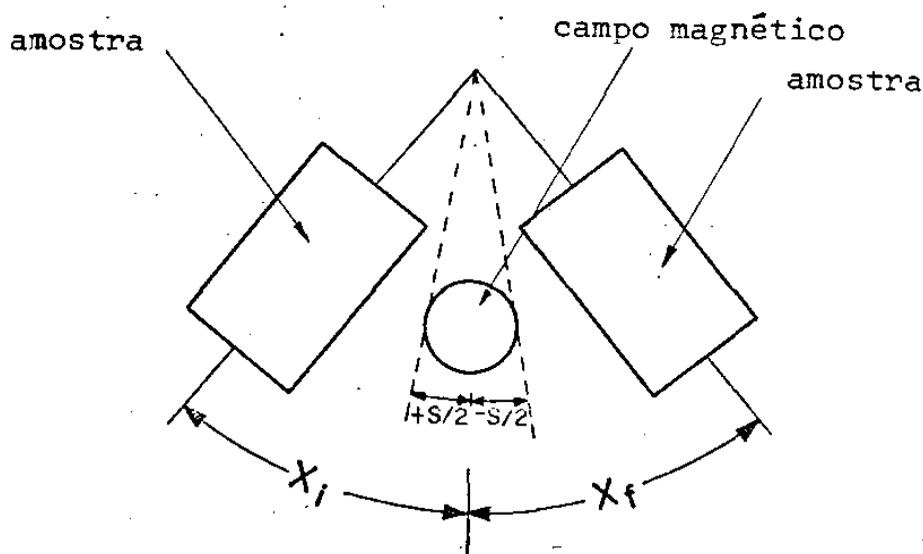


Fig. 38

onde:  $X_i$  - deslocamento angular inicial

-  $X_f$  - deslocamento angular final

$\dot{x}_{med}$  - velocidade angular média da amostra, na região do campo magnético

$t_1$  - tempo gasto no movimento de  $X_i$  até  $+s/2$

$t_2$  - tempo gasto no movimento de  $-s/2$  até  $-X_f$

t - tempo gasto no movimento de  $+s/2$  até  $-s/2$

T/2 - tempo gasto no movimento de  $X_i$  até  $X_f$

$$\dot{x}_{med} = s/t$$

$$t_1 + t_2 + t = T/2$$

Como  $X(t) = X_i e^{-pt} \cos \omega t$

se p for pequeno,

$$X(t) \approx X_i \cos \omega t$$

ou  $t_1 \approx \frac{1}{\omega} \arccos (s/2X_i)$

e  $t_2 \approx \frac{1}{\omega} \arccos (s/2X_f)$

Fazendo as seguintes aproximações:

$$t_1 \approx t_2 \approx \frac{1}{\omega} \arccos (s/2X_a)$$

onde  $X_a = \frac{1}{2} \{ |X_i| + |X_f| \}$

Obtemos:  $t = \frac{T}{2} - \frac{2}{\omega} \arccos (s/2X_a)$

desde que  $\omega = 2\pi/T$

$$\Delta t = \frac{T}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos (s/2X_a) \right\}$$

ou

$$\dot{x}_{med} = \frac{2s}{T} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos (s/2X_a) \right\}^{-1}$$

A velocidade média tangencial será:

$$v_{med} = R_a \dot{x}_{med}$$

onde:  $R_a$  - distância do eixo do pêndulo até o centro da bobina que fornece o campo magnético local

(Vide também as referências 20 e 21).

### APÊNDICE III

#### CÁLCULO DA ENERGIA DISSIPADA PARA n VÓRTICES

De acôrdo com o cálculo feito por Smith <sup>21</sup> (vide página 16) o campo elétrico dentro de um vórtice é igual a:

$$\vec{E} = - \frac{\vec{v}_L}{c} \times \vec{H} \quad (a)$$

a partir desta expressão (a), podemos encontrar a expressão da potência dissipada num vórtice com um fluxóide por unidade de espessura da amostra:

$$P' = \frac{\sigma \pi a^2}{c^2} v_L^2 H_c^2 \quad (b)$$

onde: a é o raio do vórtice com um fluxóide

P' é a potência dissipada por um vórtice com um fluxóide por unidade de espessura da amostra

Agora, se tivermos n vórtices com um fluxóide cada e se considerarmos os vórtices com carôços rígidos, de forma a serem válidas as expressões (c) e (d) teremos:

$$SH = n H_c \pi a^2 \quad (c)$$

$$n = \frac{S H}{H_c \pi a^2} \quad (d)$$

onde  $n$  é o número de vórtices

A potência dissipada pelos  $n$  vórtices, se considerarmos os vórtices como sendo isolados (sem interação), será:

$$nP' = \frac{S H}{H_c \pi a^2} \cdot \frac{\sigma \pi a^2}{c^2} v_L^2 H_c^2 = \frac{S H}{c} \sigma H_c v_L^2$$

Supondo agora, que um vórtice com  $n$  fluxóides dissipa aproximadamente a mesma energia que  $n$  vórtices isolados, com um fluxóide cada, obtemos:

$$P \approx nP' = \frac{S H}{c} \sigma H_c v_L^2$$

onde:  $P$  é a potência dissipada por um vórtice com  $n$  fluxóides por unidade de espessura da amostra.

## APÊNDICE IV

### CÁLCULO DE $H_2$

No caso de um elipsóide de revolução que se encontra num campo magnético externo igual a  $H$ , temos (a) <sup>31</sup>:

$$H_{eq} = \frac{H_e}{1 - D} \quad (a)$$

onde:  $H_{eq}$  - campo magnético no equador  
 $D$  - coeficiente de desmagnetização

O valor de  $D$  para o caso de campo aplicado na direção do eixo menor é dado por (b) <sup>32</sup>:

$$D = \frac{1}{1 - \lambda^2} \left( 1 - \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda^2}} \arccos \lambda \right) \quad (b)$$

onde:  $\lambda = \frac{a}{b} < 1$

e  $\underline{a}$  é o semi eixo menor  
 $\underline{b}$  é o semi eixo maior

Para estimar o valor de D para as nossas amostras, vamos supor a da ordem de grandeza da espessura da amostra e b da ordem de grandeza da largura da amostra. O campo  $H_{eq}$  assim calculado será menor do que o campo  $H_{eq}$  real destas amostras. Assim:

$$a = 3 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

$$b = 1 \text{ cm}$$

$$\lambda = 3 \times 10^{-5}$$

$$\lambda^2 = 10^{-9}$$

$$D = \frac{1}{1 - 10^{-9}} \left\{ 1 - \frac{3 \times 10^{-5}}{1 - 10^{-9}} \arccos(3 \times 10^{-5}) \right\}$$

$$\approx 1 - 5 \times 10^{-5}$$

$$H_{eq} \approx \frac{H_e}{1 - 1 + 5 \times 10^{-5}} = (2 \times 10^4) H_e$$

Quando  $H_{eq}$  é igual ao  $H_c$ , o valor de  $H_e$  é igual ao  $H_2$ , portanto:

$$H_2 = H_c \times 10^{-4}$$

Para o caso de  $H_c$  igual a 200 gauss (campo crítico máximo na

experiência efetuada) o valor de  $H_2$  será 10 mG.

Obs: as aproximações efetuadas foram para encontrar o  $H_2$  máximo; sendo o  $H_2$  real menor do que o calculado.

## BIBLIOGRAFIA

- 1 - L.D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. USSR 7, 371 (1937)
- 2 - D. Shoenberg, 1952, Superconductivity (Cambridge University Press, London and New York).
- 3 - C.J. Gorter, Physica 23, 45 (1957)
- 4 - C.J. Gorter, Phys. Lett. 1, 69 (1962); C.J. Gorter, Phys. Lett. 2, 26 (1962)
- 5 - P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 9, 309 (1962)
- 6 - Y.B. Kim, C.F. Hempstead and A.R. Strnad, Phys. Rev. 139, A1163 (1965). Y.B. Kim, C.F. Hempstead and A.R. Strnad, Phys. Rev. 131, 2486 (1963).
- 7 - John Bardeen and M.J. Stephen - Phys. Rev. 140, A1197 (1965); M.J. Stephen and J. Bardeen - Phys. Rev. Lett. 14, 112 (1965); J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. 13, 747 (1964).
- 8 - P. Nozières and W.F. Vinen, Phil. Mag. 14, 667 (1966)
- 9 - J. Volger, F.A. Staas and J. Matricon, Rev. Mod. Phys. 36, 45 (1964); A.G. Van Vijfeijken and A.K. Niessen, Phys.

- Lett. 16, 23 (1965); A.G. Vijfeijken - Ph.D. Thesis, University of Amsterdam (1967), (Philips Res. Rep. Suppl. 8, 1 (1968)).
- 10 - I. Giaever - Phys. Rev. Lett. 15, 825 (1965).
- 11 - P.R. Solomon, Phys. Rev. 179, 475 (1969); Phys. Rev. Lett. 16, 50 (1966)
- 12 - L.D. Landau, J.Phys. USSR 7, 99 (1943)
- 13 - M. Tinkham, Phys. Rev. 129, 2413 (1963)
- 14 - Tetseinobu Takayama, Tetsuya Ogushi and Yoshio Shibuya, Journal of the Phys. Sov. of Japan, 30, 1083 (1971)
- 15 - K. Maki - R. Ann. Phys. (N.Y.) 34, 363 (1965)
- 16 - A.A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP 5, 1174 (1957)
- 17 - G. Lasher - Phys. Rev. 154, 345 (1967).
- 18 - R.P. Huebener, R.T. Kampwirth, and V.A. Rowe - Cryogenics April 1972, pag. 100  
Troy Barbee, Appl. Phys. Lett. 14, 156 (1969)
- 19 - W.V. Houston and D.R. Smith, Phys. Lett. 16, 516 (1966)

- 20 - M.S. MacAhan, Ph.D. Thesis, Rice University (1966).
- 21 - W.V. Houston and D.R. Smith, Phys. Rev. 163, 431 (1967)  
D.R. Smith Jr. - Ph.D. Thesis, Rice University, 1967
- 22 - R.W. Hardy - M.A. Thesis, Rice University, 1967.
- 23 - E.L. Andronikashvili, S.M. Ashimov, D.G. Chigvinadze and J.S. Tsakadze - Phys. Lett. 25A, 85 (1967).  
E.A. Andronikashvili, S.M. Ashimov, Dzh Tsakadze and Dzh. G. Chikvinadze - Sov. Phys. JETP 28, 401 (1969)  
Dzh. G. Chigvinadze - Sov. Phys. JETP 36, 1132 (1973)
- 24 - P.C. Wraight - Phil. Mag. 23, 1261 (1971)
- 25 - John R. Clem - Phys. Rev. Lett. 20, 735 (1968)  
John R. Clem - (Ames Lab. of the U.S. Atomic Energy Commission n<sup>o</sup> 2328).  
M. Thinkham, Phys. Rev. Lett. 13, 804 (1964)  
L.P. Gor'kov and N.B. Kopnin (JETP 60, 2331, 1971) Sov. Phys. JETP 33, 1251 (1971)  
M. Yu. Kuprianov and K.K. Likharev - JETP Lett. 15, 247, 1972 (ZhETF Pis. Red. 15, 349, 1972)  
John Bardeen and Richard Sherman - Phys. Rev. B, 12, 2634 (1975)  
L.P. Gor'kov and N.B. Kopnin - Sov. Phys. Usp. 18, 496 (Usp. Fiz. Nauk 116, 413, 1975)

- 26 - P.G. de Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys -  
(W.A.Benjamin, Inc. - New York - Amsterdam) - 1966
- 27 - V. L. Ginzburg and L.D. Landau - Zh. Eksperim. i Teor.  
Fiz. 20, 1064 (1950)
- 28 - Edward J. Kramer - J. Appl. Phys. 44, 1360 (1973)
- 29 - Hans Meissner - Journal of Low Temp.Phys. 2, 267 (1970)
- 30 - N. Ia. Fogel' - (Zh. Eksp. Teor.Fiz. 63, 1371, 1972)  
Sov. Phys. JETP 36, 725 (1973)
- 31 - E.A. Lynton, Superconductivity, 1971 (Chapman and Hall  
Ltda - London)
- 32 - Dicionário Enciclopédico de Física - vol 4, pág. 320  
("Enciclopédia Soviética" - Moscou), 1965 (em russo)
- 33 - J.P. Burger - Notas de aula - 1973 (Campinas)
- 34 - M.R. Cimberle, G.Bobel and C. Rizzuto - Adv. in Phys.  
23, 639,(1974)
- 35 - R.E. Miller and G.D. Cody - Phys. Rev. 173, 494,(1968)  
Phys. Rev.