

EFEITO HALL EM NIÓBIO SUPERCONDUTOR

ANTONIO FERNANDO SARTORI

ORIENTADOR

PROF. DR. DALTRO GARCIA PINATTI

TESE APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"
PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE
EM CIÊNCIAS.

CAMPINAS - SÃO PAULO

1977

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

Dedicatōria

A minha esposa:

 Maria Aparecida

A meu filho:

 Rodrigo

A meus pais:

 Ezio e Antonia

R E S U M O

Medidas das voltagens transversal (Hall) e longitudinal (resistividade) são feitas em amostras policristalinas de Nb, com RRR = 27,7 e 5, como função do campo magnético e densidade de corrente.

As medidas foram efetuadas por um método DC convencional, onde o aparelho central é um Nanavoltímetro.

A amostra mais pura exibe uma mudança de sinal do ângulo de Hall no estado misto, a qual sugere-se ser devida a uma mudança da mobilidade dos portadores de corrente dentro do núcleo dos vórtices.

Efeitos de aprisionamento de vórtices estão presentes e são discutidos em termos da interação elementar vórtice-defeito com ajuda do modelo de Niessen e Weisenfeld.

Agradecimentos

Agradeço ao Professor Doutor Daltro Garcia Pinatti pela excelente e contínua orientação prestada durante a realização desta tese.

Agradeço aos meus irmãos Sergio Sartori e José Laércio Sartori pelas proveitosas discussões.

Agradeço a colega Natalia Boboshko pela ajuda e colaboração.

Agradeço aos Senhores Carlos Roberto Dainesi, Eugênio F. Dainesi, Carlos P. Pinelli, Antonio L. P. Pinelli, João Rodrigo Mascher, Luiz N.S.R. Bufarah, Cicero A. Santin, Daniel A. Cústódio e Nerindo Santos pela ajuda e execução do projeto.

Agradeço ao colega Almir Mendes Abrahão - pela execução dos trabalhos de datilografia e revisão.

Agradeço a ajuda financeira da UNICAMP, CAPES, FAPESP e CNPq.

Agradeço ao Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas de São José do Rio Preto, pela colaboração prestada.

Agradeço, enfim, a todos que direta ou indiretamente colaboraram para a realização desta tese.

I N D I C E

A. Parte Teórica

I -	Efeito Hall.....	1
	1. Definições.....	1
	2. Efeito Hall em um metal no estado normal.....	2
II -	Generalidades sobre Supercondutores.....	3
III -	Efeito Hall em Supercondutores.....	6
	1. Introdução.....	6
	2. Movimento de fluxo, Resistividade e Efeito Hall nos supercondutores do tipo II no estado misto.....	6
	3. Comportamento do ângulo de Hall.....	12
	4. Conclusões.....	17
IV -	Objetivos dos trabalhos dessa natureza.....	19

B. Parte Experimental

V -	Introdução.....	23
VI -	Amostra; contatos elétricos e suporte.....	23
	1. Preparação de amostras.....	23
	2. Contatos elétricos.....	24
	3. Suporte da amostra.....	26
VII -	Arranjo Experimental.....	27
VIII -	Resultados e análises.....	28
	1. Características das amostras.....	28
	2. Apresentação.....	29
	3. Análise dos resultados.....	32
IX -	Programação Futura.....	46
	Apêndices.....	47
X -	Bibliografia.....	51

I - Efeito Hall

1. Definições

Hall (1) observou durante uma experiência realizada em 1879, sobre a natureza da força que agia em um condutor transportando uma corrente elétrica na presença de um campo magnético, que quando este último é aplicado em ângulo reto com a direção do fluxo de corrente, um campo elétrico é produzido em uma direção perpendicular à direção da corrente e daquela do campo magnético.

A origem deste campo pode ser vista como resultado da força de Lorentz sobre os elétrons livres nos sólidos.

Quando uma corrente elétrica e um campo magnético são aplicados na amostra teremos inicialmente uma corrente transversal devido a deflexão dos elétrons pela força de Lorentz. Entretanto, esta é uma situação transiente. Como os elétrons são mutuamente repulsivos teremos um gradiente de concentração que gera um campo elétrico transversal que opor-se-á a deflexões posteriores. Conseqüentemente, uma vez que o transiente anula-se, as linhas de corrente voltam a fluir paralelamente, mas com um campo elétrico transversal gerado pelo gradiente de concentração dos elétrons, que é o Campo de Hall.

Uma definição mais formal do efeito Hall pode ser dada como segue: suponha-se uma amostra monocristalina em condições isotérmicas, na qual aplicamos um campo magnético \vec{H} e um campo elétrico \vec{E} , como mostrado na Fig. I-1. Contatos ideais para medida do potencial são colocados nas posições A e B.

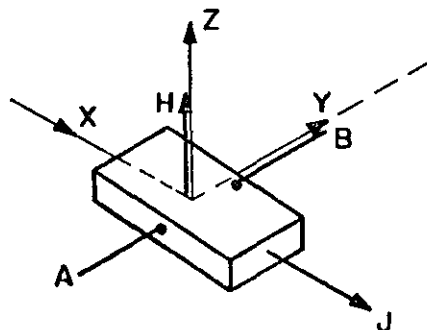


Fig. I-1 - Arranjo mostrando os campos aplicados externamente.

O Efeito Hall é caracterizado pelo campo elétrico transversal \vec{E}_d (ao longo da direção d na figura), medido em A e B. A parte do campo transversal, que é uma função ímpar de \vec{H} , é chamada Campo de "Hall", enquanto que a parte par em \vec{H} ; é chamada de Campo Transversal Par. O Campo de "Hall" é escrito como:

$$E_H = \frac{1}{2} [E_d(H) - E_d(-H)] \quad 1$$

O Campo de "Hall", em vários casos, é encontrado variando linearmente com o produto JH, ou seja,

$$E_H = R J H \quad 2$$

onde R é a constante de proporcionalidade conhecida como o Coefficiente de "Hall".

Outras formas da equação 2 podem ser encontradas, por exemplo:

$$\tan \theta = R \sigma H = u_H H \quad 3$$

onde θ é o ângulo de "Hall", u_H é a mobilidade de "Hall" e σ é a condutividade elétrica.

A quantidade E_H / J_x , Campo de "Hall" por unidade de densidade de corrente longitudinal é conhecida como a Resistividade de "Hall", ρ_H . Portanto,

$$\rho_H = \frac{E_H}{J_x} = R H \quad 4$$

2 - Efeito Hall em um metal no Estado Normal (2)

Consideremos a geometria da figura I-1.

A força advinda do campo elétrico e magnético é dada por:

$$\vec{F} = -e \left[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right] \quad 5$$

O campo elétrico de Hall na direção Y é dado pela condição:

$$F_y = -e (E_y + \frac{1}{c} v_x H_z) = 0 \quad 6$$

portanto

$$E_y = -\frac{1}{c} v_x H_z \quad 7$$

ou com

$$J_x = - n e V_x,$$

$$E_y = \frac{1}{c} \frac{J_x}{ne} H_z \quad 8$$

Como

$$J_x = \sigma E_x, \text{ e } \sigma = \frac{n e^2 \tau}{m^*}, \text{ temos}$$

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{e \tau}{m^* c} H_z \quad 9$$

onde, m^* é a massa efetiva.

Da equação 3, $\text{tg}\theta = R \sigma H$ e da equação 2, $E_H \equiv E_y = R J H$, podemos escrever:

$$\text{tg}\theta = R \sigma H = \frac{E_y}{JH} \sigma H = E_y \frac{\sigma}{J}$$

portanto,

$$\text{tg}\theta = \frac{E_y}{E_x} \quad 10$$

onde E_y é o campo de "Hall", perpendicular ao transporte de corrente e E_x é o campo paralelo.

Comparando as equações 9 e 10, temos:

$$\text{tg}\theta = \frac{e \sigma}{m^* c} H \quad 11$$

que é a expressão para o ângulo de "Hall" em um metal no estado normal.

II - Generalidades sobre Supercondutores

Supercondutores são materiais que quando mantidos abaixo de uma temperatura crítica T_c , característica de cada material, apresentam resistência elétrica nula e diamagnetismo. A mais alta temperatura crítica conhecida até agora, é da ordem de 20 K.

Os supercondutores se classificam em dois tipos, I e II de acordo com seu comportamento diamagnético. Este está ilustrado na figura II.1 através de sua curva de magnetização, para amostras cilíndricas infinitas.

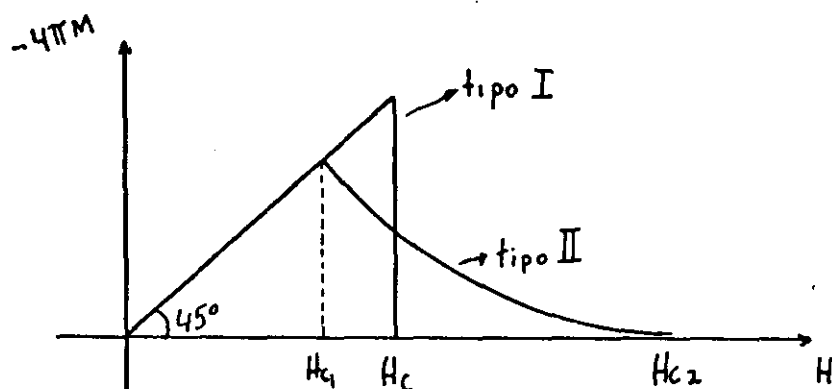


Fig. II.1 - Curva de magnetização dos supercondutores, como função do campo magnético.

Desta curva podemos observar que quando o campo magnético cresce a indução magnética B é igual a zero. Consequentemente, todo fluxo magnético é expelido da amostra até um campo crítico (H_c em tipo I e H_{c2} em tipo II). Este fenômeno é denominado Efeito Meissner e dizemos que o supercondutor está no estado Meissner.

A exclusão do fluxo magnético do interior dos supercondutores é devido às correntes de proteção que fluem em uma fina camada da superfície. A espessura dessa camada é denominada λ - comprimento de penetração - que é característico de cada material.

Em supercondutores do tipo I a supercondutividade é destruída para $H > H_c$ (Em geometrias não cilíndricas a supercondutividade pode se manter para $H > H_c$).

Nos supercondutores do tipo II, para valores de H menores que H_{c1} (campo crítico inferior) a indução magnética B também se anula, como nos supercondutores do tipo I. A esta região ainda nos referimos como estado Meissner, por causa da completa exclusão do fluxo magnético.

Quando H atinge H_{c1} , o valor de $-4\pi M$ começa a decrescer a medida que H aumenta, correspondendo a uma penetração do fluxo magnético.

A quantidade $-4\pi M$ continua decrescendo com o aumento de H até $H = H_{c2}$ (campo crítico superior), quando então se anula, correspondendo a $B = H$. Referimo-nos à região $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ como estado misto dos supercondutores do tipo II.

A penetração do fluxo no estado misto dos supercondutores do tipo II é feita por filamentos ou linhas de fluxo magnético. Cada filamento consiste de uma região central de material no estado normal, denominada núcleo, circundada por correntes circulares supercondutoras, motivo pelo qual são chamados vórtices. O núcleo é caracterizado por um raio da ordem de ξ - comprimento de coerência - que é a distância sobre a qual a densidade de elétrons supercondutores N_s decai.

As linhas de campo não são confinadas no núcleo. O campo tem seu valor máximo no centro de cada filamento, mas estende-se para uma distância da ordem de λ .

A fig. II-2 mostra o comportamento de N_s e H como função da distância.

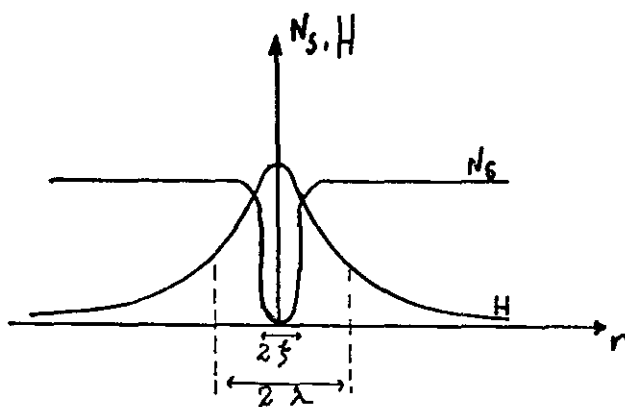


Fig. II-2 - Densidade de elétrons supercondutores decaindo para zero no centro da linha, enquanto o campo magnético atinge seu valor máximo.

No estado misto dos supercondutores do tipo II, temos um volume supercondutor atravessado por várias linhas de fluxo magnético (vórtices), cuja quantidade varia com o campo magnético aplicado. Próximo a H_{c1} teremos poucos vórtices e ao atingirmos H_{c2} , teremos uma quantidade tão grande, que seus núcleos se interpenetrarão, levando o supercondutor ao estado normal.

Experimentos e teoria mostram que o fluxo penetra num arranjo triangular regular de vórtices, cada um contendo uma quantidade quantizada de fluxo, ϕ_0 :

$$\phi_0 = \frac{h c}{2 e} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ G cm}^2 \quad 12$$

III - Efeito "Hall" em Supercondutores

1. Introdução

É evidente que quando os supercondutores exibem efeito Meissner, isto é, diamagnetismo perfeito, o fluxo magnético não pode penetrar na amostra para produzir a força de Lorentz sobre os elétrons. O efeito "Hall" então não existe. As primeiras teorias incluem vários argumentos para a não existência do efeito "Hall" em supercondutores (3) e (4), e estes têm sido revistos por Lewis (5) e Jaggi e Sommerhalder (6). Entretanto, esta condição de diamagnetismo perfeito é agora conhecida como sendo somente um aspecto do estado supercondutor, e, como já visto, há, no mínimo, duas outras condições sob as quais o fluxo magnético pode penetrar na amostra: no estado intermediário dos supercondutores do tipo I e no estado misto dos supercondutores do tipo II.

Ademais, é agora conhecido, que nestes estados parcialmente supercondutores, nos quais a amostra apresenta resistência elétrica, potência termoelétrica e outras manifestações de dissipação de energia, como resultado do transporte de elétrons, um campo elétrico, que é análogo ao campo de "Hall", pode ser observado quando a amostra é colocada, numa orientação adequada, com campo elétrico e magnético. A origem deste campo é complicada e controvertida, estando ainda sob ativa consideração.

Faremos a seguir, um esboço do desenvolvimento conceitual da teoria e uma revisão dos dados experimentais mais importantes.

2. Movimento de fluxo, resistividade e efeito "Hall" nos supercondutores tipo II no estado misto.

Um supercondutor do tipo II mantido no estado misto por um campo magnético aplicado, exhibe, tanto resistência como efeito "Hall", na presença de um transporte de corrente. Esses fenômenos são geralmente entendidos assim: quando uma corrente de transporte flui no estado misto de um supercondutor do tipo II, ela exerce uma força lateral sobre os vórtices. Se não houver forças opostas agindo, isto é, se os vórtices não são aprisionados* por outros agentes quaisquer - defei

* Forças que aprisionam os vórtices ou desviam seus movimentos serão discutidos mais adiante, na parte experimental.

tos do material, por exemplo eles se moverão. O campo elétrico gerado por esse movimento, pode ser expresso em termos da velocidade do vórtice \vec{V}_L , por:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} (\vec{V}_L \times \vec{B}) = -\frac{1}{c} (\vec{V}_L \times N \vec{\phi}_0) \quad 13$$

onde $\vec{B} = N \vec{\phi}_0$ é a indução magnética na amostra, N é o número de vórtices com a quantidade de fluxo $\phi_0 = \frac{hc}{2e}$ por unidade de área.

As teorias existentes predizem \vec{V}_L tendo uma componente paralela, assim como, uma perpendicular ao transporte de corrente, produzindo, então, uma voltagem transversal (Hall) e uma longitudinal, respectivamente. Temos, portanto, voltagens microscopicamente observáveis, originadas pelo movimento das linhas de fluxo, sendo este o caso onde o supercondutor exibe uma certa resistência.

A grandeza de \vec{V}_L é ligeiramente diferente de uma teoria para outra e isto nos leva a diferenças na voltagens esperadas, resultando em diferença considerável no ângulo de "Hall" definido na seção I.1.

BARDEEN e STEPHEN - B.S. (7) consideram um modelo local de núcleo rígido no qual as linhas de fluxo são tratadas como um cilindro de material normal, tendo um raio da ordem do comprimento de coerência e circundado por correntes circulantes. Quando uma corrente de transporte uniforme de elétrons \vec{J} , flui no supercondutor no estado misto, relativamente a uma dada linha de fluxo, ela é submetida a uma força de arrasto** \vec{F}_L , que é normal à direção da corrente (fig. III.1).

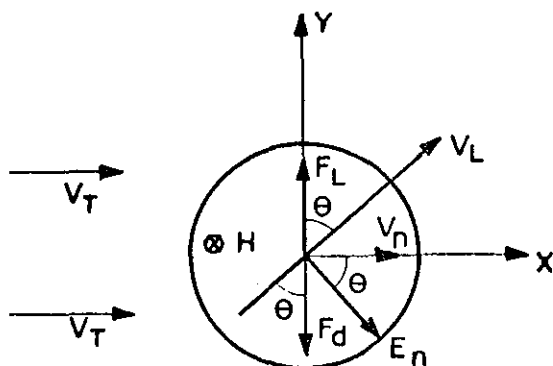


Fig. III.1 - Esquema utilizado para discutir o movimento de vórtices.

** ver notas

No estado estacionário, as linhas de fluxo se movem com uma velocidade constante, quer dizer, há uma força de atrito viscoso \vec{F}_d^* perpendicular à corrente \vec{J}_n , fluindo através do núcleo, de modo que, na ausência do efeito "Hall" - (e, naturalmente, de feitos de aprisionamentos das linhas), os vórtices mover-se-ão numa direção normal a \vec{J} com \vec{F}_L diretamente oposta a \vec{F}_d . Mas, no núcleo normal da linha existe campo magnético e corrente de transporte normal \vec{J}_n , de modo que os elétrons estarão sujeitos à força de Lorentz usual. Consequentemente, \vec{J}_n será inclinado com o campo elétrico \vec{E}_n no núcleo, pelo ângulo de Hall θ , e o equilíbrio entre a força de arrasto \vec{F}_L e a força de atrito viscoso, é agora obtido quando a linha de fluxo se move para um ângulo θ com \vec{F}_L .

Nesta teoria, as componentes da velocidade da linha \vec{V}_L são dadas por:

$$V_{Lx} = \frac{2m^*a^2}{\hbar \gamma} \frac{V_{Tx}}{(1+ba^2)} \left(\frac{e \gamma}{m^*c} H \right) \quad 14$$

$$V_{Ly} = \frac{2m^*a^2}{\hbar \gamma} \frac{V_{Tx}}{(1+ba^2)} \quad 15$$

onde,

$$a^2 = \frac{\hbar c}{2e(H_{c2} - \frac{1}{2} H)}, \quad \text{e} \quad b = \frac{e H}{\hbar c}$$

H = campo magnético aplicado

V_{Tx} = velocidade dos elétrons da corrente de transporte, e os demais termos tendo os seus significados usuais.

Se substituirmos os valores de "a" e "b" em 14, teremos:

$$V_{Lx} \equiv \frac{2m^* \frac{\hbar c}{2e(H_{c2} - \frac{1}{2} H)}}{\hbar \gamma} \frac{V_{Tx}}{\left[1 + \frac{eH}{\hbar c} \frac{\hbar c}{2e(H_{c2} - \frac{1}{2} H)} \right] m^*c} H$$

$$\frac{V_{Tx} H}{(H_{c2} - \frac{1}{2} H)} \frac{1}{\left[1 + \frac{H}{2(H_{c2} - \frac{1}{2} H)} \right]}$$

$$= \frac{V_{T_x} H}{(H_{c_2} - \frac{1}{2}H) \frac{2H_{c_2} - H + H}{2(H_{c_2} - \frac{1}{2}H)}}$$

$$V_{L_x} = V_{T_x} \frac{H}{H_{c_2}}$$

16

Uma relação entre V_{L_x} e V_{L_y} pode ser obtida combinando-se as expressões 14 e 15.

Portanto:

$$V_{L_x} = V_{L_y} \frac{e \tau}{m^* c} H \quad 17$$

Substituindo V_{L_x} em 17, temos:

$$\frac{H}{H_{c_2}} V_{T_x} = V_{L_y} \frac{e \tau}{m^* c} H$$

Portanto:

$$V_{L_y} = \frac{m^* c}{e \tau H_{c_2}} V_{T_x} \quad 18$$

Substituindo as expressões 16 e 18 em 13, temos:

$$E_y = - \frac{1}{c} \frac{H}{H_{c_2}} V_{T_x} H$$

$$E_x = - \frac{1}{c} \frac{m^* c}{e \tau} V_{T_x} \frac{H}{H_{c_2}}$$

Logo:

$$E_y = - \frac{1}{c} \frac{H^2}{H_{c_2}} V_{T_x} \quad 19$$

$$E_x = - \frac{m^*}{e \tau} \frac{H}{H_{c_2}} V_{T_x} \quad 20$$

Como $V_{T_x} = - \frac{1}{ne}$ teremos:

$$E_y = \frac{1}{c} \frac{H^2}{H_{c_2}} \frac{J_x}{ne} \rightarrow \frac{E_y}{J_x} = \frac{1}{nec} \frac{H^2}{H_{c_2}} \quad 21$$

$$E_x = \frac{m^*}{e\tau} \frac{H}{H_{c_2}} \frac{J_x}{ne} \rightarrow \frac{E_x}{J_x} = \frac{m^*}{ne^2\tau} \frac{H}{H_{c_2}} \quad 22$$

Como $\frac{E_x}{J_x} = \rho_x$ e $\frac{E_y}{J_x} = \rho_y$, definido por 4, e

$\frac{m^*}{ne^2\tau} = \rho(H_{c_2})$, a resistividade do estado normal, vem:

$$\rho_y = \frac{1}{nec} \frac{H^2}{H_{c_2}} \quad \text{ou}$$

$$\rho_y = R \frac{H^2}{H_{c_2}} \quad 23$$

onde $R = \frac{1}{nec}$, \bar{e} o coeficiente de Hall

e

$$\rho_x = \rho(H_{c_2}) \frac{H}{H_{c_2}} \quad 24$$

que são as resistividades transversal (Hall) e longitudinal devido ao movimento das linhas de fluxo.

O ângulo de Hall pode ser obtido com auxílio de 19 e 20 de acordo com a equação 10,

$$\text{tg}\theta = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\frac{1}{c} \frac{H^2}{H_{c_2}} V_{T_x}}{\frac{m^*}{e\tau} \frac{H}{H_{c_2}} V_{T_x}}$$

$$\text{tg}\theta = \frac{e}{m^*} \frac{\tau}{c} H \quad 25$$

Como podemos observar 25 \bar{e} a mesma que 11, ou seja, o ângulo de "Hall", nesta teoria, \bar{e} o mesmo que aquele do estado normal e nenhuma mudança brusca deve ocorrer na dependência de θ com o campo, quando o campo aplicado passar pelo valor do campo crítico superior H_{c_2} .

NOZIÈRES e VINEN - N.V. (8) em sua teoria tem

criticado as suposições fundamentais e sugerido algumas modificações nas forças do modelo de BARDEN e STEPHEN; desenvolvem uma alternativa que, embora produza o mesmo resultado que Barden e Stephen encontraram para a resistividade longitudinal, dá um valor de θ independente do campo aplicado e igual ao valor de θ , quando $H = H_{C_2}$.

As expressões seguintes mostram o resultado desta teoria:

$$\rho_x = \rho(H_{C_2}) \frac{H}{H_{C_2}}$$

$$\rho_y = R H \quad 26$$

$$\text{tg}\theta = \frac{e \tau}{m^* c} H_{C_2} = \text{constante}$$

N O T A S :

A força lateral sobre a linha de fluxo é extremamente importante em todos os tipos de processo em supercondutores. Ela é, algumas vezes, tomada como uma força MAGNUS, quando os efeitos mostram uma certa semelhança com o efeito MAGNUS da aerodinâmica. De outro lado, esta força exercida sobre o fluxo pode ser considerada, igualmente bem, como uma força eletrodinâmica, como a descrita por AMPERE, ou, como um efeito da força de LORENTZ sobre os elétrons. Esta mesma força é a responsável pela criação dos vórtices.

As considerações anteriores também se aplicam à força de atrito viscoso, no mínimo, onde o amortecimento é causado por "eddy currents" geradas pelo movimento das linhas de fluxo. Analizando-se localmente, $\frac{dB}{dt} \neq 0$ por causa do movimento de fluxo, havendo assim um campo elétrico giratório

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{dB}{dt}$$

gerando assim pequenas "eddy currents". São estas correntes, que passando através dos núcleos normais das linhas, produzem dissipações de energia. Se as linhas de fluxo forem aprisionadas, a corrente aplicada passará então completamente fora do núcleo da linha, mas, se elas se movem, a corrente de transporte "corrigida" pelas "eddy currents" passarão através do núcleo do vórtice. Esta situação esclarece como a resistência -

normal do material determina o comportamento da resistência no estado misto, como o expresso nas equações 24 e 25, ou seja:

$$\rho_f = \rho_n \frac{H}{H_{c2}}$$

aqui, ρ_f é a resistividade devida ao movimento de fluxo

ρ_n é a resistividade no estado normal

$\frac{H}{H_{c2}}$ pode ser visto como a fração do volume da amostra ocupada pelos núcleos normais dos vórtices.

Contudo as considerações anteriores, devido a Bardeen-Stephen (7), não são as únicas e pelo menos dois outros mecanismos de dissipação de energia ocorrem (9).

Um, devido a Tinkan (10), se refere ao fato que há um tempo finito ζ de relaxação do parametro de ordem, portanto quando o vórtice se movimenta o valor do parametro de ordem - em cada ponto difere do valor de equilíbrio por uma quantidade proporcional a ζ e V_L (velocidade da linha).

As perdas devidas a esse mecanismo são da ordem de grandeza daquelas do modelo anterior.

Um outro modelo, devido a Clem (11) é baseado na suposição que existe uma dissipação de energia adicional, - determinada por um gradiente local de temperatura próximo ao núcleo do vórtice em movimento.

3. Comportamento do Ângulo de "Hall"

As primeiras tentativas de observação do efeito "Hall" em supercondutores não tiveram sucesso (ver tabela 1) KAMERLINGH e HOF (12) procuraram pelo efeito em Sn e Pb, enquanto que LEWIS (5,13), JAGGI e SOMMERHALDER (6), 30 anos depois, pesquisaram em V e Hg, Pb e Sn, respectivamente. Em cada caso, nenhum efeito detetável foi observado. O mesmo resultado ocorreu para a primeira tentativa de observar o efeito em supercondutores do Tipo II, quando SCHINDLER e GILLESPIE (14) tentaram medi-lo numa liga $Nb_{0,75} Zr_{0,25}$.

As primeiras observações bem sucedidas, parecem terem sido aquelas feitas quase que simultaneamente, por

NIESSEN e STAAS (15) e REED e outros (16). Em cada caso foi mostrado que o campo de "Hall" existiu, tanto no estado intermediário dos supercondutores do Tipo I, quanto no estado misto dos do Tipo II. NIESEN e STAAS (15) observaram-no numa liga $Nb_{0,50} Ta_{0,50}$ (tipo II) e em Pb (tipo I), enquanto REED e outros (16), observaram-no em Nb (tipo II) e In (tipo I). Outras observações subsequentes são sumarizadas na Tabela 1.

A fig. III.2 mostra o tipo de dependência do ângulo de "Hall" com a intensidade do campo magnético \vec{H} para supercondutores do tipo II. No estado normal θ_m^* varia linearmente com \vec{H} . Para um material impuro, fig. III.2.a, quando \vec{H} decresce abaixo de H_{c2} (estado misto), o ângulo de "Hall" pode, ou aumentar (como o observado em PbBi (17), PbIn (17), TiMo (18) e NbTa (15,19)), ou diminuir (como o observado em NbZr (10)), incluindo até uma mudança de sinal. Esta mudança de sinal tem sido observada em ligas Pb In e também em algumas amostras de Nb e V impuros (17, 21, 22, 33 e 34) - figuras III.2.c e III.2.d.

Para mais baixas temperaturas e para pequenos valores do campo, θ_m mostra uma dependência sobre a densidade de corrente na amostra (linhas pontilhadas da Fig. III.2.a). Isto foi observado nos primeiros resultados obtidos para Nb, os quais são ilustrados na Fig. III.2.b, embora aparentemente não noticiados em estudos correspondentes em $Nb_{0,5} Ta_{0,5}$. Entretanto, as últimas investigações (19, 23) em várias ligas Nb Ta submetidas a diferentes tratamentos térmicos, mostraram que este comportamento resulta, provavelmente, dos efeitos de aprisionamento de fluxo e movimentos dirigidos das linhas para baixas temperaturas.

A menos que a densidade de corrente na amostra seja suficiente⁴ larga ou a temperatura suficientemente alta, os efeitos de aprisionamento de fluxo e movimentos dirigidos, podem manifestarem-se desfavoravelmente (17,24) nas voltagens longitudinais e transversais, medidas no estado misto. Nas primeiras, produzem declives, na dependência com \vec{H} próximo de H_{c2} , junto com oscilações na voltagem transversal correspondente. A ausência destas características pode ser usada como uma indicação de que a amostra está livre de aprisionamento e estruturas (23) capazes de dirigir as linhas de fluxo. Para remover as fontes de tais efeitos são

* θ_m - Ang. de Hall medido

necessários excelentes tratamentos térmicos para inativar os vários mecanismos internos, e uma cuidadosa preparação da superfície, para evitar corrugações ao longo das quais o fluxo pode ser dirigido.

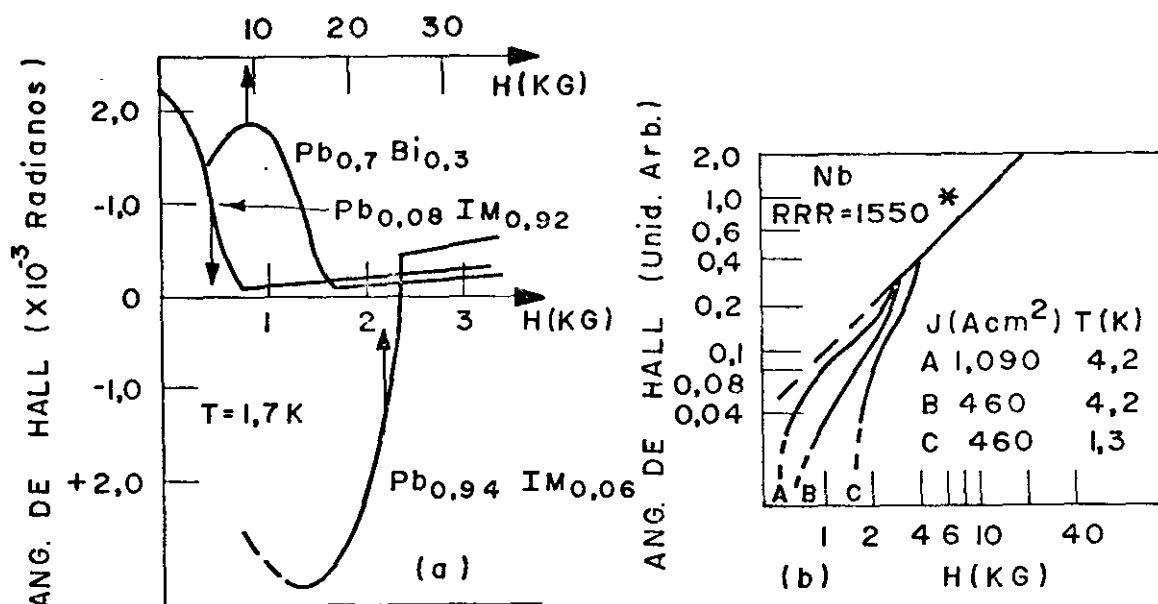


Fig. III.2 - a) Ângulo de "Hall vs intensidade de campo para ligas InPb e PbBi para 1,7 K. A densidade de corrente é cerca de $3.000 A/cm^2$ em cada caso (Dados de Weijserfeld (21)).

b) Observações do Efeito "Hall" no Nb (Dados de REED e outros (16)).

Assim, a dependência aparente de θ_m com a densidade de corrente, observada por exemplo, nos dados da Fig. III.2.b, é uma manifestação dos efeitos de aprisionamento de fluxo. NIESSEN e outros (15, 23) observaram que, para amostras de $Nb_{0,5} Ta_{0,5}$, muito bem tratadas térmicamente, θ_m foi relativamente insensível com a densidade de corrente, decrescendo com o aumento de \vec{H} , sendo sempre maior do que o valor extrapolado do estado normal (contrário, portanto, ao descrito na Fig. III.2.b).

Uma comparação mais direta com os dados de REED e outros (16), vem de um experimento de FIORY e SERIN (25) em Nb. Eles libertaram o movimento dos vórtices no estado misto

do Nb, aplicando um campo magnético oscilante, sobre o experimento do efeito "Hall" usual. Com esse campo oscilante ligado, a dependência de θ_m com \vec{H} no estado misto, foi indistinguível daquele do estado normal, sugerindo que o comportamento do estado normal $\bar{\theta}$, talvez, o limite da tendência observada anteriormente por REED (16) e ilustrada na Fig. III. 2. b; quando a densidade de corrente \bar{j} aumentada, o efeito de aprisionamento de fluxo \bar{j} progressivamente reduzido e θ_m no estado misto, aproxima-se do valor extrapolado do estado normal.

Os resultados de FIORY e SERIN (25), obtidos para Nb com RRR = 3.000, são que agora, com densidade de corrente altíssima, sugerem que para uma corrente de elétrons \vec{j} , ao longo da direção \vec{x} e Campo magnético \vec{H} na direção \vec{z} , a resistividade longitudinal e a transversal, são idealmente dadas, respectivamente, por:

$$\rho_x = \frac{B}{H_{c_2}} \rho_x(H_{c_2}) \quad A$$

e

$$\rho_y = R B \quad B$$

onde B é a indução magnética e R é o coeficiente de Hall, do estado normal. Estas relações implicam que no estado misto, θ_m é dado por:

$$\text{tg } \theta_m = \text{constante} = \text{tg } \theta(H_{c_2}) \quad C$$

onde $\theta(H_{c_2})$ é o valor de θ do estado normal, para o campo crítico superior. Estes resultados, acredita-se, sejam típicos para o caso em que o movimento de fluxo é livre e os efeitos de dirigibilidade são desprezíveis. Esta condição foi atingida experimentalmente (25), empregando-se altas densidades de corrente, cerca de 11.000 A/cm² (uma ordem de grandeza maior do que aquela usada nos experimentos da Fig. III.2.b).

Resultados de MAXFIELD (26) obtidos por experimentos de RESSONÂNCIA HELICOIDAL* (27), sobre uma amostra tendo RRR = 11.000, também mostraram o comportamento expresso pelas equações A, B e C. Porém, os resultados de REED e outros (16) - Fig. III.1.b - RRR = 1.500; DRUYVESTYEM e outros (28), RRR = 4.100; SLETTENMARK e outros (29), RRR=10.000, indicaram uma dependência de θ com \vec{H} , no estado misto.

1

* ver apendice I

SLETTENMARK e outros (29), numa tentativa de explicar os resultados de MAXFIELD, que naquela época pareciam anômalos, determinaram θ_m por um experimento DC convencional e por um com ondas helicoidais. Encontraram uma semelhança qualitativa, para a dependência de θ_m com \vec{H} , para densidades de corrente suficientemente altas. Encontraram, porém, uma diferença entre a dependência de θ_m com a densidade de corrente, obtida pelas diferentes técnicas. O ângulo de "Hall" DC foi identificado como dependente da corrente - até o mínimo de 1.200 A/cm^2 , enquanto que o obtido pela técnica de ondas helicoidais, foi aparentemente independente da densidade de corrente, para valores acima de 100 A/cm^2 . DRUYVESTYM e outros (28) encontraram anteriormente, para um experimento DC, que θ_m tornava-se independente da densidade de corrente, para valores acima de 1.000 A/cm^2 .

Parece, entretanto, que destes resultados e aqueles da Fig.III.2.b., para baixas temperaturas, a dependência de θ_m com a densidade de corrente, para o estado misto do nióbio, satura, para uma densidade de corrente suficientemente alta, com valores que presumivelmente, são funções da pureza da amostra.

Os resultados de Van Beelen e outros (33) para Nb impuro, Fig.III.2.c e os de N. Ussui (22 e 34) para V, Fig.III.2.d também mostram, uma dependência de θ_m com a densidade de corrente como descrito anteriormente, mas a dependência de θ_m com \vec{H} , embora seja semelhante a aquelas da Fig.III.2, mostram para algumas amostras uma mudança de sinal. Essa mudança não se sabe ainda se é devido a efeitos estranhos, por exemplo, aprisionamento das linhas de fluxo, ou a uma real mudança da mobilidade dos portadores de corrente no estado misto.

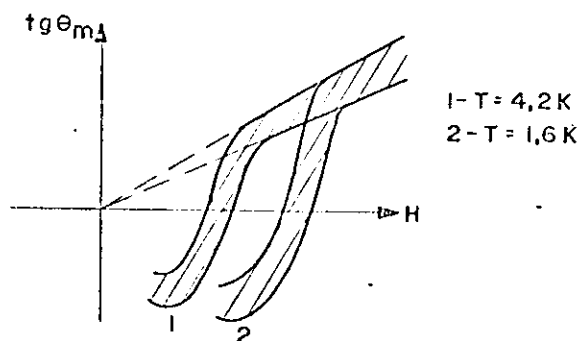


Fig.III.2.c: $\text{tg } \theta_m \times H$ para Nb $\text{RRR} \approx 27$. A area sombreada refere-se a j entre 4×10^3 e 10^4 A/cm^2 - Dados de Van Beelen e outros (33)

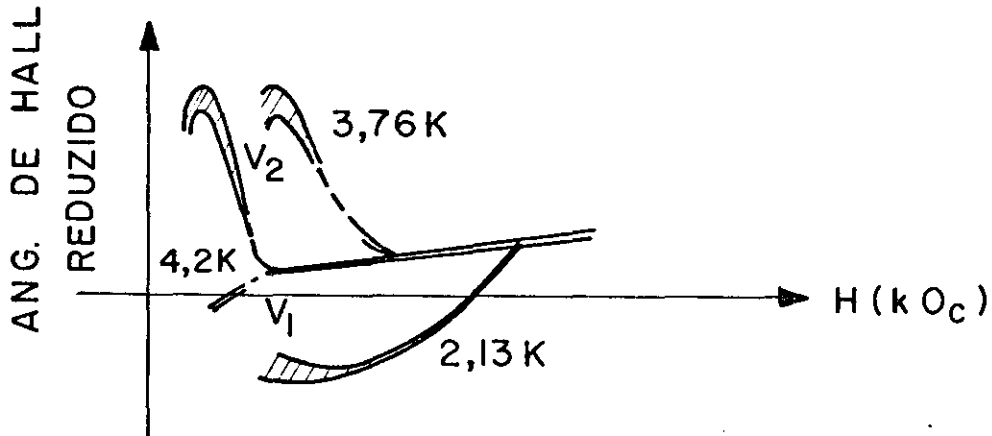


Fig. III.2.d - $\frac{\text{tg } \theta_m (h)}{\text{tg } \theta_m (l)} \times \frac{H_{c2}}{H_{c2}(0)}$ para

vanádio - $h = \frac{H}{H_{c2}}$

A area sombreada significa j entre 580 e 2.130 A/cm² para uma amostra V_1 e 88 e 512 A/cm² para outra amostra V_2 . Dados de N.Ussui e outros (22 e 34).

4 . Conclusões

Nos itens anteriores pudemos verificar, que uma corrente elétrica aplicada no estado misto dos supercondutores do tipo II, ocasiona o aparecimento de uma resistência elétrica e Efeito "Hall" devido ao movimento das linhas de fluxo.

De acordo com as teorias de Barden e Stephen Nozieres e Vinen, e com os resultados experimentais descritos no item "3", podemos resumir a variação de θ_m com o campo magnético aplicado, através do gráfico da p.18; onde:

- a - Teoria de Bardeen-Stephen (7)
- b - Teoria de Nozières-Vinen (8)
- c - Experimental para ligas (15, 17, 18, 19)
- d - Experimental para Nb.

Tecnica DC : $j = 460$ e 1.090 A/cm² (16)

$j = 1.160$ e 1.930 A/cm² (25) e $j = 400$ e 1200 A/cm² (29)

Tecnica Helicoidal: com $j = 2.000$ A/cm² (29)

- e - Experimental para Nb
 Tecnica DC - $j = 11.000 \text{ A/cm}^2$ (25)
 Tecnica Helicoidal - $j = 100 \text{ A/cm}^2$ (26)
- f - 1) Experimental para Nb
 Tecnica DC = j entre 4.000 e 1.000 A/cm^2 (33)
 2) Experimental para V e algumas ligas
 (17, 21, 22 e 34)

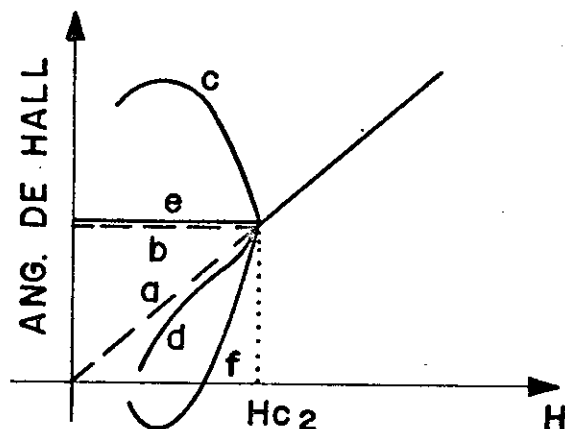


Fig.III.3 - Comportamento do ângulo de "Hall"

Como podemos observar, não existe uma clara concordância entre as duas teorias. Contudo, a diferença entre os dois modelos, talvez não seja muito grande, pois, como foi anotado por FIORY e SERIN (21, 25) se no modelo de BARDEN-STEPHEN o campo no núcleo normal do vórtice for tomado como H_{c2} , haverá concordância entre as teorias.

De outro lado, porém, essa concordância não persiste entre as TEORIAS e os RESULTADOS EXPERIMENTAIS, principalmente no que se refere às ligas (curva "c" da fig.III.3). A incapacidade de ambas as teorias, a de BARDEN-STEPHEN e a de NOZIÈRES-VINEN, poderem explicar completamente todos os dados, tem ensejado a muitos pesquisadores (17, 30 e 31) a desenvolverem alternativas para os respectivos modelos. A situação entre tanto, não sofre alterações, não se tendo ainda qualquer confirmação definitiva de qualquer modelo particularmente viável e eficiente.

As dificuldades concentram-se em duas circunstâncias igualmente importantes; a primeira relacionada com a clara insuficiência de determinadas dependências da resistividade de fluxo (ρ_f), como, a temperatura, campo magnético e fatores metalúrgicos, e, a segunda, pela inadequada interpretação dos dados experimentais, o que sempre é feito em compara-

ção com as teorias tipicamente elaboradas para supercondutores completamente puros.

Está claro, portanto, que uma explicação completa de todos os dados é ainda uma questão aberta.

IV - Objetivos dos trabalhos dessa natureza

Visto que um material no estado supercondutor pode transportar corrente elétrica sem dissipação de energia, as aplicações tecnológicas disso são enormes e surpreendentemente vantajosas.

Como já pudemos constatar, essa dissipação é completamente nula quando o material supercondutor se encontra no estado MEISSNER. Nos supercondutores do tipo I esse estado é destruído por relativamente baixos valores do campo aplicado. Por outro lado, nos supercondutores do tipo II, esse campo pode atingir valores altos, sem contudo, destruir a supercondutividade. Um exemplo prático da excelente aplicação do fenômeno está na produção de magnetos supercondutores capazes de atingir algumas centenas de KiloGauss.

Nos supercondutores do tipo II, como já visto, a dissipação de energia só ocorrerá, quando o supercondutor estiver no estado misto ($H_{C_1} \leq H \leq H_{C_2}$) e as linhas de fluxo estiverem em movimento.

Embora o campo magnético associado a uma corrente que flui num supercondutor do tipo II, possa exceder H_{C_1} , só haverá movimento das linhas de fluxo, quando a força de arrasto originada pela corrente, exceder as forças de retenção, causadas, como já foi dito, por defeitos no material. Necessário se faz, portanto, um conhecimento profundo desses mecanismos de retenção ou aprisionamento, e isso só é possível, com um estudo detalhado do movimento das linhas no estado misto em função dos diversos parâmetros. Somente assim conseguir-se-á determinar quais os parâmetros que podem ser trabalhados a fim de que se possa aumentar as possibilidades tecnológicas dos supercondutores.

Neste trabalho objetiva-se particularmente, a construção de um sistema capaz de medir as voltagens geradas pelo movimento das linhas de fluxo, bem como um estudo da variação dessas voltagens com alguns parâmetros básicos, tais como, campo magnético, densidade de corrente, condições

metalúrgicas das amostras, etc. Paralelamente, com o aperfeiçoamento teórico e o apuro da capacidade técnica, será possível a ampliação dos conhecimentos nessa área, aperfeiçoamento dos recursos materiais, maior rigor e precisão nas mensurações, e, conseqüentemente, melhores condições para o entendimento dos importantes fenômenos da supercondutividade.

Tabela 1. Efeito Hall em alguns supercondutores (24)

Supercondutor	Temperatura K	Observações	Referências
Pb, Sn	2,8 - 4,2	Nenhum efeito observável	12
V	1,5 - 4,2	Nenhum efeito observável	13
Pb	2,0 - 4,2	Nenhum efeito observável	06
Sn	2,0	Nenhum efeito observável	06
Hg	2,0 - 4,2	Nenhum efeito observável	06
Nb _{0,75} Zr _{0,75}	4,2	Nenhum efeito observável	14
		T i p o I	
Pb	1,3 - 4,2	Voltagem de Hall sempre menor do que o valor extrapolado do estado normal	15
In	1,38	Comportamento qualitativo de θ_m semelhante ao observado acima, em Pb	16
In, Sn	~ 1,7	Dedução de que o efeito $\bar{\theta}_m$ é positivo em In e negativo em Sn. $\text{tg } \bar{\theta}_m$ é mostr _u do como função de H_C^2 reduzido	32
		T i p o II	
Nb _{0,5} Ta _{0,5}	1,3 - 4,2	θ_m aumenta com H decrescendo abaixo H_{C2}	15
Nb _x Ta _y	-	y variando de 0,05 a 0,9; estuda a influência de retenção e movimento dirigidos das linhas de fluxo	19, 24
Pb _x In _y	1,7	y variando 0,60 a 0,94 - resultado mostrado na figura III.2a	17, 21, 33
Pb _{0,7} Bi _{0,3}	1,7	Resultados da figura III.2a	17, 21, 33
Nb	1,3 - 4,2	Resultados figura III.2b; RRR = 1550; tecnica DC	16
Nb	4,2	θ_m independente do campo no estado misto; RRR = 11.000; Metodo Helicoidal	26
Nb	4,2	Compara resultados entre os metodos DC e Helicoidal; RRR = 4.100; deta - lhes no capitulo	28

Tabela 1. Efeito Hall em alguns supercondutores (24)

Supercondutor	Temperatura K	Observações	Referências
Nb	4,2	Estuda efeitos de liberação das linhas de fluxo no estado misto , RRR = 3.000. Metodo DC, com campo AC para liberação das linhas	25
Nb	1,7 - 4,2	Estuda o comportamento de θ_m em amostras impuras, RRR = 27. Verifica uma mudança de sinal em θ_m metodo DC	33
Nb	-	Metodo DC e Helicoidal. RRR = 10.000. θ_m dependente do campo como no estado normal.	29
V	2,13 - 4,2	Dependência de θ_m com o campo variável com a pureza da amostra. Mudança de sinal, em θ , para amostras impuras RRR - 15 - 7: Metodo DC	22, 34
Ti _{0,84} Mo _{0,16}	1,2	tg θ_m muito maior no estado misto do que no estado normal	18
Nb _{0,99} Zr _{0,01}	4,2	θ_m sempre menor do que o valor correspondente extrapolado do estado normal	20

PARTE EXPERIMENTAL

V - Introdução

De posse das informações básicas e delineados os objetivos gerais, partiu-se para a montagem de um conjunto instrumental capaz de medir, com segurança e precisão, as baixíssimas voltagens geradas pelo sistema, e, ainda, para a confecção das amostras do material supercondutor a ser utilizado.

Os supercondutores do Tipo II são na sua maioria ligas. Como já verificado o efeito Hall em ligas é fortemente influenciado quando ocorrem mudanças na concentração - (mesmo em pequenas proporções) de um dos elementos. O estudo em um elemento seria, portanto, o mais indicado, pois não teríamos a influência do ligamento. Dentre os poucos elementos que são supercondutores do tipo II, o Nb é o que oferece melhores condições, pois além de ser o de maior utilização pelos pesquisadores (pelo menos até o momento) ele é facilmente produzido em nossos laboratórios.

Contando com uma já bastante significativa bibliografia e numerosas informações sobre o seu comportamento em grande variedade de condições e, principalmente, sobre suas características de pureza, teríamos meios de avaliar a precisão de funcionamento do nosso sistema, seu grau de confiabilidade e segurança e possibilidades de evolução da pesquisa.

VI - Amostra; contatos elétricos e suporte

1. Preparação de amostras

Barras cilíndricas de Nb foram obtidas em um forno de feixe eletrônico. Dessas barras foram cortadas placas de várias dimensões que, após terem sido laminadas, produziram fitas de diversos comprimentos e larguras, com espessuras diversas, porém, sempre inferiores a 100 microns. Com essas fitas coladas entre barras de cobre (Fig. VI.1.a,b) obteve-se as amostras na forma final (Fig.VI.2), cortando-as com auxílio de um torno mecânico.

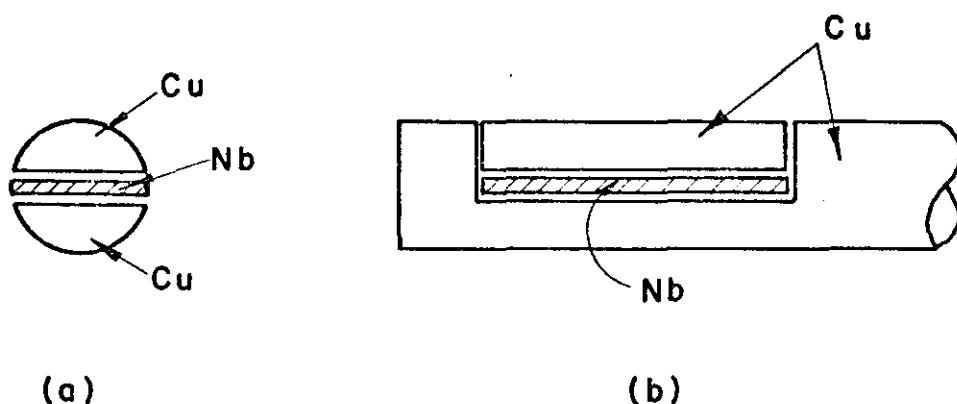


Fig. VI.1 - Vista do "sanduiche" de Nb e Cu prontas para o corte
 a) vista frontal; b) vista lateral

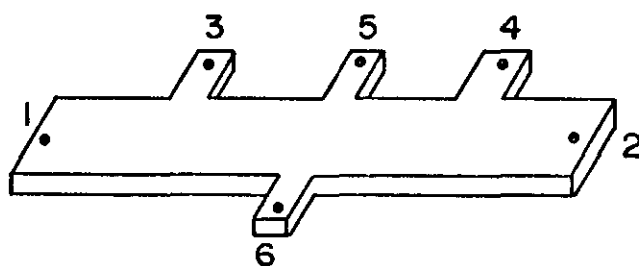


Fig. VI.2 - Geometria final da amostra

As razões de utilização das amostras na geometria da Fig. VI.2, serão justificadas quando da discussão dos contatos elétricos.

Prontas as amostras, foram elas submetidas a tratamentos térmicos diversos, sob controle de tempo e temperatura, em vácuo melhor do que 10^{-6} mmHg. Esses tratamentos, além de reduzirem a quantidade de gases no Nb, reduzem também a densidade de deslocamentos e quantidades de subestruturas, desativando, em parte, os mecanismos que aprisionam as linhas de fluxo. Realizamos estes tratamentos submetendo a amostra a altas correntes elétricas.

2. Contatos elétricos

Como já se teve oportunidade de observar, as tensões geradas pelo movimento das linhas de fluxo, são

demasiadamente pequenas - cerca de 10^{-7} volts - e, conseqüentemente, difíceis de serem medidas sem que sejam tomadas precauções especiais.

A inadequação dos contatos é fonte de dois tipos de erros, ambos provocados por perturbações na distribuição de corrente na amostra (27); um, devido aos contatos dos eletrodos de corrente, outro, devido aos contatos dos eletrodos de medida.

No primeiro caso, se a resistividade elétrica dos eletrodos de corrente é comparável ou menor do que a da amostra, o campo de "Hall" pode produzir correntes circulares prejudiciais; no segundo caso, a perturbação é produzida pelos eletrodos laterais empregados na medida das tensões transversais (Hall) e longitudinais, provocando desvios de corrente e prejudicando o paralelismo das linhas de corrente.

Esses efeitos têm sido discutidos por vários autores e foram revistos por JAN (35). A melhor solução para minimizar os efeitos de perturbação de corrente pelos contatos dos eletrodos de corrente é proposta por ISENBERG (36) - estabelecendo uma relação entre o comprimento e largura da amostra, maior do que cinco, o que garante o citado paralelismo.

Por outro lado, a redução significativa do erro introduzido pelos contatos dos eletrodos de medida é conseguida se se fizer os terminais com fios finíssimos. É contudo, um procedimento um tanto inviável na prática, uma vez que qualquer método utilizado para a fixação (solda, pressão, etc.), irá causar uma variação na espessura média da amostra, parâmetro que aparece nos cálculos do Coeficiente de "Hall".

A solução para esse problema é a utilização de amostras dotadas de pequenas aletas, extensões do próprio material, sem solução de continuidade, de comprimento conveniente, onde são feitas as devidas conexões. Deve-se ressaltar, também, que essas tiras devem manter uma relação comprimento/largura de, no mínimo, igual a duas vezes e meia, como o demonstrado por DURAND (37).

Tais providências visam, conforme se afirmou, a minimizar os efeitos dessas correntes parasitas, reduzindo as a níveis tanto quanto possível, desprezíveis. Na prática elas sempre aparecem.

Pelas razões expostas, nossas amostras foram cortadas na geometria da Fig. VI.2. Os contatos de corrente são feitos nos extremos da amostra, terminais 1 e 2; nos terminais 3 e 4 são conectados os eletrodos de medida das voltagens longitudinais e nos terminais 5 e 6, os eletrodos de medida das voltagens transversais.

A amostra foi montada entre duas placas circulares de "celeron" com 24 mm de diâmetro, tendo, uma delas, uma janela que permite o contato da amostra com o banho de hélio líquido, no qual deverá ficar imersa.

3, Suporte da amostra

A Fig. VI.4 mostra o arranjo utilizado como suporte da amostra.

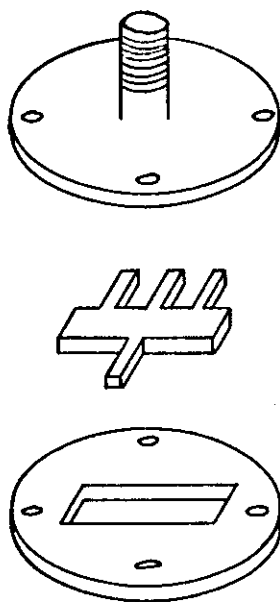


Fig. VI.4 - Arranjo utilizado como suporte da amostra. Esta é pressionada contra os contatos colados na placa superior de celeron.

Alguns cuidados especiais devem ser tomados com relação a esse suporte. Um deles é quanto à fixação dos fios de cobre dos contatos elétricos, pois se eles não estiverem rigidamente presos ao longo de sua extensão, eles poderão vibrar devido às forças originadas sobre eles pela

passagem da corrente, na presença de um campo magnético, ou devido a vibrações mecânicas exteriores produzidas pelas bombas do sistema de vácuo.

Outro cuidado importante é que os fios não devem ter emendas em nenhum ponto, desde a amostra até o sistema de medidas. As soldas - podem produzir tensões devido a diferenças nas potências termoelétricas dissipadas ou devido a diferenças de temperatura em cada lado da junção. Esta última ocorreria em maior grandeza na saída dos fios para fora do criostato, principalmente se se usa o processo de terminais.

VII - Arranjo experimental

O arranjo experimental utilizado consiste de duas partes distintas; uma, criogenica, responsável pela produção de baixas temperaturas e outra, referente ao painel de instrumentos, responsável pelas medidas das tensões.

A. Criogenica

O estado supercondutor da amostra é atingido quando a temperatura é inferior do que a sua temperatura crítica ($Nb - T_c = 9,2 \text{ K}$). Isto se consegue mantendo a amostra num banho de hélio líquido ($T = 4,2 \text{ K}$), num criostato. Um resfriamento prévio se faz necessário, e, para isso, nitrogênio líquido ($T = 77 \text{ K}$) é mantido na parte exterior do criostato, cujas paredes estão isoladas do meio ambiente por vácuo.

O vácuo é produzido por um sistema que consiste basicamente de uma bomba mecânica, uma bomba difusora e um "trap".

Uma bobina de fio de cobre, especialmente construída para esse trabalho, é a responsável pela produção do campo magnético na amostra. Seu diâmetro interno é de 25 mm e a região de campo uniforme é de 50 mm. Ela se encontra presa ao rabo do criostato e o conjunto é imerso num "Dewar" contendo nitrogênio líquido, cuja finalidade é a refrigeração da bobina.

B. Medidas

As medidas são tomadas por método DC convencional, onde, o aparelho central é um Nanovoltmetro modelo 148, da Keithley, com uma sensibilidade de $2 \times 10^{-7} \text{ V}$, cujo sinal de saída é inserido no eixo "y" de um registrador "x - y" (HP, modelo 7004B). Um sinal proporcional à corrente que circula através da bobina produtora do campo magnético, é inse-

rido no eixo "x" do registrador.

Uma fonte de corrente (PHILIPS, modelo PE 1520) fornece as correntes de excitação da amostra.

A bobina produtora de campo magnético é alimentada, quando imersa em nitrogênio líquido, no "DEWAR", com correntes de até 20 A, o que produz um campo da ordem de 3,2 Kg, correspondendo assim a 160 G/A. A fonte de corrente utilizada é o modelo TCA 40-50 da TECTROL.

Para evitar voltagens induzidas nos pequenos anéis formados pelos fios dos contatos, as medidas foram tomadas com campo magnético estático.

VIII - Resultados e análises

1. Características das amostras

As amostras utilizadas são todas policristalinas e suas características principais estão reunidas na tabela "2".

As amostras foram sempre dispostas perpendicularmente ao campo magnético e após terem sido resfriadas abaixo de sua temperatura crítica (9,2 K), foram tomadas medidas $V_{//}$ e V_{\perp} como função do campo magnético, para algumas densidades da corrente de transporte, sempre na temperatura de 4,2 K. As correntes foram no máximo de 6 A, limite imposto pelo equipamento disponível. As voltagens de "Hall", V_H , foram obtidas de quatro diferentes V_{\perp} :

$$V_H = \frac{1}{4} \left[V_{\perp} (H_+ I_+) + V_{\perp} (H_- J_-) - V_{\perp} (H_+ J_-) - V_{\perp} (H_- I_+) \right] \quad 27$$

onde os sinais + e - correspondem às quatro permutações nas direções de " \vec{J} " e " \vec{H} ". Este procedimento será justificado no decorrer das análises de resultados.

As voltagens longitudinais não apresentaram mudanças consideráveis quando dessas quatro permutações. Medidas $V_{//}$ x H e V_{\perp} x H (onde V_{\perp} é o V_H da exp. 27) para algumas densidades de corrente são mostradas nos gráficos I.1, II.1, III.1 e I.2, II.2, III.2, respectivamente.

Com estas curvas e com os dados da Tabela "2" obtivemos a variação de $\frac{E_{\perp}}{E_{//}}$, ou seja, a tangente do ângulo de "Hall" com o campo magnético. Essa variação é mostrada nos gráficos I.3,

Tabela 2 - Características das amostras

	Comprimento Largura Espessura (mm)	Distância entre os contatos de resistividade (mm)	Tratamento têrmico	$RRR = \frac{R \text{ 300 K}}{R \text{ 4,2 K}}$
Nb 1	20 3,1 0,08	10	1.500 ^o C - 3h	24
Nb 2	20 3,06 0,1	10	1.900 ^o C - 4h	7
Nb 3	20 2,9 0,09	10	1.400 ^o C - 3h	5
<p><u>OBSERVAÇÕES:</u> O tratamento t\bar{e}rmico na amostra Nb-2 foi feito com a mesma entre placas de tungst\bar{e}nio; na Nb-3 foi utilizado um cadinho de Nb; na amostra Nb-1, foi ela presa aos terminais de corrente do forno.</p>				

Daqui para frente analisaremos nossos resultados em termos de tangente do angulo de "Hall", para tal, tr \bar{e} s regi \bar{o} es distintas devem ser analisadas: a regi \bar{o} do estado normal - ($H > H_{C_2}$), a regi \bar{o} do estado misto ($H_{C_1} < H < H_{C_2}$) e a regi \bar{o} de transi \bar{c} o, em que H \bar{e} pr \bar{o} ximo de H_{C_2} .

2. Apresenta \bar{c} o

A. Estado normal

Como j \bar{a} calculado, deveriamos esperar que o \bar{a} ngu-
lo de "Hall", no estado normal, ou a tangente, (pois trataremos
sempre com pequenos angulos) variasse linearmente com " \bar{H} ",

pois $\text{tg}\theta = \frac{e \tau}{m^* c} H$ e o prolongamento dessa reta deveria passar pela origem. Em nossos resultados estas predições sã acontecram em parte, como por exemplo, para as duas mais altas densidades de corrente na amostra Nb-1, gráfico I.3. Embora a variação pronuncia-se como linear, o prolongamento das retas não passa pela origem. Pode-se atribuir isto ao fato de que o comportamento do estado normal não tenha sido ainda muito bem caracterizado (maior numero de pontos), devido as limitações de nosso equipamento.

Por essas razões é que θ_m , no estado normal, nas amostras Nb-2 e Nb-3, gráficos II.3 e III.3, apresentam incoerências. Observe-se ainda, que a região da reta que deveria passar pela origem, quando extrapolada, ainda não foi atingida.

B. Estado Misto

Amostra Nb-1 - RRR ~ 24 - Gráfico I.3

Nessa amostra podemos observar que quando " H " decresce abaixo de H_{c2} , após a transição, θ_m decresce continuamente e muda de sinal para um certo valor do campo.

Para campos baixos a curva não foi construída, pois nessa região as voltagens $V_{//}$ e V_{\perp} começam a aparecer e seu quociente não pode ser determinado com precisão.

Quando a densidade de corrente é aumentada, θ_m aproxima-se cada vez mais do valor extrapolado do estado normal, pelo menos na região de campos altos, enquanto que na região de campos mais baixos, um espalhamento nos resultados é observado.

Esse comportamento é idêntico ao já descrito nas figuras III.2.c (Van Beelen e outros) (33), para Nb e figura III.2.d (N. Ussui e outros) (22,34) para V.

Com o que já foi visto lá, podemos concluir que nossos resultados foram afetados por mecanismos de retenção das linhas de fluxo, pois existe uma dependência de θ_m com " J ". Esses mesmos mecanismos, provavelmente, são os que provocam espalhamento nos resultados para baixos campos e podem ser igualmente responsáveis pela mudança de sinal encontrada, embora aqui uma real mudança na mobilidade dos portadores pode ter acontecido. Neste caso particular, entretanto, investigações futuras serão necessárias.

Os mecanismos acima citados poderiam ter sido re-duzidos gradativamente, com o aumento da densidade de corrente. Observando-se o gráfico I.3, poderíamos realmente concluir que se mais altas densidades de corrente fossem usadas, θ_m teria a mesma variação que a extrapolada do estado normal, concordando assim com os resultados de Reed e outros (17), figura III.2.b, e, conseqüentemente, com a teoria de Bardeen e Stephen, embora estas se refiram a materiais ideais.

Amostras: Nb-2 - RRR ~ 7 - Graf. II.3
Nb-3 - RRR ~ 5 - Graf. III.3

Quando a pureza das amostras é diminuída, os efeitos de aprisionamento ou desvios das linhas de fluxo tornam-se mais drásticos, manifestando-se comportamentos dispersivos e incoerentes. Nessas amostras os comportamentos de θ_m com " \vec{H} " e " \vec{j} " foram dos mais variados e discordantes daqueles para o Nb-1.

Vejamos: para Nb-2, Graf. II.3, o ângulo de "Hall" diminui quando " \vec{H} " decresce no estado misto, depois da transição. Uma dependência de θ_m com " \vec{j} " é mostrada, e, embora o estado normal não tenha sido atingido, θ_m parece tender para o valor do ângulo de "Hall" extrapolado do estado normal, quando a densidade de corrente é aumentada.

Na amostra Nb-3, Graf. III.3, o ângulo de "Hall" diminui por valores positivos quando $j = 0,76 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$, mas para $j = 1,2 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$, θ_m aumenta abruptamente, entrando em um comportamento semelhante aos de uma liga, como na Fig. III 2.a.

Quando " j " é aumentada além dos valores acima, - oscilações ocorrem nas voltagens, como, por exemplo, pode ser visto no Graf. III.a.

Estes comportamentos referentes a amostras extremamente impuras, não são mostrados em outras publicações, mas simplesmente citados, conforme visto na pag. 16. Frequentemente eles também são atribuídos a aprisionamento e desvios das linhas de fluxo.

C. Transição - $H \sim H_{C2}$

Os picos irregulares encontrados nessa região se

devem ao chamado "Efeito de pico". Esse efeito é comumente definido como um máximo encontrado na curva de corrente crítica (corrente para a qual o movimento de vórtices se inicia) versus campo magnético (38). Normalmente sua "forma" varia com as condições metalúrgicas da amostra, com o campo magnético aplicado e densidade de corrente, podendo apresentar larguras e alturas das mais variadas.

Maiores detalhes sobre esse efeito são dados no apêndice II.

3. Análise dos resultados

Como já pudemos observar, nossos resultados concordam com os de Van Beelen e outros (33), pelo menos aqueles da amostra Nb-1; de outro lado, efeitos de aprisionamento das linhas de fluxo estiveram presentes, e, mais acentuadamente, nas amostras mais impuras, Nb-2 e Nb-3.

Um entendimento mais claro dos nossos resultados é possível quando consideramos, em detalhes, os efeitos acima citados.

O tratamento desses efeitos recai no estudo da interação entre defeitos do material e a rede de linhas de fluxo.

No estudo dessa interação é de real importância considerar o fato de os centros de aprisionamento serem distribuídos ao acaso no material e a rigidez da rede de vórtices.

Tem sido mostrado (39), que a rigidez da rede de vórtices pode evitar que todos os centros de aprisionamento operem simultaneamente e certamente com uma rede infinita perfeitamente rígida, não teremos efeitos de aprisionamento.

Isto pode ser deduzido de dois diferentes argumentos, os quais levam-nos a modelos teóricos para a interação vórtice-defeito.

Primeiramente podemos ver que se a rede de vórtices é perfeitamente rígida não há possibilidade de uma vibração elástica da rede, portanto não há modo no qual os centros de fixação possam dissipar energia e assim a rede de vórtices se move sem perdas por atrito. Não há força de retenção. Isto levava-nos a um modelo dinâmico no qual o trabalho realizado por forças externas é igualado à energia dissipada na rede.

O segundo argumento se refere ao fato de que, se os centros de aprisionamento são distribuídos ao acaso, eles são também ao acaso com respeito a rēde perfeitamente regular de vórtices. Assim a força que cada centro exerce tem igual "possibilidade" de ser positiva ou negativa e o total de um grande número é zero. Isto levā-nos então a um método estatístico baseado numa soma estatística das interações elementares.

Alēm desses modelos outros são encontrados, mas estes dois são os de maior importância.

No modelo dinâmico nōs computamos a força de fixação, usando conceitos, primeiramente introduzidos por Yamafuji e Irie (40).

A força de aprisionamento dinâmico F_a é encontrada da densidade de potência perdida de aprisionamento $F_a \langle v \rangle$ onde $\langle v \rangle$ é a velocidade média da rēde de vórtices. A potência perdida de aprisionamento é aquela parte da potência de entrada, advinda da força de Lorentz, que é dissipada em flutuações locais da velocidade.

Essas flutuações resultam das tensões elásticas na rēde de vórtices causada por interações das linhas de fluxo com os centros de aprisionamento.

Portanto a potência perdida de aprisionamento pode ser identificada como a taxa para a qual a energia elástica é armazenada na rēde de vórtices.

Baseado nisto podemos escrever:

$$F_a \langle v \rangle = \frac{2\rho E_s (v)}{a_0} \quad 28$$

onde ρ é a densidade dos centros de aprisionamento, E_s é a energia armazenada e a_0 é o parâmetro de rēde das linhas de fluxo.

Uma discussão detalhada desta aproximação e dos conceitos sobre força de aprisionamento dinâmico pode ser encontrada em (41).

O problema então, em se obter F_a se reduz em encontrar E_s . Em geral E_s é dada, para o caso onde a força máxima de aprisionamento de um grupo de centros de fixação \hat{f}_a é excedida, como:

$$E_s = \frac{1}{2} \frac{\hat{f}_a^2}{c} \quad 29$$

onde c é a rigidez apropriada da rede de vórtices, correspondendo ao modo de deformação produzido pela interação.

O problema agora neste modelo é determinar f_a , a qual não pode ser tomada como a soma das forças elementares f_a exercida sobre uma linha de fluxo por um único defeito, pois f_a é a força máxima de aprisionamento de um único defeito e nem sempre as linhas ocupam posições onde essa força é máxima.

Logo, uma soma estatística deve ser feita considerando-se ainda a rigidez da rede e a interação entre as linhas.

Uma soma estatística das forças de fixação foi derivada por Labusch (42). Esta teoria não é fácil de se expressar em termos simples e somente um resumo pode ser dado, como feito por Campbell (43).

Labusch escreve a equação que dá o equilíbrio de um elemento de linha do vórtice sob a ação da força de aprisionamento e da força de arrasto.

Os argumentos estatísticos que seguem, mostram que a força de aprisionamento média pode ser obtida encontrando as forças sobre um elemento de linha "médio", o qual toma todas as posições possíveis com respeito a um centro de aprisionamento médio.

Isto é feito definindo uma função densidade a qual dá a probabilidade de encontrar um elemento de linha médio dentro de uma dada distância de um centro de fixação. Para uma dada força de arrasto a rede de vórtice move-se até que uma posição é encontrada, na qual a força de aprisionamento total é igual a força de arrasto.

Esta derivação estática de Labusch dá o mesmo resultado que o modelo anterior, o que implica que a força de aprisionamento dinâmica e a estática são idênticas.

Entretanto, na prática é impossível o cálculo de E_s e das funções densidade de probabilidades, razão pela qual em nosso trabalho, trataremos a interação vórtice-defeito de forma elementar. Embora esse tratamento não seja também correto ele nos dá com uma boa aproximação, a idéia do movimento das linhas de fluxo na presença de defeitos.

A interação elementar vórtice-defeito será tratada com a ajuda do modelo de Niessen e Weissenfeld (24).

Em materiais não ideais, inhomogeneidades estão presentes e podem produzir variações locais dos parâmetros supercondutores ξ e λ . Isto pode causar variações na energia livre e os vórtices podem ser aprisionados nesses locais.

Geralmente as inhomogeneidades chegam através de deslocamentos, cavidades, contornos dos grãos dos policristais, corrugações e/ou porosidade da superfície, etc.

A resposta de um supercondutor do tipo II a uma corrente de transporte aplicada é bastante complexa. Dependendo do campo magnético, a corrente pode ser distribuída de diferentes maneiras pela amostra, como no caso de lâminas finas (44). A influência de um transporte de corrente sobre um sistema de vórtices tem sido estudada teórica e experimentalmente. Na pesquisa da tensão real de "Hall" no estado misto, outras voltagens são observadas. Entretanto estas não mudam de sinal, como as de "Hall", quando da inversão do campo magnético. Isto tem sido atribuído ao movimento dirigido dos vórtices através uma direção preferencial, devido à irregular distribuição espacial da energia livre. Esta direção preferencial pode ser introduzida quando da laminação das amostras.

A fim de determinarmos a real tensão de "Hall" é importante a eliminação dessas tensões espúrias, justificando-se assim o valor do seu estudo. É o que faremos resumidamente.

A. Movimento dirigido dos vórtices

A força \vec{F}_L sobre um vórtice por unidade de comprimento devido à densidade de corrente aplicada " \vec{J} " é dada pela força de Lorentz:

$$\vec{F}_L = \frac{1}{c} (\vec{J} \times \vec{\phi}_0) \quad 30$$

onde $\vec{\phi}_0$ é um vetor paralelo ao campo magnético aplicado com

uma grandeza igual ao quantum de fluxo. Numa amostra livre de defeitos, os vórtices movem-se sob a ação desta força; - como esse movimento é dissipativo ele está sujeito a uma força de amortecimento F_d .

A velocidade do vórtice aumenta até as duas - forças, \vec{F}_L e \vec{F}_d equilibrarem-se. Como o campo elétrico local e as correntes geradas pelo movimento do vórtice são proporcionais a velocidade \vec{V}_L do vórtice, a força de amortecimento \vec{F}_d é também proporcional a velocidade.

$$\vec{F}_d = - \eta \vec{V}_L \quad 31$$

onde η é determinado pelo vórtice e a condutividade do material no estado normal, e η é a soma dos coeficientes de absorção, devido a cada um dos mecanismos de dissipação de energia, citados na pagina 12.

Na secção II, do Cap. III, um cálculo foi feito para os campos gerados por esse movimento, quando o efeito "Hall" no núcleo do vórtice era considerado, tendo-se, na ocasião, desprezado os efeitos de aprisionamento das linhas de fluxo. Entretanto, em nossos ensaios, utilizando amostras não ideais, eles ocorreram.

Quando a corrente na amostra não é homogênea, a densidade de corrente que age sobre os vórtices não pode ser calculada facilmente (44), podendo ocorrer um mecanismo de amortecimento adicional (40) nos casos onde o aprisionamento se faz presente. Também devido a esse aprisionamento, o número de vórtices pode diferir do número total N de vórtices existentes por unidade de área na amostra ($N = \frac{B}{\Phi_0}$).

Com tudo isso, irregularidades também podem ocorrer se o aprisionamento não é homogêneo. Vamos supor uma variação da energia livre tal que exista uma barreira infinita fazendo um ângulo α com a corrente aplicada. Figura - VIII.1.

A força de arrasto \vec{F}_L tem componentes paralelas, $\vec{F}_{L//}$, e perpendiculares $\vec{F}_{L\perp}$, à barreira. Esta é capaz de contrabalançar $\vec{F}_{L\perp}$, enquanto os vórtices se movem sob a ação da força remanescente $\vec{F}_{L//}$ em um modo viscoso. Desse modo são gerados campos elétricos longitudinal e transversal. Em amostras com coeficientes de desmagnetização alto, temos $B \approx H$.

$$\vec{E} = \vec{V}_{//} \times \vec{H}$$

$$\vec{E}_{//} = \vec{V}_{\perp} \times \vec{H}$$

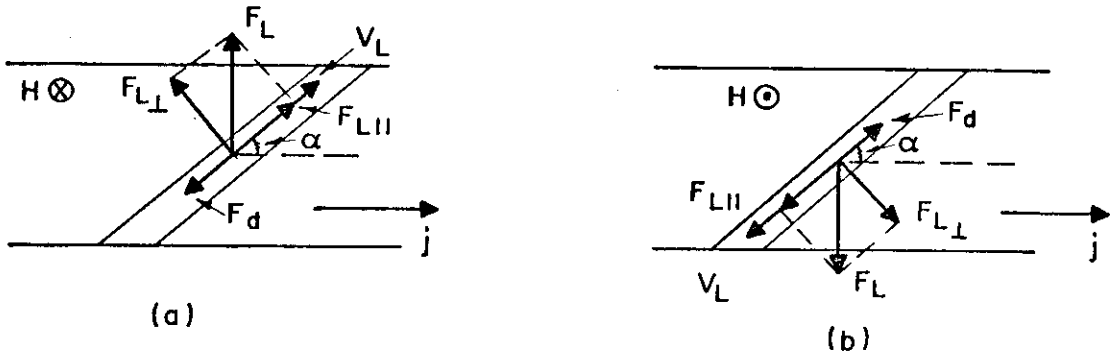


Fig. VIII.1 - Diagrama de forças sobre um vórtice movendo-se ao longo de uma barreira para duas direções de "H".

Nas Fig. VIII.1(a) e (b) pode ser visto que - quando "H" muda de direção, o campo transversal não muda de sinal, contrário portanto, ao campo de "Hall". Isto nos habilita a distinguir entre a real voltagem de "Hall" e a voltagem transversal gerada pelo movimento dirigido das linhas de fluxo. Isto justifica porque nos utilizamos da expressão (27) para a extração da real voltagem de "Hall", na qual incluímos também a inversão de corrente, a fim de eliminar as voltagens estranhas provenientes do desalinhamento dos contatos de "Hall". Por outro lado, observa-se também, que um movimento dirigido completo não ocorre e que é possível vórtices cruzarem as barreiras. O fenômeno merece uma discussão mais detalhada.

Consideremos a força total de aprisionamento de vórtices tendo duas componentes, uma cuja intensidade é independente da direção (regular) e a outra, tendo uma direção fixada com respeito à amostra (irregular). Inicialmente, consideremos esses dois casos isoladamente, sem se levar em conta o efeito "Hall".

1. Aprisionamento regular

Quando um vórtice é fixado em um centro de aprisionamento, sobre ele agem duas forças, quando se lhe aplica uma corrente elétrica: a força de Lorentz, eq. 30, e a força \vec{F}_a (contrabalançando \vec{F}_L) devido aos mecanismos de aprisionamento. O vórtice permanece em repouso enquanto \vec{F}_L e \vec{F}_a

se equilibrarem. Se a densidade de corrente " \vec{J} " aumenta, e com ela \vec{F}_L , a força \vec{F}_a cresce até um valor máximo, $\vec{F}_a(\text{máx})$. A partir daí, a influência do centro de aprisionamento não é suficientemente forte para retê-lo, e, se não houver a participação de outros centros de retenção, ele iniciará seu movimento. Todos os vórtices movimentar-se-ão quando a força total - sobre eles tornar-se diferente de zero. Como esses centros permanecem no material, eles podem influenciar o movimento dos vórtices de modo tal que estes experimentam uma força \vec{F}_a , como mostrado em (45).

A situação dinâmica para os vórtices é um movimento viscoso sob o equilíbrio das forças

$$\vec{F}_L + \vec{F}_a + \vec{F}_d = 0 \quad 33$$

onde \vec{F}_d é a força de amortecimento dada na equação 31. Quando a densidade dos vórtices em movimento é igual a densidade dos vórtices existentes ($N = \frac{B}{\phi_0}$), o campo elétrico induzido pelo movimento dos vórtices pode ser calculado com as equações 31, 32 e 33.

$$E = \frac{N \cdot \phi_0}{\eta c} (F_L - F_a) \quad 34$$

onde " \vec{E} " é paralelo a " \vec{J} " e " \vec{J} " perpendicular a " \vec{H} ". Como \vec{F}_a pode variar ao longo da amostra, E também pode.

2. Aprisionamento irregular

Ainda sem considerar o "efeito Hall", no caso - de sô termos aprisionamento regular, os vórtices movem-se na direção de \vec{F}_L e nenhum campo elétrico transversal é gerado.

Esta situação modifica-se quando aprisionamento irregular está também presente. Este é representado por uma força \vec{F}_b fixada numa direção (perpendicular à direção de laminação quando a irregularidade é causada por ela). A grandeza de \vec{F}_b torna-se igual à componente da força de arrasto, naquela direção, até um certo valor máximo. Devido ao aprisionamento irregular surge uma direção preferencial, por onde os vórtices são dirigidos. Esta situação é discutida usando a figura VIII.2.

O equilíbrio das forças é agora dado por:

$$\vec{F}_L + \vec{F}_a + \vec{F}_b + \vec{F}_d = 0 \quad 35$$

Para pequenos " J ", \vec{F}_L é pequeno. Então a componente $F_L \cos \alpha$ pode ser equilibrada completamente por \vec{F}_b . Quando a componente $F_L \sin \alpha$, na direção preferencial, perpendicular a \vec{F}_b , é menor do que F_a , o vórtice não pode mover-se. Este fica preso até $F_L \sin \alpha$ tornar-se igual a F_a . Este é o caso de F_{L1} , na figura VIII.2.

Quando J , isto é, F_L , aumenta, o vórtice move-se na direção preferencial até $F_L \cos \alpha$ tornar-se igual ao valor máximo de F_b , que é o caso de F_{L2} na figura VIII.2.

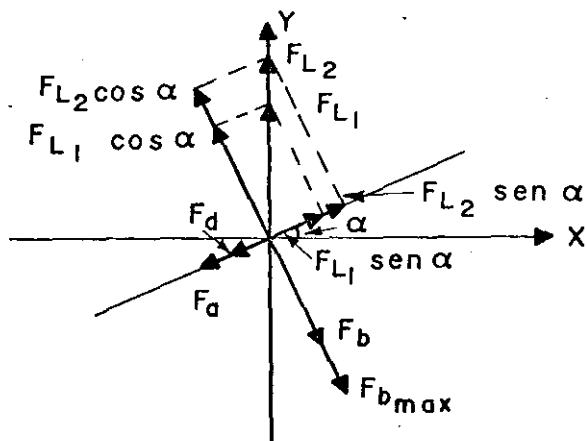


Fig. VIII.2 : Diagrama de forças usado para calcular o campo elétrico para vórtices completamente dirigidos.

Aumentando-se J ainda mais, os vórtices cruzam as barreiras. Movem-se então na direção preferencial se a razão F_a/F_b for menor do que $\tan \alpha$; caso contrário, eles cruzam as barreiras imediatamente após o início do movimento. Como no item 1, anterior, um modelo é adotado quando o movimento dos vórtices experimenta as forças médias \vec{F}_a e \vec{F}_b .

O campo elétrico gerado tem duas componentes E_{\perp} ($\perp j$) e E_{\parallel} ($\parallel j$), que são determinados por V_{Lx} e V_{Ly} , respectivamente.

Quando o movimento é completamente dirigido, temos:

$$V_{Lx} = \frac{1}{n} (F_L \sin \alpha - F_a) \cos \alpha$$

$$V_{Ly} = \frac{1}{n} (F_L \sin \alpha - F_a) \sin \alpha$$

$$E_{\perp} = \frac{N \phi_0}{\eta c} (F_L \sin \alpha \cos \alpha - F_a \cos \alpha)$$

36

$$E_{//} = \frac{N \phi_0}{\eta c} (F_L \sin^2 \alpha - F_a \sin \alpha)$$

Para um completo movimento dirigido, os vórtices movem-se para um ângulo α com J , assim $\frac{E_{\perp}}{E_{//}}$ deverá ser igual a $\text{tg}^{-1} \alpha$, o que, de fato, segue das equações acima.

Os campos elétricos para situação onde os vórtices cruzam as barreiras são facilmente calculados, através da figura VIII.3.

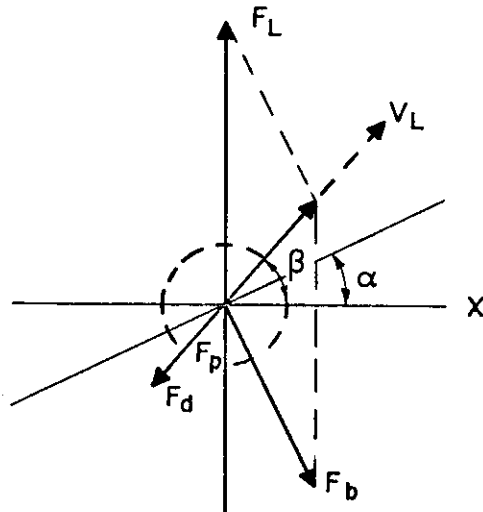


Figura VIII.3 - Diagrama de forças utilizado para calcular o campo elétrico dos vórtices que cruzam as barreiras.

As forças \vec{F}_a e \vec{F}_d são opostas à velocidade \vec{V}_L dos vórtices. Quando a soma das forças \vec{F}_b , \vec{F}_a e \vec{F}_d equilibra \vec{F}_L , a equação 35 é satisfeita. Disto resulta que:

$$E_{\perp} = \frac{N \phi_0}{\eta c} (F_b \sin \alpha - F_a \cos \beta)$$

37

$$E_{//} = \frac{N \phi_0}{\eta c} (F_L - F_b \cos \alpha - F_a \sin \beta)$$

onde o ângulo β é dado por:

$$\text{tg}^{-1} \beta = \frac{E_{\perp}}{E_{//}} = \frac{F_b \sin \alpha}{F_L - F_b \cos \alpha}$$

38

Nesta equação, $\text{tg}^{-1} \beta$ não depende de F_a , em concordância com o fato de que V_L é determinado por duas forças: (\vec{F}_L e \vec{F}_b) fixadas numa direção e uma (\vec{F}_a) oposta a \vec{V}_L .

As voltagens correspondentes podem ser obtidas in

tegrando as equações 36 e 37, ou simplesmente, multiplicando as pela distância entre os contatos, quando \vec{F}_a e \vec{F}_b não variam muito com a posição.

B. Influências do movimento dirigido e aprisionamento dos vórtices sobre o "Efeito Hall".

a. Introdução

Na secção II do Cap. III, estudamos o "Efeito Hall" sem a presença de forças de aprisionamento e vimos que devido a esse Efeito no núcleo do vórtice, a corrente no núcleo muda para um ângulo θ com relação ao campo elétrico, fazendo com que a força de amortecimento \vec{F}_d varie desse ângulo.

A situação de equilíbrio no qual \vec{F}_L e \vec{F}_d se contrabalanceiam é atingida quando a velocidade do vórtice \vec{V}_L faz um ângulo θ com a direção de \vec{F}_L , Fig. VIII.4.a.

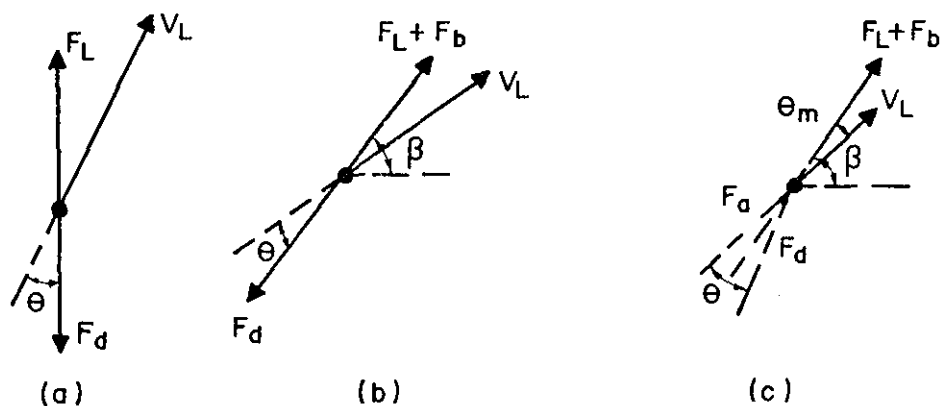


Fig. VIII.4.: Diagrama de forças usado para o cálculo do ângulo de Hall sem aprisionamento (a), com aprisionamento irregular somente (b) e com aprisionamento regular e irregular simultâneos (c).

b. Aprisionamento irregular

Recordando-se, quando os vórtices são completamente dirigidos (fig, VIII.2), a situação é caracterizada pelo fato de que a componente de \vec{F}_L , perpendicular à direção

preferencial, é menor do que o valor máximo que pode ser atingido por F_b . Levando-se em conta o Efeito Hall, a força F_d é mudada por um ângulo θ com relação ao mesmo V_L . O equilíbrio das forças pode ser mantido com uma não mudança em V_L , porque a componente de F_d , perpendicular à direção preferencial, pode ser compensada por uma pequena mudança da força F_b , ou seja, o mecanismo que dirige os vórtices na direção preferencial, compensa o Efeito Hall. Revertendo-se o campo magnético e a corrente, a voltagem transversa V_L reverte de sinal, mas guarda a mesma grandeza.

Portanto, para uma completa dirigibilidade, não há Efeito Hall (a verdadeira voltagem de Hall é simétrica com a inversão de i e H).

Quando F_L aumenta o suficiente para todos os vórtices cruzarem as barreiras (Fig. VIII.3), o Efeito Hall real aparece. Esta situação é analisada com a ajuda da Figura VIII.4.b., sem considerar ainda, a força devido ao aprisionamento regular.

Quando o Efeito Hall no núcleo do vórtice não é considerado, o vórtice move-se para um ângulo β com relação à direção da corrente. Se incluímos o Efeito Hall, significa que o equilíbrio das forças é agora atingido quando o vórtice se move com um ângulo $\beta + \theta$ para uma orientação do campo e corrente, e para um ângulo $\beta - \theta$ quando H e i são invertidos. Como os vórtices se movem mais ou menos ao longo do mesmo caminho, Quando i e H são invertidos (como mostrado em (15)) os efeitos das variações locais em F_a e F_b são evitados. Um aparente ângulo de Hall real é encontrado medindo-se a componente da voltagem transversa que permanece inalterada com a reversão de i e H .

Desse modo, temos:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_m &= \frac{E_{\perp} (H_+ I_+) + E_{\perp} (H_- I_-)}{E_{\parallel} (H_+ I_+) - E_{\parallel} (H_- I_-)} = \\ &= \frac{\cos (\beta - \theta) - \cos (\beta + \theta)}{\operatorname{sen} (\beta - \theta) + \operatorname{sen} (\beta + \theta)} = \operatorname{tg} \theta \quad 39 \end{aligned}$$

Portanto, a presença de pequenos mecanismos que dirigem os vórtices, não influenciam o ângulo de Hall aparente. Entretanto, o ângulo de Hall medido θ_m é algumas vezes

menor do que o ângulo de Hall intrínseco θ , quando entre os contatos, os vórtices são completamente dirigidos numa parte da amostra e em outra, não.

c - Aprisionamento irregular e regular-

Finalmente, consideramos a situação global. Na figura VIII.4.c, o equilíbrio das forças é mostrado na presença dos efeitos de aprisionamento e do Efeito Hall no núcleo do vórtice. A força de amortecimento total consiste agora da força F_a na direção oposta de \vec{V}_L e da força \vec{F}_d fazendo um ângulo θ com \vec{F}_a (a grandeza de \vec{F}_d é ainda $n V_L$). Da figura VIII.4.c., - pode ser visto que o equilíbrio das forças requer que:

$$F_d \cos (\theta - \theta_m) + F_a \cos \theta_m = |\vec{F}_L + \vec{F}_b| \quad 40$$

e

$$F_d \sin (\theta - \theta_m) = F_a \sin \theta_m \quad 41$$

Dessas equações temos:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{|\vec{F}_L + \vec{F}_b| \sin \theta_m}{(|\vec{F}_L + \vec{F}_b| \cos \theta_m - F_a)} \quad 42$$

ou, para pequenos θ

$$\theta_m = \theta \left(1 - \frac{F_a}{|\vec{F}_L + \vec{F}_b|} \right) \quad 43$$

Portanto, o ângulo de Hall medido θ_m é menor do que o valor intrínseco θ do próprio vórtice, por um fator de

$$1 - \frac{F_a}{|\vec{F}_L + \vec{F}_b|} .$$

O caso onde somente aprisionamento regular ocorre, está também incluído na equação 43.

OBSERVAÇÃO:- Embora o aprisionamento irregular não influencie o verdadeiro ângulo de Hall, ele pode produzir uma grande voltagem, mas não sendo esta como a de Hall. Quando estas voltagens são grandes, a precisão na voltagem de Hall extraída é drasticamente prejudicada, levando a resultados anôma

tos.

CONCLUSÃO:-

A expressão 43 pode explicar alguns dos nossos resultados.

Amostra Nb-1

1 - Dependência do ângulo de "Hall" medido com a densidade de corrente " \vec{j} " (ou \vec{F}_L), quando j aumenta θ_m tende ao valor intrínseco θ e, para correntes mais elevadas, os efeitos dos mecanismos de aprisionamento são desprezíveis, pois, na expressão, quando $|\vec{F}_L|$ é grande comparada com as outras forças, $\theta_m = \theta$.

Se dispuzéssemos de correntes maiores, certamente, o comportamento de θ , no estado misto, tenderia para aquele do estado normal, concordando com o que foi descrito na secção 3, do Cap. III;

2 - Dependência de θ_m com " \vec{H} "

Para uma mesma densidade de corrente, θ_m diminui com " \vec{H} " decrescendo. Se \vec{F}_L é constante, quando " \vec{H} " decresce \vec{F}_a também decresce *, portanto, a razão $\frac{\vec{F}_a}{\vec{F}_L}$ diminui, fazendo com que θ_m seja menor que θ intrínseco.

Por outro lado, a expressão não prevê uma mudança de sinal, para um dado campo, mas isto, como já dissemos, pode ser devido a uma mudança de sinal em θ intrínseco, motivada por uma mudança na mobilidade dos portadores.

Observe-se também, que, se \vec{F}_L não for maior do que \vec{F}_a , não teremos um ângulo de "Hall" real. Isto justifica porque - somente acima de uma determinada densidade de corrente obtivemos θ_m .

Amostras Nb-2 e Nb-3

A corrente máxima de que dispunhamos não nos permitiu atingir, nessas amostras extremamente impuras, um limite em que, pelo menos, parte dos mecanismos de aprisionamento dos

* F_a - é expresso geralmente por:

$$F_a = \left[H_{C_2}(T) \right]^m f\left(\frac{H}{H_{C_2}}\right)$$

vórtices, fosse desprezível. Mesmo assim, em regime mais baixo que o ideal, foram possíveis medidas de θ_m , mesmo que poucas. Isto se explica do seguinte modo:

Nessas amostras a força de aprisionamento \vec{F}_a não tem a mesma intensidade em todos os pontos do material. Para correntes baixas são alguns vórtices podem ser liberados, sendo possível que venham se movimentar por regiões livres de defeitos. Quando a corrente é aumentada, mais vórtices vão sendo liberados, e, dependendo do número deles, portanto de \vec{I} e \vec{H} , a facilidade de se moverem nas partes livres do material é diminuída. Com o aumento do número de vórtices em deslocamento, a interação entre eles e os defeitos é aumentada, devido a proximidade, sendo possível que os vórtices que escapam de um centro de aprisionamento sejam retidos por outro centro, e assim sucessivamente. Com isto o número de vórtices e a velocidade deles são constantemente variados e esta flutuação aparece nas voltagens, pois:

$$\vec{E} = - \frac{\vec{J} \times N \vec{\phi}_0}{c}$$

Por estas razões é que são foram possíveis medidas com duas densidades de corrente. Para correntes maiores que aquelas as oscilações tornavam-se inevitáveis (Veja gráfico III.A, como exemplo).

Seria de grande interesse verificar o comportamento dessas amostras em regime progressivamente maiores, de modo que se pudesse superar lentamente a região de oscilações até que elas não mais viessem influir nos resultados.

Aqui, novamente repetimos, fomos tolhidos pelas limitações do equipamento.

As medidas que foram possíveis, mostram um comportamento bastante irregular e difícil de ser examinado, pois a influência dos defeitos é muito grande. Observe nos gráficos II3 e III3 que o comportamento muda drasticamente com a densidade de corrente.

IX - Programação Futura

O objetivo a ser atingido no futuro é tentar dar uma contribuição significativa ao estudo do movimento de vórtices em supercondutores, a fim de clarear um pouco a confusa situação experimental e teórica.

A situação apresenta-se assim porque um estudo completo do problema ainda não foi feito, pois o que existe são trabalhos isolados realizados por diversos grupos,

Por esta razão há uma dificuldade em se comparar resultados, pois nem sempre as condições de laboratório são mantidas.

Em vista disso o que nos parece lógico é um estudo completo do movimento de fluxo, através do efeito Hall e Resistividade. Assim poderíamos confrontar resultados e comparar com as teorias.

O que executaremos então é um estudo do efeito Hall e Resistividade como função de parâmetros essenciais, mas todos sob as mesmas condições experimentais. Esses parâmetros são Temperatura, densidade de corrente, campo magnético, espessura da amostra, condições de superfície, tratamento químico, tratamento térmico e grau de deformação.

É evidente também que se desejamos comparar nossos resultados com as teorias existentes a fim de decidirmos pela escolha dessa ou daquela teoria ou até quem sabe a elaboração de uma outra, devemos pesquisar o efeito em monocristais de alta pureza, pois estes são uma aproximação excelente dos materiais ideais utilizados nos desenvolvimentos teóricos.

APÊNDICE I

Ressonância Helicoidal:

Num metal a relação entre um campo elétrico, $E = E_0 \exp(i\omega t)$, e a densidade de corrente \vec{J} em um plano normal a H é:

$$E = (\rho + i R H_z) J \quad (a)$$

onde R é a constante de Hall.

Quando substituímos (a) nas equações de Maxwell nos encontramos que o campo magnético oscilante, num plano normal ao eixo Z , tem a forma $H = H_0 \exp(i\omega t - qz)$ onde H obedece:

$$\frac{d^2 H}{dz^2} = \frac{4 \pi i \omega H}{\rho(1 + i u)}$$

$$\text{onde } u = \frac{RB}{\rho} \quad (b)$$

e o ângulo de Hall θ é dado por $\text{tg}^{-1} u$.

As soluções para campos rotatórios no sentido - horário e anti-horário são, respectivamente:

$H_r = H_0 \exp(\pm iqz) \exp(i\omega t)$ e $H_l = H_0 \exp(\pm iqz) \exp(-i\omega t)$
com

$$q^2 = \frac{4 \pi i \omega}{\rho(1 + i u)} \quad (c)$$

Assim se $u \gg 1$, então q tem somente uma pequena componente imaginária e H_l propaga-se com pouca atenuação enquanto que H_r decai exponencialmente sem mudança de fase. Se u é invertido de sinal (ou invertendo H ou o sinal dos portadores) então q tem somente uma pequena componente real e H_r e H_l trocam de papéis. A onda H_r propaga-se então com muito pouca atenuação e esta propagação de ondas eletromagnéticas circulares polarizadas é chamada de modo helicoidal.

As frequências ressonantes ω_{mr} para oscilações - forçadas correspondendo a ondas numa placa de espessura b são:

$$\omega_{mr} = \frac{m^2 \pi}{4 b^2} |\rho(1 + i u)| \quad (d)$$

onde m é um inteiro.

O fator de qualidade Q , da ressonância é dado por:

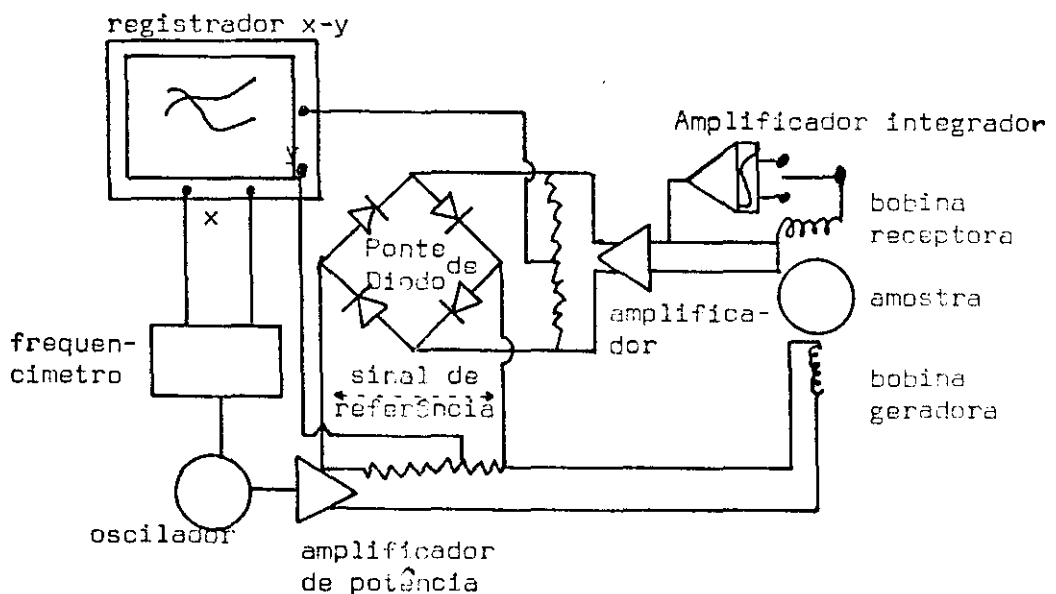
$$Q = \frac{\sqrt{1 + u^2}}{2} \quad (e)$$

Como u é proporcional a H , por (b), W_{mr} pode ser extrapolada experimentalmente para determinar seu valor limite quando $u \rightarrow \infty$, o qual é, através de (b) e (d):

$$W_{mr}^{\infty} = \frac{m^2 \pi R H}{4b^2}$$

Assim W_{mr}^{∞} é uma medida direta de R , e pode ser determinada medindo-se Q e substituindo em (e) e (b).

Um sistema experimental pode ser visto na figura abaixo.



Uma componente do sinal da voltagem em fase com a voltagem de referência é obtida aplicando a voltagem amplificada da "bobina receptora" diretamente a ponte de diodo. Quando a frequência é varrida, isto dá uma curva de dispersão no registrador, x-y, da qual W_{mr} e Q podem ser determinados.

O sinal de voltagem em quadratura com a "corrente de referência" é obtido por integração através de um circuito RC, e da curva de absorção correspondente.

APÊNDICE II

Geralmente define-se efeito de pico como sendo o aparecimento de um pico na densidade de corrente crítica J_c como função do campo magnético H .

Dessa maneira o efeito de pico pode ser dividido em duas categorias (38); o efeito de pico regular e o irregular.

1. Efeito de Pico Regular:

O efeito de pico regular é um pico na curva $J_c \times H$ produzido quando a distância entre as linhas de fluxo na rede são repetidas regularmente em um arranjo regular de centros de fixação.

A característica deste tipo de efeito é que o valor da indução magnética para o pico é uma constante.

Esse tipo de pico tem sido frequentemente encontrado em precipitados e filmes (46, 47, 48, 49).

Entretanto vários dos picos observados não satisfazem a condição de regular e são tratados na segunda categoria.

2. Efeito de Pico Irregular:

Este efeito de pico caracteriza-se por um pico agudo em J_c exatamente abaixo de H_{c_2} . Para um grande número destes picos uma lei parece ser obedecida:

$$F_a = (H_{c_2})^m \cdot f(h) , \text{ onde}$$

$f(h)$ é uma função somente do campo magnético reduzido $h = H/H_{c_2}$ e m varia entre 2 e 3.

O efeito de pico irregular tem sido observado em quase todos tipos de materiais supercondutores da β -WV₃Ga (50) Nb₃Al (51) e Nb₃(Al,Ge) (52) para B-1 Nb N (52) e C-15 V₂Hf_{0,5}Zr_{0,5} (54) e para Nb (55,56).

Efeito de pico tem sido produzido por trabalho a frio (57), irradiação de neutrons (50) e ions (58) e por tratamento térmico (59).

Picos deste tipo tem sido atribuído a contorno dos grãos, deslocções e precipitados. Entretanto, há vários experimentos onde os mesmos centros de aprisionamento são predominantes e onde o efeito não é observado. Disto parece claro que o efeito de pico não é unicamente associado com algum mate

rial supercondutor particular ou com tipo particular de defeito, mas nós devemos olhar para o arranjo tri-dimensional dos defeitos e para as propriedades mecânicas (elástica e plástica) da rede de linhas de fluxo, como causas deste pico (38).

Dentre os modelos propostos para a explicação deste efeito o de Pippard(60) parece ser o mais correto. Ele é baseado no fato de que a rigidez da rede de vórtices cai para zero mais rapidamente do que as forças de aprisionamento dos defeitos. Contudo neste modelo os centros de aprisionamento são considerados como linhas.

A explicação completa deste efeito é ainda uma questão em estudo, visto que da comparação entre resultados experimentais e os modelos teóricos existentes muitos pontos são falhos e devem ser revistos.

X--BIBLIOGRAFIA

- 01.- E.H..Hall, Am.J.Math 2,287 (1879)
- 02.- C.Kittel, Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc., N.York, London, Sydney
- 03.- F.London, Superfluids, John Wiley, New York, 1950, p.70.
- 04.- J.Bardeen, "Theory of Superconductivity", in: S.Flügge (ed), Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Berlin , 1956, p. 290
- 05.- H.W.Lewis, Phys. Rev. 100, 641 (1955)
- 06.- R.Jaggi and R.Sommerhalder, Helv. Phys. Acta 32, 167 (1959)
- 07.- J.Bardeen and M.J,Stephen, Phys. Rev. 140, A1197 (1965)
- 08.- P. Nozières and W.F.Vinen, Phil. Mag. 14, 667 (1966)
- 09.- N.Ya Fogel, Soviet Physics JETP 36,725 (1973)
- 10.- M.Tinkham, Phys. Rev. Lett. 13,804 (1964)
- 11.- J.R.Clem, Phys . Rev. Lett. 20,735 (1968)
- 12.- H.Kamerlingh Onnes and K.Hof, Proc. Acad. Sci. Amsterdam 17, 520 (1914). (Leiden Comm 142b)
- 13.- H.W.Lewis, Phys. Rev. 92,1149 (1953)
- 14.- A.I.Schindler and D.J,Gillespie, Phys. Rev, 130,953 (1963)
- 15.- A.K.Niessen and F.A.Staas, Phys. Letters 15,26 (1965)
- 16.- W.A.Reed, E.Fawcett, and Y.D.Kim, Phys. Rev. Letters 14,790 (1965)
- 17.- C.H.Weijnsfeld, Physica 45,241 (1968)
- 18.- R.R.Hake, Phys. Rev. 168,552 (1968)
- 19.- A.K.Niessen, F.A.Staas, and C.H,Weijnsfeld, Phys. Letters 25A, 33 (1967).
- 20.- S.J.Williamson and J.Baixeras, Phys. Solids Intense Magn . Fields (Lect. 1st Charmia Conf.), 444 (1967) ; Solid State Comm. 5,599 (1967)
- 21.- C.H.Weijnsfeld, Phys. Letters 28A, 362 (1968)
- 22.- N.Usui, T.Ogasawara, K.Yasukochi, and S.Tomada, J.Phys . Soc. Japan 27,574 (1969)
- 23.- F.A.Staas, A.K.Niessen, and W,F.Druyvesteyn, Phys. Letters 17,231 (1965)
- 24.- A.K.Niessen and C.H.Weijnsfeld" J.Appl.Phys. 40,384 (1969)
- 25.- A.T.Fiory and B.Serin, Phys. Letters 25A, 557 (1967); Phys. Rev. Letters 21,359 (1968)
- 26.- B.W.Maxfield, Phys. Rev. Letters 19,569 (1967); Solid State Comm. 5,585 (1967)

- 27.- C.M.Hurd, - "The Hall Effect in Metals and Alloy, Plenum Press. N.York - London 1972, p. 195
- 28.- W.F.Druyvesteyn, G.J. van Gorp, and C.A.Greebe, Phys. Letters 22,248 (1966)
- 29.- B.Slettenmark, H.U.Astrom, and P.Weissglas, Solid State Comm 7,1337 (1969)
- 30.- K.Maki, Phys. Rev. Letters 23,1223 (1969); J.Low Temp. Phys. 1,45 (1969)
- 31.- L.C.Ho, Can.J.Phys. 48,1939 (1970)
- 32.- F.Haenssler and L.Rinderer, Helv.Phys. Acta 40,659 (1967)
- 33.- H.van Beelen, et al. Physica 36,241 (1967)
- 34.- N.Usui, T.Ogasawara, and K.Yasukochi, Phys. Letters 27A, 139 (1968)
- 35.- J.P.Jan, Solid State Physics 5,1 (1957)
- 36.- I.Isenberg, B.R.Russel, and R.F.Greene, Rev. Sci. Instr. 19,685 (1948)
- 37.- E.Durand, Electrostatique et Magnētostatique, Masson et Cie., Paris, 1953
- 38.- E.J.Kramer, J.Appl.Phys. 44, n:3, 1360 (1973) - International Discussion Meeting on Flux Pinning in superc
- 39.- T.H.Alden and J.D.Livingston, J.Appl. Phys. 37,3551 (1966)
- 40.- K.Yamafugi and F.Irie, Phys Lett. A25, 387 (1967)
- 41.- E.J.Kramer and A.Das Gupta, Philos. Mag 26,769 (1972)
- 42.- R.Labusch, Crystal Lattice Defects 1,1 (1969)
- 43.- A.M.Campbell, International Discussion Meeting on flux pinning in superconductors, Sonnemberg/Germany 1974
- 44.- F.A.Staas, A.K.Niessen and W.F.Druyvesteyn, Philips Res. Repts. 22,445 (1967); Phys. Letters 21,387 (1966)
- 45.- Y.B.Kim, C.F.Hampstead and A.R.Strnad, Phys. Rev. 139A , 1163 (1965)
- 46.- L.Schultz and H.Freyhardt, Phys. Stat, Sol.(a) 13,145 (1972)
- 47.- C.C.Koch and R.W.Carpenter, Phil. Mag. 25,303 (1972)
- 48.- H.Raffy, E.Gyon and J.C.Renard, Solid State Comm. 14,427 , 431 (1974)
- 49.- O.Daldini, P.Martinoli, J.L.Olsen and G.Berner, Phys. Rev. Lett. 32,218 (1974)
- 50.- C.A.M.Vander Klein, P.H.Kes, and D.de Klerk, Phil. Mag. - 29,559 (1974)
- 51.- G.Otto, E.Saur, H.Wizgall, J.Low Temp. Phys. 1,19 (1969)
- 52.- L.D.Hartsough, V.F.Zackay and E.R.Parker, Appl. Phys. Lett. 13,68 (1968)

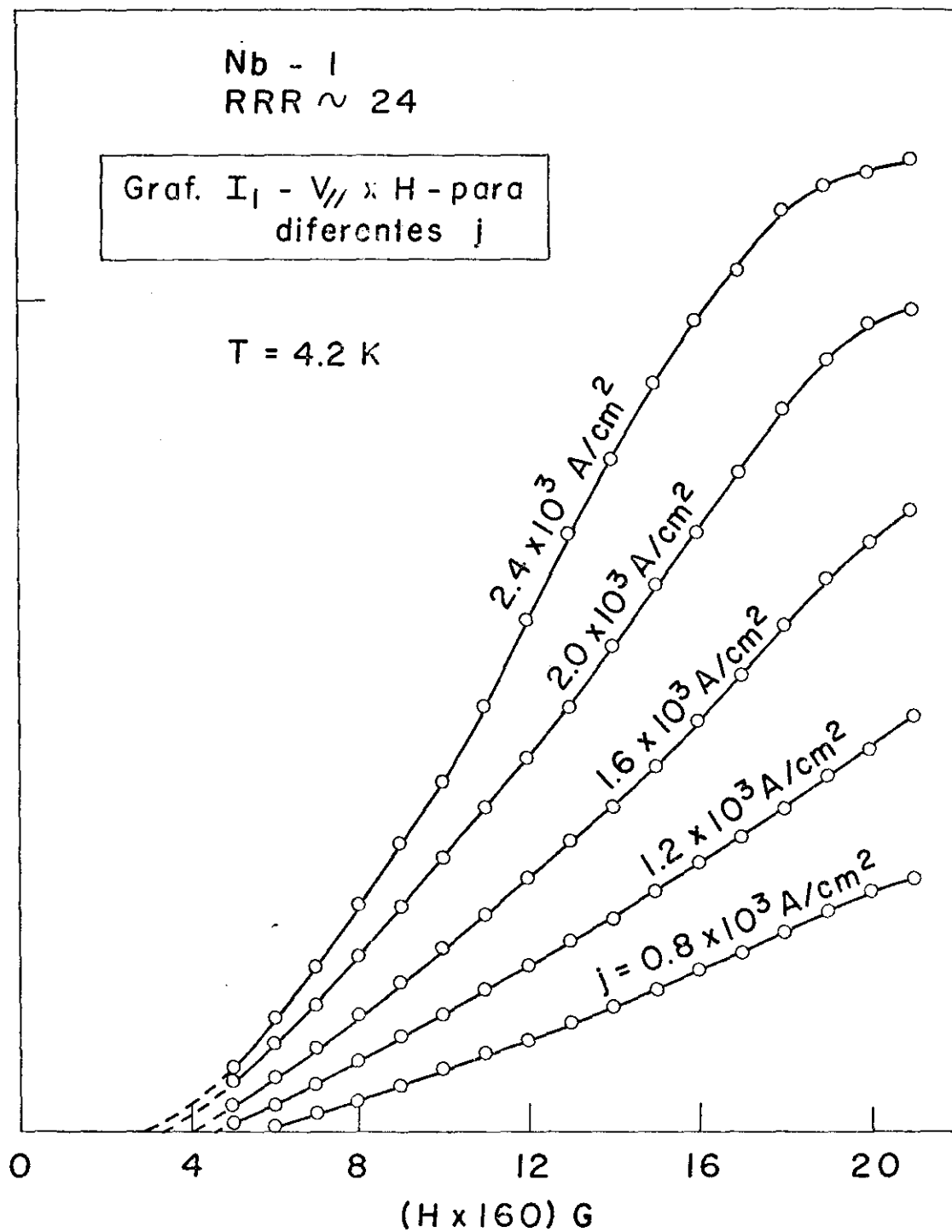
- 53.- K.Hechler, E.Saur and H.Wizgall, Z.Phys. 205,400 (1967)
- 54.- K.Inowe, K.Tachikawa and Y.Iwasa, Appl. Phys. Lett. -
18,235 (1971)
- 55.- W.de Sorbo, Phys . Rev. A134,1119 (1964)
- 56.- J.A.Good and E.J.Kramer, Phil.Mag. 22,329 (1970)
- 57.- M.S.Lubell and D.M.Kroeger, Physics 55,394 (1971)
- 58.- E.L.Keller et al. Appl. Phys Lett. 9,270 (1971)
- 59.- H.Conrad et al., Mater Sci.Eng'g 1,360 (1967)
- 60.- A.B.Pippard, Phil. Mag. 19,220 (1969)

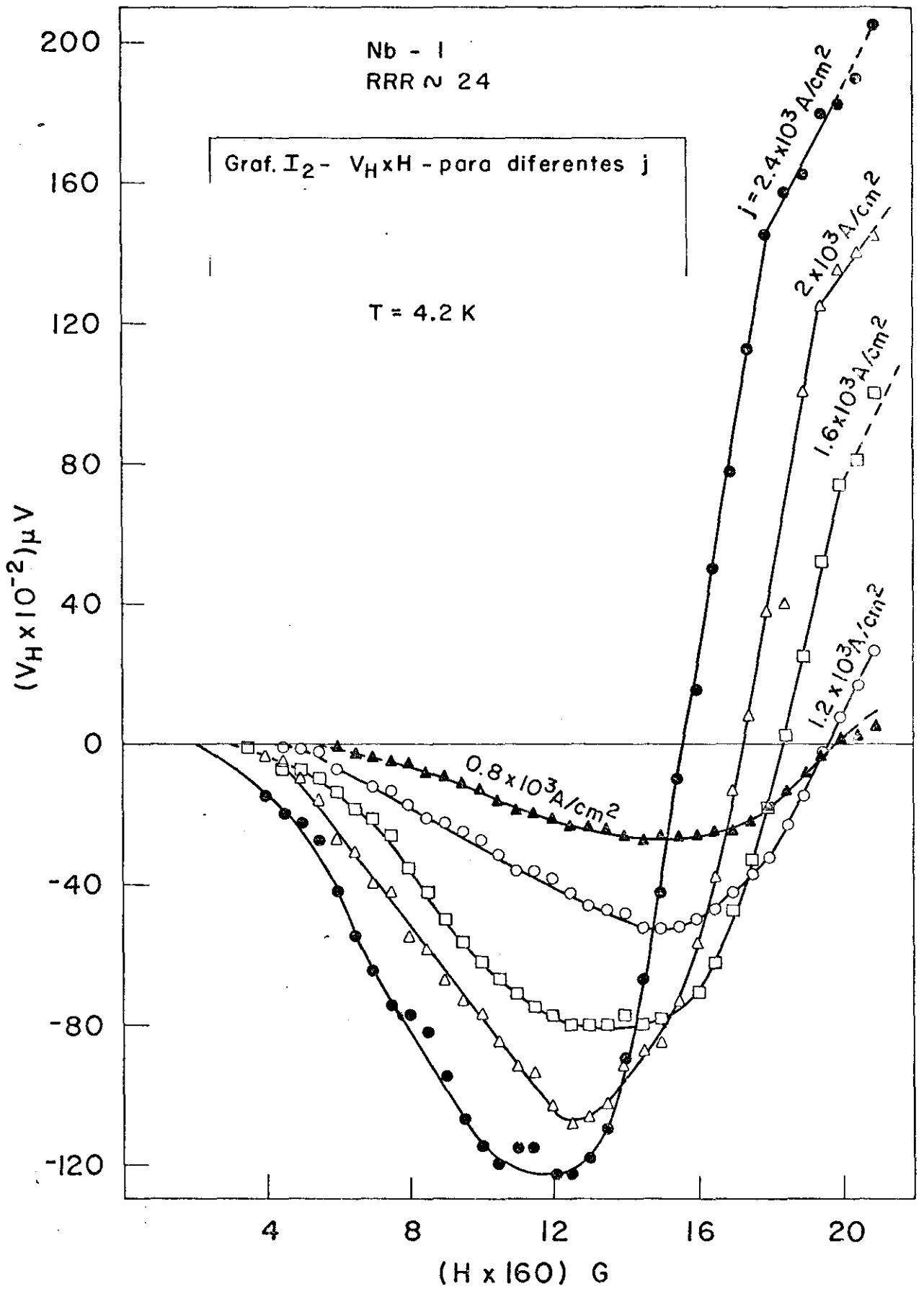
Nb - I
RRR \sim 24

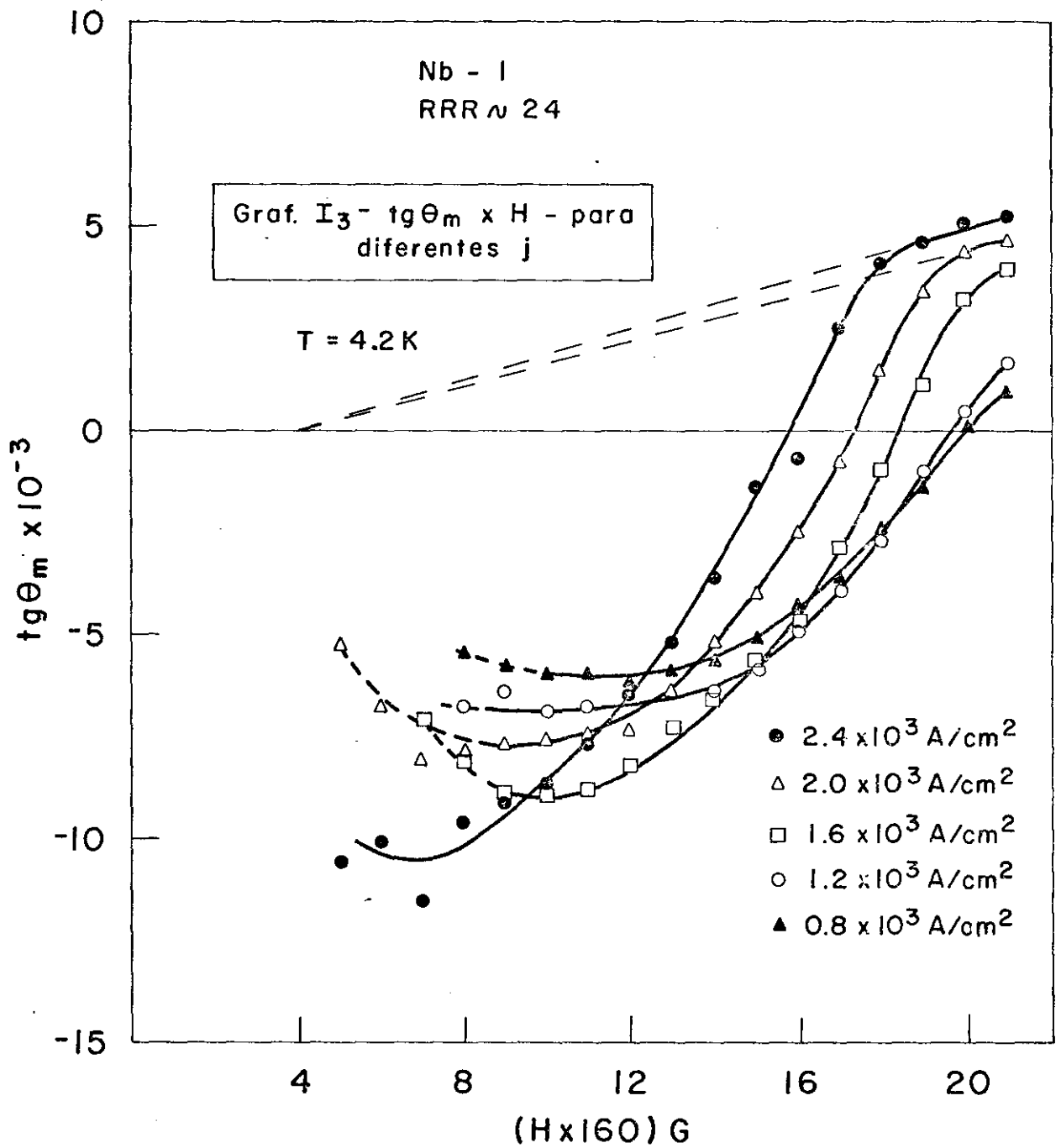
Graf. $I_{\perp} - V_{\parallel} \times H$ - para
diferentes j

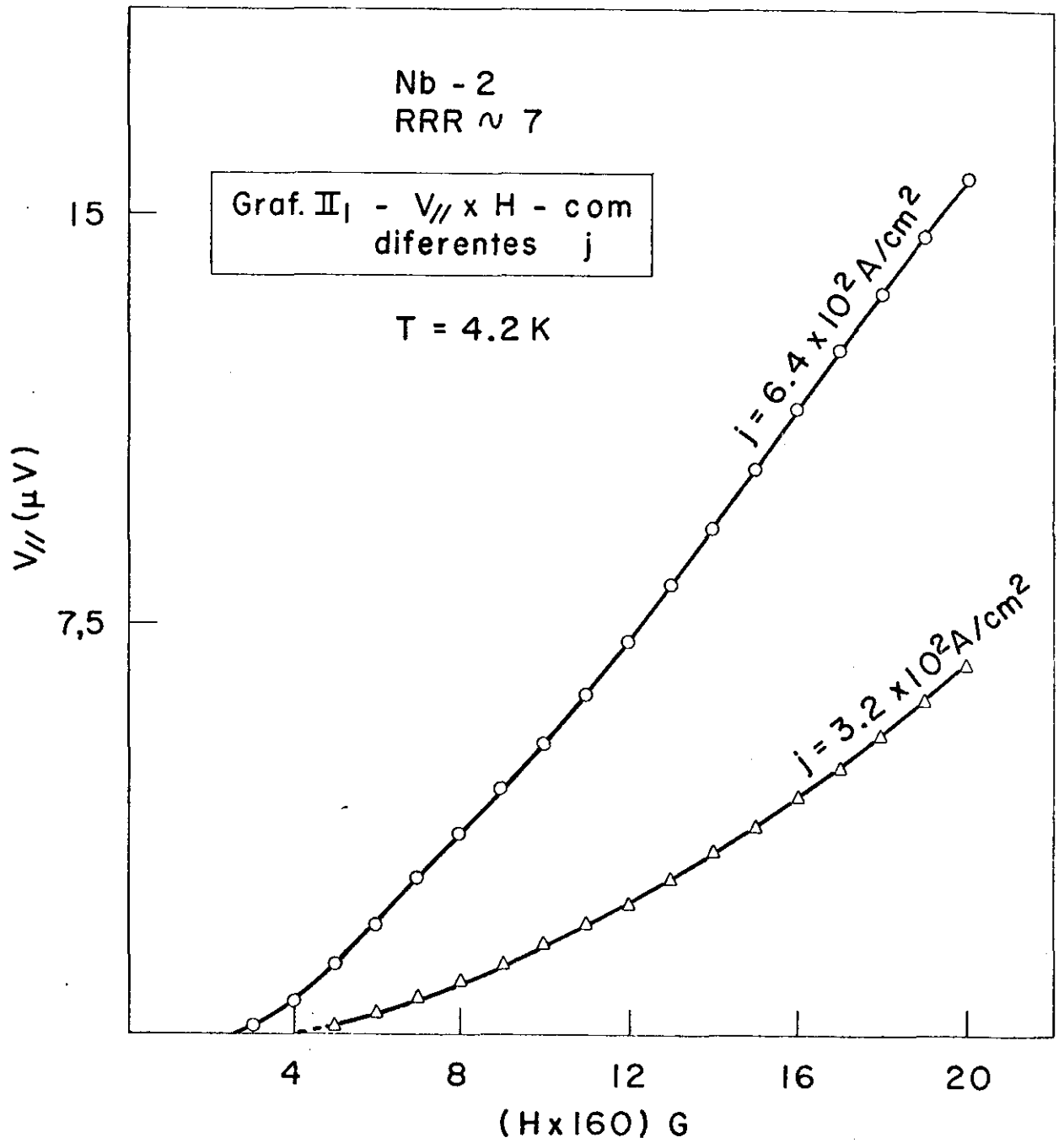
$T = 4.2$ K

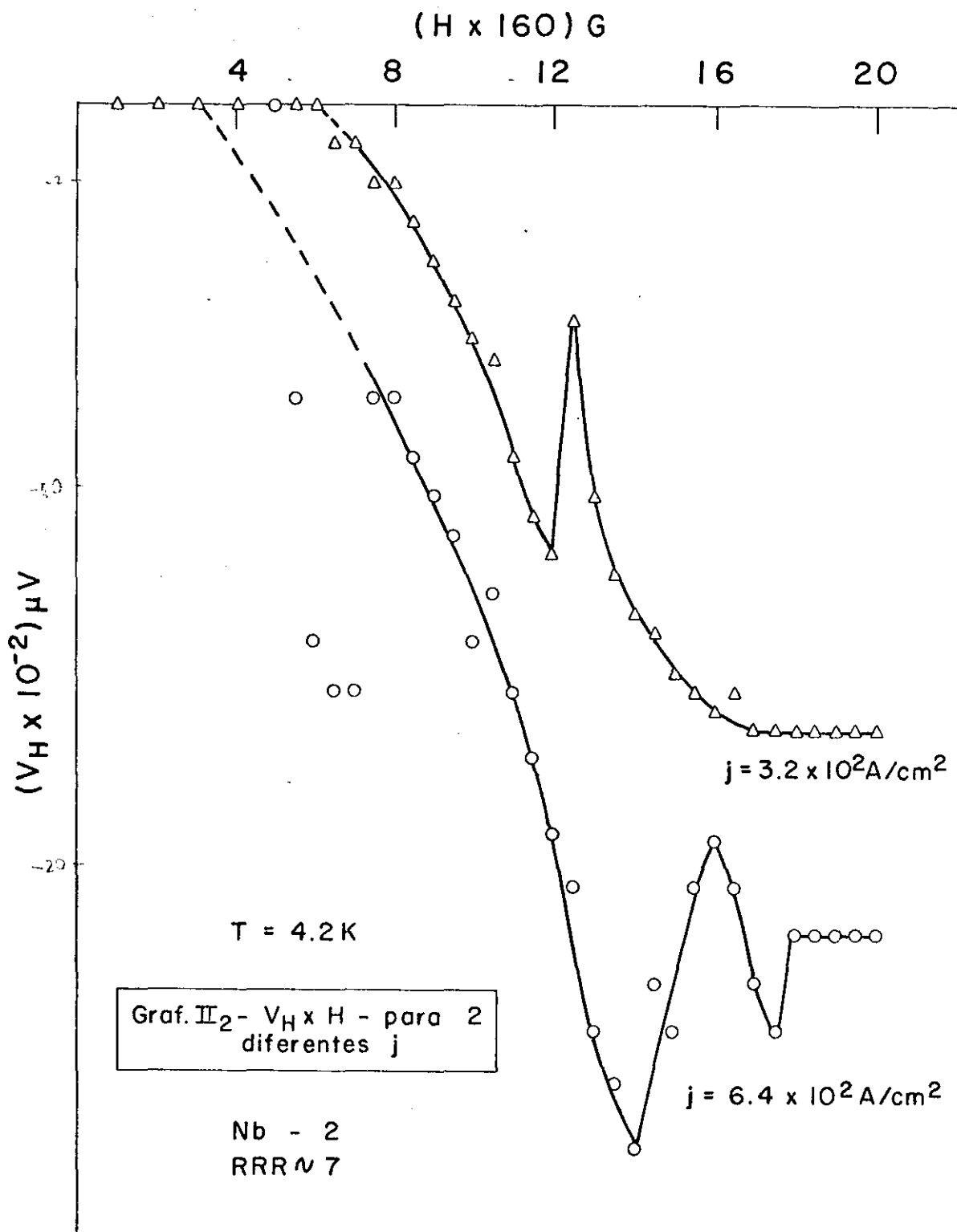
V_{\parallel} (mV)

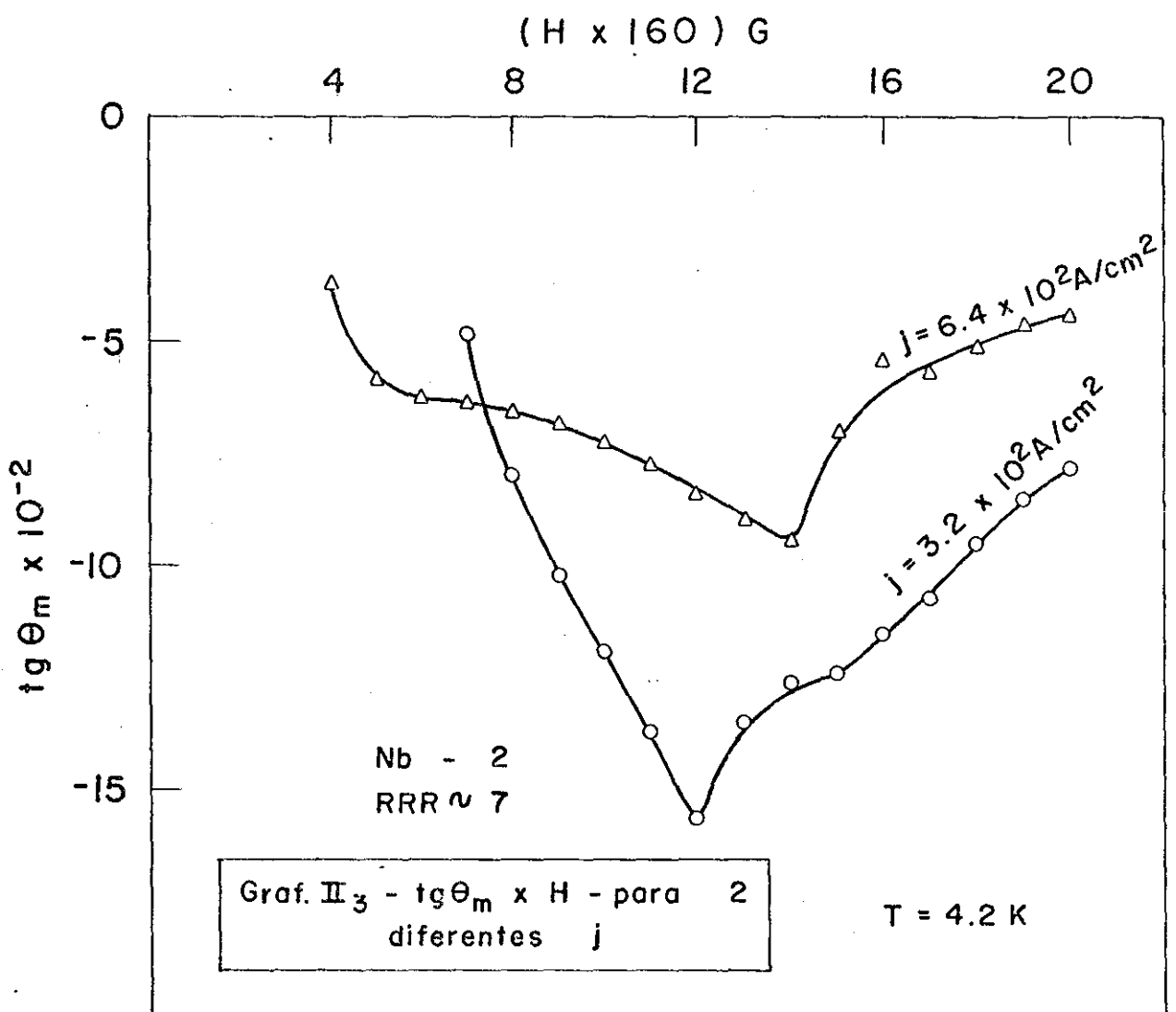


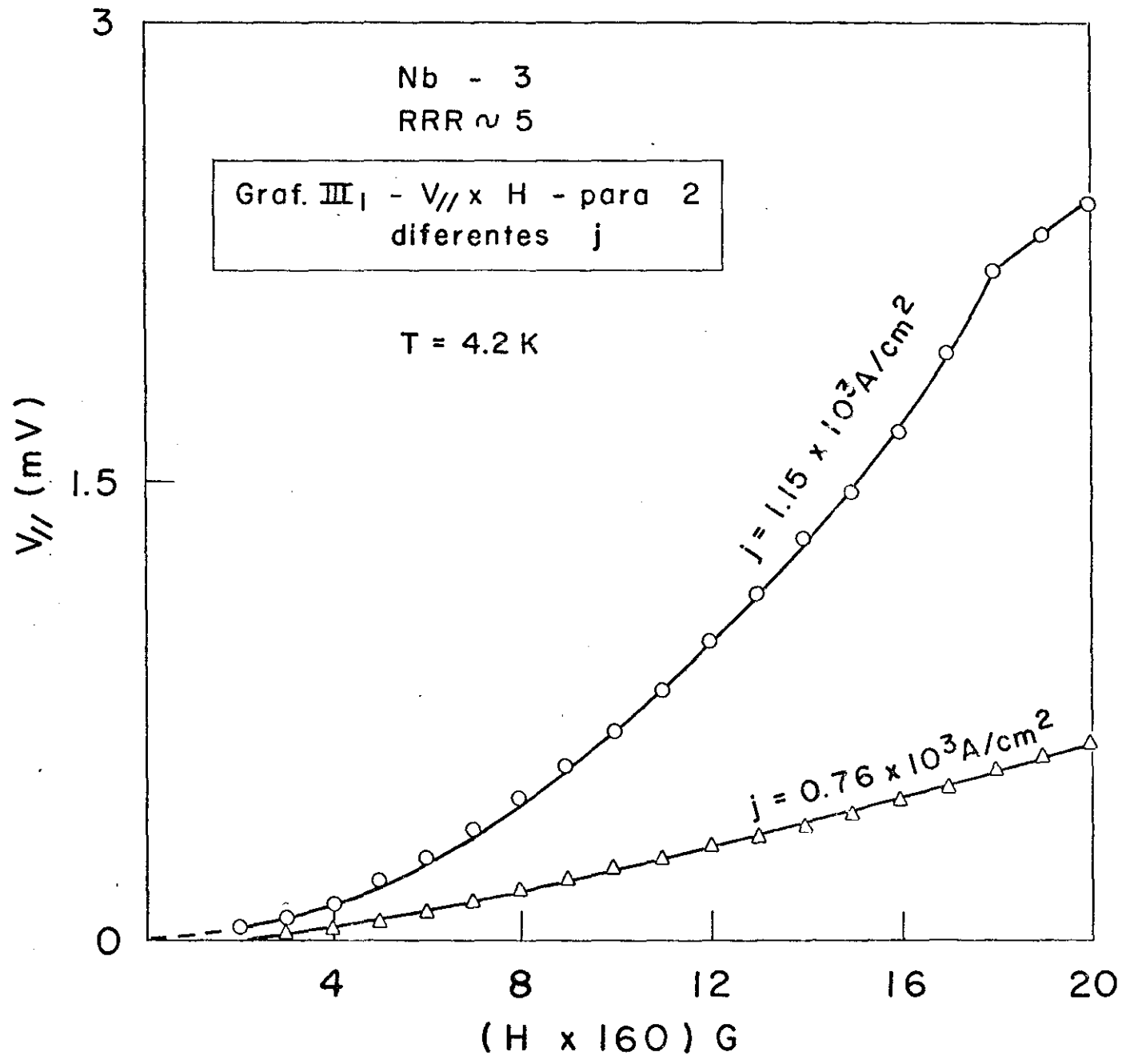












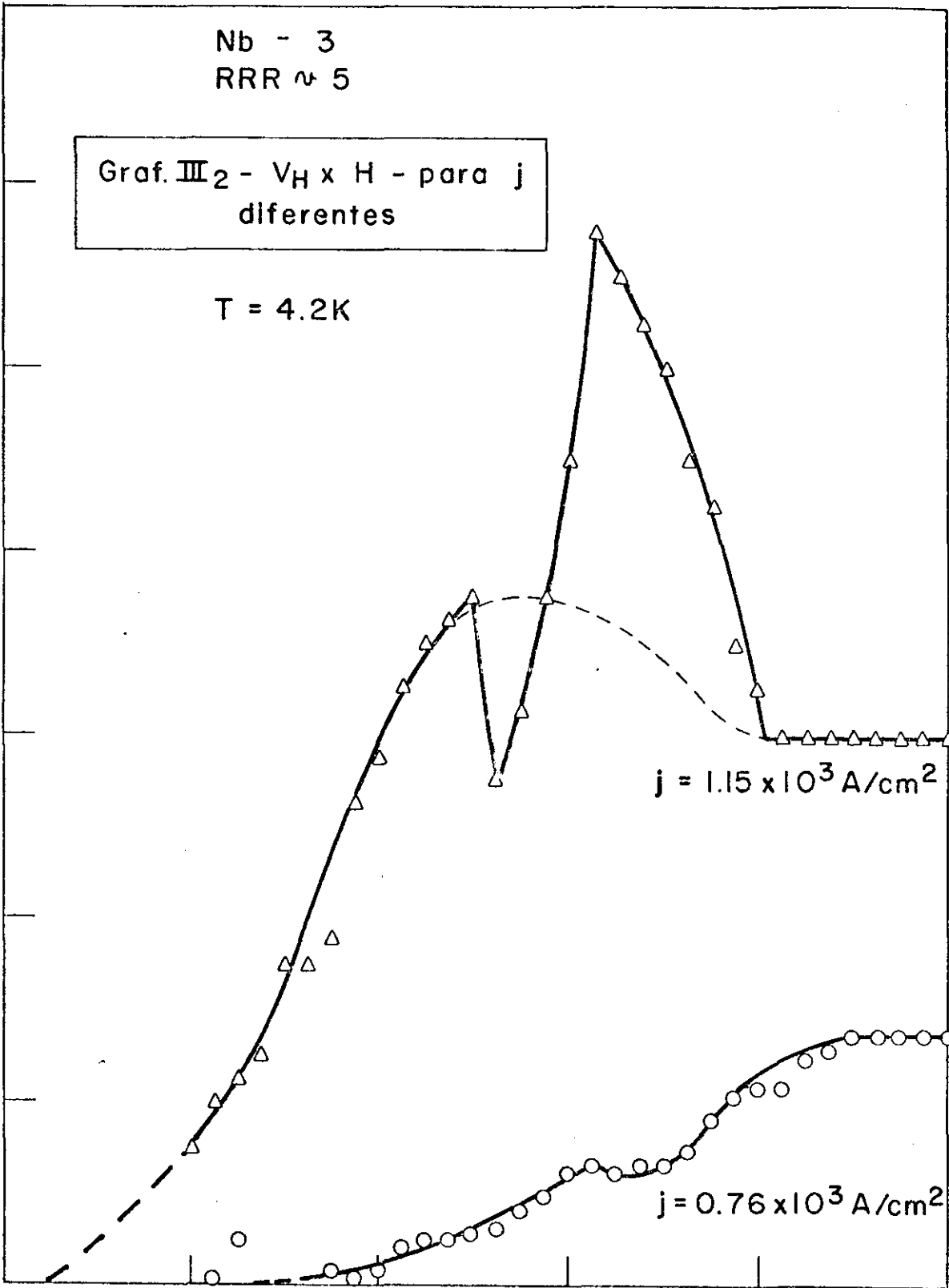
Nb - 3
RRR \approx 5

Graf. III₂ - $V_H \times H$ - para j
diferentes

T = 4.2K

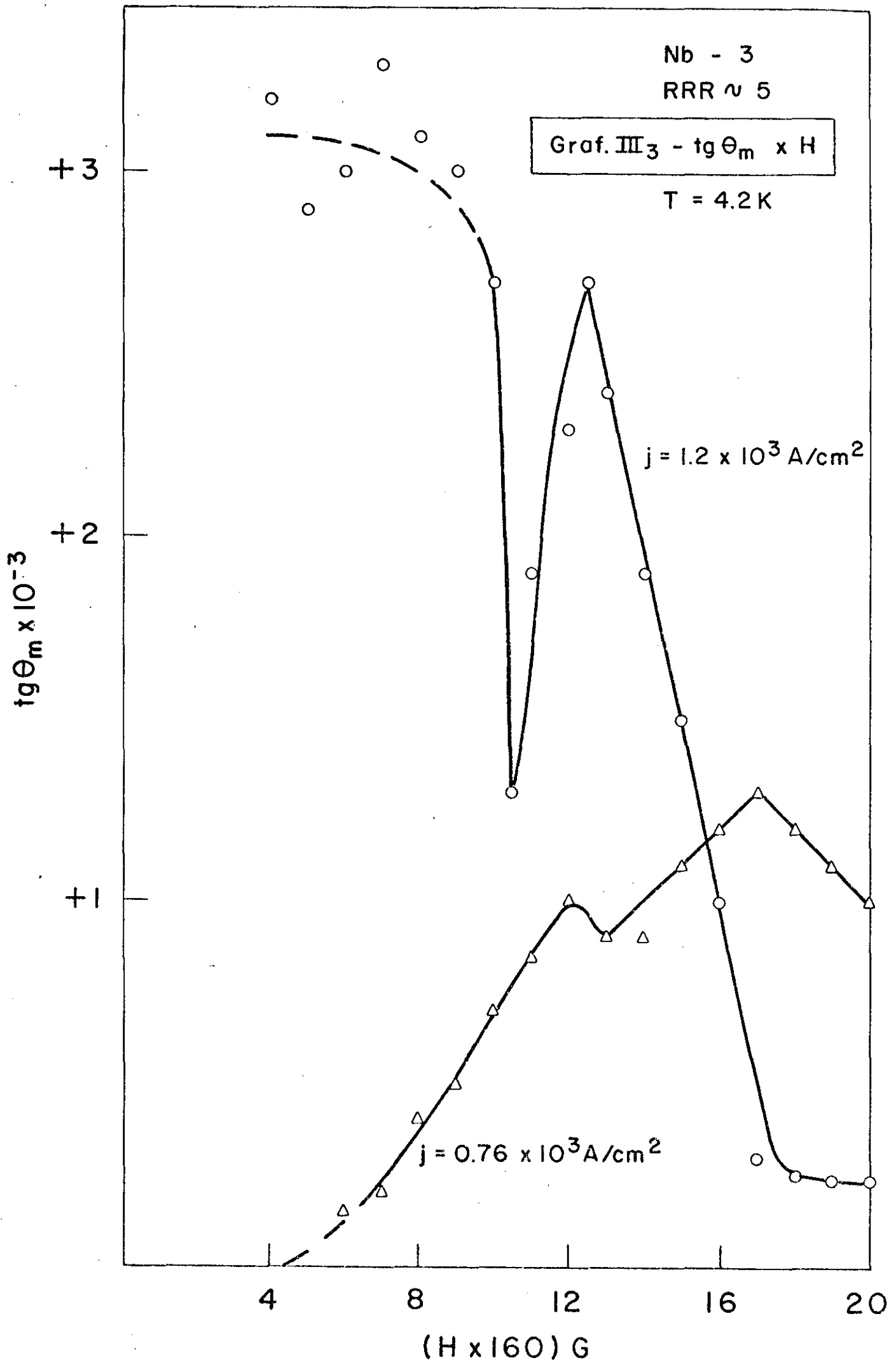
$(V_H \times 10^{-2}) \mu V$

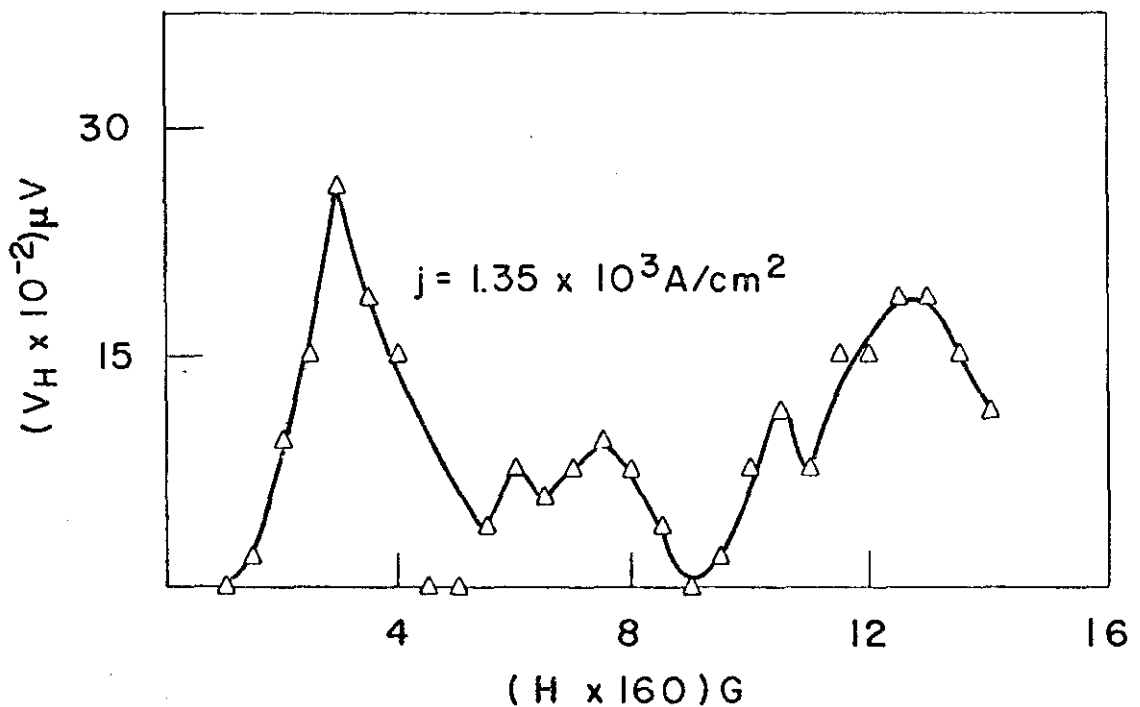
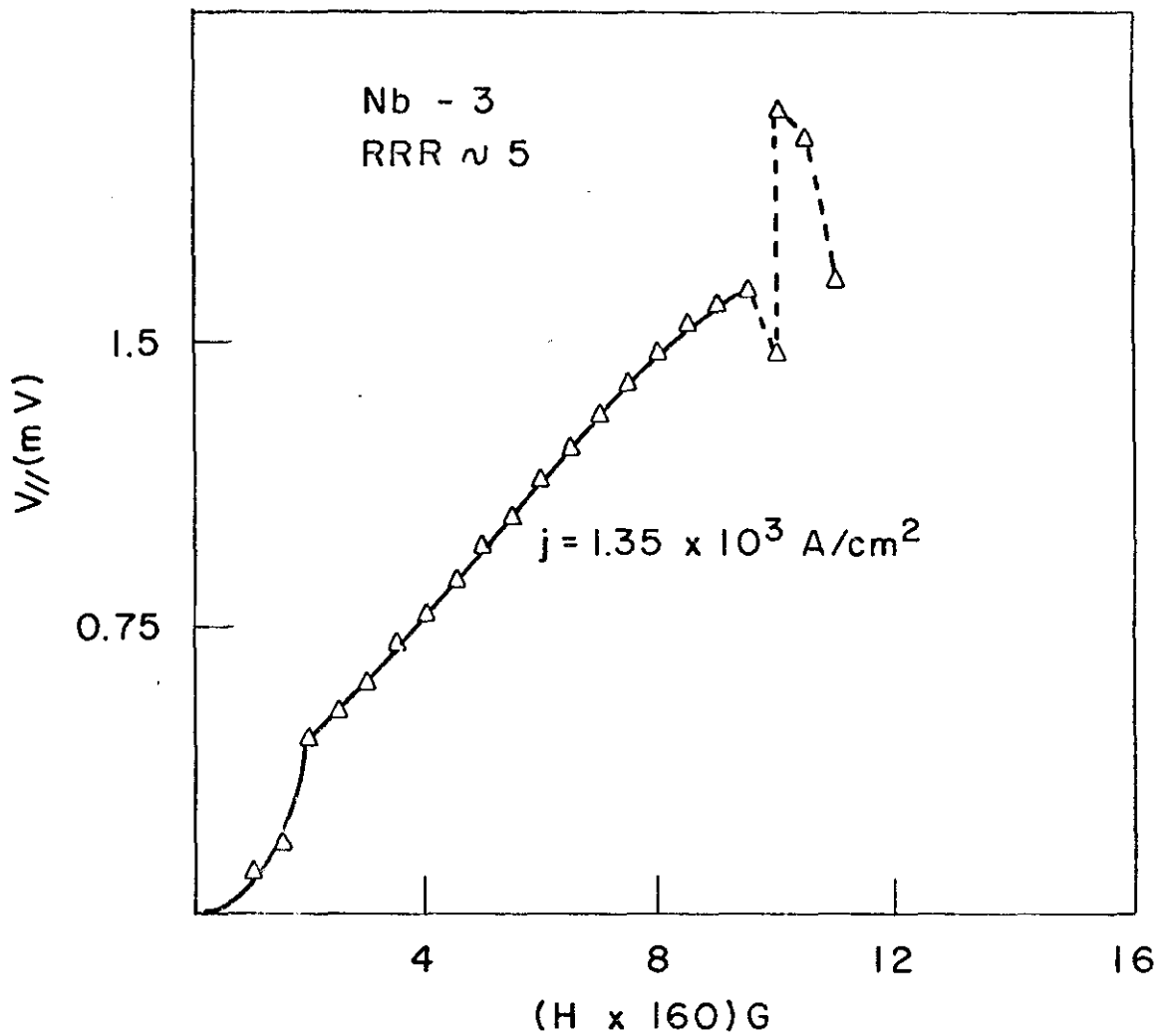
90
75
60
45
30
15
0



$(H \times 160) \text{ G}$

20





Graf. III_A - Oscilações em $V_{//} \times H$ e $V_{\perp} \times H$ para a amostra Nb-3, quando j é aumentada acima daqueles valores dos gráficos III₁ e III₂.