

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

TÍTULO: TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA PARA O CASO TRIDIMENSIONAL (3D), APLICADA AOS SUPERCONDUTORES: NbTi E Nb₃Sn.

Este exemplar corresponde a versão final da Tese de Doutorado defendida pela Sra. Cristina Bormio Nunes e aprovada pela Comissão Julgadora.

29/12/93

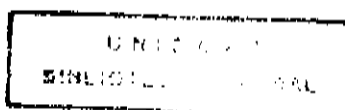
Daltro Garcia Pinatti

CANDIDATA: Cristina Bormio Nunes

Dissertação de tese para obtenção do título de Doutor em Ciência

ORIENTADOR: Daltro Garcia Pinatti

CAMPINAS - 1993



UNIDADE	IF
Nº DE FOLHA:	T/1000-1-10
	N922t
	20317 M
	286194
	X
VALOR	CR\$ 800,00
DATA	12/04/94
Nº CPD	

10/09/1994

CM00052490-3

Dedicatória: Ao meu marido Carlos e nossa filha Júlia, fontes da luz que ilumina e que conduz a minha vida.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti pela orientação.
- Ao meu marido Carlos Angelo Nunes pelo auxílio na confecção do programa de computador, pela revisão final do trabalho e pelo apoio intenso a cada momento da realização do trabalho.
- Aos amigos do grupo: Maria José Ramos Sandim, Carlos Yujiro Shigue, Sergio Schneider, Inácio Bianchi e Victo dos Santos Filho, pelo apoio constante nas dificuldades do dia a dia.
- À minha mãe Temis M. D. Bormio pela confiança e força dedicadas a mim durante todo o desenrolar do trabalho.
- À amiga Regina Célia E. F. Horta pelo suporte na aquisição de material bibliográfico e incentivo nas horas difíceis.
- A Carlos Roberto Bernardo, Everaldo Pinheiro Bruno e Fernando Luiz Camargo pela reprodução de figuras e tabelas contidas no trabalho.
- Ao Valério Sávio Ribeiro pelo suporte computacional e à Luciana pelo auxílio na digitação do trabalho.
- À Sandra G. Schneider pelo auxílio na edição final do trabalho.
- À FAPESP pela bolsa de estudo concedida no período de 1986 a 1988.
- A todo pessoal do Centro de Materiais Refratários (CEMAR - Lorena - SP), que direta ou indiretamente tenha colaborado na realização deste trabalho.

RESUMO

Apresentamos neste trabalho uma modificação da Teoria de Aprisionamento Coletivo de vórtices em supercondutores do tipo II (TACM), considerando discordâncias na rede de vórtices. Na teoria original foi considerada somente a energia de deformação elástica da rede de vórtices. No entanto, sabe-se que esta rede é muito deformada para sistemas tridimensionais (fios). Os defeitos estruturais da rede de vórtices (discordâncias, vacâncias e intersticiais) são muito importantes no processo de aprisionamento da mesma. Calculamos as energias próprias e de interação entre as discordâncias da rede de vórtices. Através da minimização da energia total do sistema vórtices-centros de aprisionamento, relativa ao volume de correlação (V_c), é possível obter-se através de simulações computacionais a densidade de força de aprisionamento (F_p) em função do campo magnético reduzido ($b=B/B_{c2}$). O ajuste da teoria a dados experimentais é feito para NbTi convencional, Nb_3Sn e compósito APC ("artificial pinning centre"). O melhor ajuste ocorre para o compósito APC. A continuidade dos centros de aprisionamento nestes materiais coincide com a homogeneidade dos centros de aprisionamento admitida na TACM. A nova teoria (TACM) confirma que o aprisionamento magnético é o mecanismo predominante nestes materiais.

ABSTRACT

In this work, we present a modification of the Collective Pinning Theory for type II superconductors (TACM), considering vortex lattice dislocations. In the original theory, only the elastic energy of the vortex lattice distortions are considered. However, it is known that the vortex lattice is very defective for three dimensional systems (wires). The vortex lattice structural defects (dislocations, vacancies and interstitial) are very important to the pinning process. We calculate the self energies as well as the interaction energy between the vortex lattice dislocations. After the minimization of the vortex-pinning centre energy system, relative to the correlation volume (V_c), it is possible to calculate by computational simulation the pinning force density (F_p) as a function of the reduced magnetic field ($b=B/B_{c2}$). The fit of theory to experimental data is made to conventional NbTi, Nb₃Sn and APC composite (artificial pinning centre). The best fit occurs to APC. The continuity of pinning centers in this material coincide with the pinning centre homogeneity adopted in TACM. The new theory (TACM) sustains that magnetic pinning is the main pinning mechanism in APC composite.

ÍNDICE DE FIGURAS

FIG.1.1 - CISALHAMENTO DE VÓRTICES NO CONTORNO DE GRÃO. AS SETAS INDICAM A DIREÇÃO DO CISALHAMENTO DENTRO DOS GRÃOS.....	016
FIG.1.2 - FILEIRA DE VÓRTICES EM UM VOLUME $V=l^3$, ONDE τ_{xy} É A TENSÃO DE CISALHAMENTO NOS PLANOS $X=0$ E $X=l$	016
FIG.1.3 - DESLOCAMENTO POR CISALHAMENTO DE UMA FILEIRA DE VÓRTICES SOBRE OUTRA FILEIRA.....	018
FIG.1.4 - AMOSTRAS DE NbTi TRATADAS A 380°C ⁽⁷⁾ . AS DIFERENTES CURVAS REFEREM-SE A TEMPOS DE TRATAMENTOS DIFERENTES, AMOSTRA 0:t=0h, AMOSTRA 2:t=10h, AMOSTRA 3:t=50h, AMOSTRA 4:t=100h E AMOSTRA 5:t=207h.....	028
FIG.1.5 - AS AMOSTRAS 4 E 4A SÃO DE NbTi. A AMOSTRA 4 É UMA AMOSTRA COM TRATAMENTO TÉRMICO DE OTIMIZAÇÃO NO DIÂMETRO FINAL DO FIO. A AMOSTRA 4A É A AMOSTRA 4 COM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO A FRIO ⁽⁷⁾ . OBSERVA-SE A TRANSIÇÃO DA SATURAÇÃO (AMOSTRA 4) PARA A NÃO SATURAÇÃO (AMOSTRA 4A).....	029
FIG.1.6 - AUMENTO DA F_p COM A DEFORMAÇÃO PARA NbTi ONDE $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$. A_{TT} É A ÁREA TRANSVERSAL ONDE FOI FEITO O ÚLTIMO TRATAMENTO TÉRMICO PARA PRECIPITAÇÃO DO α -Ti À TEMPERATURA DE 420°C POR 80h ⁽¹³⁾	030
FIG.1.7 - FORÇA DE APRISIONAMENTO PARA GEOMETRIAS PARALELA E TRANSVERSAL AO CAMPO APLICADO. AMOSTRA TRATADA A 380°C POR 100h E DEFORMADA A FRIO ATÉ O DIÂMETRO FINAL.....	032
FIG.1.8 - DADOS TÍPICOS DE FORÇA DE APRISIONAMENTO PARA FILMES DE Nb ₃ Ge AMORFO. (a) FORÇA DE APRISIONAMENTO (F_p) REDUZIDA AO VALOR MÁXIMO DE F_p ($b=0,4$) VERSUS b PARA UM FILME FINO ($e_f \approx 1,24 \mu\text{m}$); (b) GRÁFICO SEMILOGARÍTMICO DE $F_p/F_p(0,4)$ VERSUS b PARA UM FILME ESPESSE ($e_f \approx 17,95 \mu\text{m}$) ⁽²¹⁾	034

FIG.2.1 - REDE DE VÓRTICES E SEUS VETORES DE BURGERS POSSÍVEIS.....	041
FIG.2.2 - REDE DE DISCORDÂNCIAS EM CUNHA DA REDE DE VÓRTICES.....	042
FIG.2.3 - REDE DE DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE. LINHAS E VETORES DE BURGERS NAS DIREÇÕES X2 E X3 (2 REDES).....	042
FIG.2.4 - DISCORDÂNCIAS NA REDE DE VÓRTICES PARA OS DOIS VETORES DE BURGERS POSSÍVEIS: (a) $b_B^1 = b_B \hat{x}$, (b) b_B^1 TRANSLADADO DE 60°	043
FIG.2.5 - INTERAÇÃO ENTRE DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE NO PLANO XY - b_1 COM b_{3x} (PERPENDICULARES) E b_1 COM b_{3y} (ANTIPARALELAS).....	049
FIG.3.1 - CURVATURA MÁXIMA DO VÓRTICE.....	058
FIG.3.2 - DIAGRAMA DE BLOCOS SIMPLIFICADO DO PROGRAMA DE SIMULAÇÃO.....	083
FIG.4.1 - DADOS SIMULADOS DE DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO F_p EM FUNÇÃO DE B_{c2} PARA Nb46,5%Ti, COM $\kappa=50$	091
FIG.4.2 - MEDIDAS DE B_{c2} EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA (T) : (a) MEDIDAS COM BAIXA DENSIDADE DE CORRENTE ($100A/cm^2$) ; (b) EXTRAPOLANDO F_p A ZERO ⁽¹⁾	096
FIG.4.3 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DE DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO ($F_p \times b$) PARA $x_e=0$ E $x_e=1$ QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi COM $B_{c2}=11T$ PARA DIFERENTES GRAUS DE OTIMIZAÇÃO $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$; (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ E (e) $\epsilon_f=1,1$	102
FIG.4.4 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DE DENSIDADE DE CORRENTE CRÍTICA ($j_c \times b$) PARA $x_e=0$ E $x_e=1$ QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi COM $B_{c2}=11T$ PARA DIFERENTES GRAUS DE OTIMIZAÇÃO $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$; (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ E (e) $\epsilon_f=1,1$	105

FIG.4.5 - DADOS EXPERIMENTAIS DE MATSUSHITA⁽²⁰⁾ ET AL. DE DENSIDADE DE CORRENTE CRÍTICA (j_c) PARA NbTi COM $x=50$, $B_{c2}=10T$ E TEMPERATURA DE TRATAMENTO TÉRMICO $T_{TT}=380^\circ C$: (\square) AMOSTRA 4A: $t_{TT}=100h$ COM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO ($\epsilon_f=2,6$), (\bullet) AMOSTRA 3: $t_{TT}=50h$ SEM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO ($\epsilon_f=0$), (\circ) AMOSTRA 0: SÓ DEFORMADA ATÉ O DIÂMETRO FINAL ($\epsilon_f=0$).....108

FIG.4.6 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DO VOLUME DE CORRELAÇÃO (V_{cxb}) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi⁽⁵⁾ COM $B_{c2}=11T$. À CADA GRAU DE OTIMIZAÇÃO ϵ_f , CORRESPONDE UM $r=R_c/a_0$: (\circ) $\epsilon_f=5,3$, (\bullet) $\epsilon_f=4,4$, (\square) $\epsilon_f=3,4$, (\blacksquare) $\epsilon_f=2,5$ E (\triangle) $\epsilon_f=1,1$. SÃO APRESENTADAS CURVAS PARA (a) $x_e=0$ E (b) $x_e=1$109

FIG.4.7 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DA INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR (W_{xb}) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi⁽⁵⁾ COM $B_{c2}=11T$. A CADA GRAU DE OTIMIZAÇÃO ϵ_f , CORRESPONDE A UM $r=R_c/a_0$: (\circ) $\epsilon_f=5,3$, (\bullet) $\epsilon_f=4,4$, (\square) $\epsilon_f=3,4$, (\blacksquare) $\epsilon_f=2,5$ E (\triangle) $\epsilon_f=1,1$. SÃO APRESENTADAS CURVAS PARA (a) $x_e=0$ E (b) $x_e=1$110

FIG.4.8 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DA DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_{Txb}) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi⁽⁵⁾ COM $B_{c2}=11T$. A CADA GRAU DE OTIMIZAÇÃO A CADA GRAU DE OTIMIZAÇÃO ϵ_f , CORRESPONDE A UM $r=R_c/a_0$: (\circ) $\epsilon_f=5,3$, (\bullet) $\epsilon_f=4,4$, (\square) $\epsilon_f=3,4$, (\blacksquare) $\epsilon_f=2,5$ E (\triangle) $\epsilon_f=1,1$. SÃO APRESENTADAS CURVAS PARA (a) $x_e=0$ E (b) $x_e=1$112

FIG.4.9 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DA FUNÇÃO $g(r,1)xb$, QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi⁽⁵⁾ COM $B_{c2}=11T$, PARA $u=0,39a_0$: (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ E (e) $\epsilon_f=1,1$113

FIG.4.10 - FORÇA DE RESTAURAÇÃO (F) DA REDE DE VÓRTICES EM FUNÇÃO DO DESLOCAMENTO (u) PARA B FIXO⁽²¹⁾128

FIG.4.11 - DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO ENTRE VÓRTICES E CENTROS DE APRISIONAMENTO (u_i) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO APLICADO (B) PARA NbTi, MEDIDA EXPERIMENTALMENTE⁽¹⁹⁾, ONDE: (□) AMOSTRA 4A: $\epsilon_f=2,6$ E (○) AMOSTRA 3: $\epsilon_f=0$128

FIG.4.12 - VALORES DE b_M (ONDE F_P É MÁXIMA) EM FUNÇÃO DE $DB_{c2}^{1/2}$ PARA OS MODELOS DE CISALHAMENTO DE KRAMER-LABUSH (KR-LB), EVETTS-PLUMMER-BRANDT (EP-BR) E DEW-HUGHES-LABUSH (DH-LB).....134

FIG.4.13 - TAMANHO DE GRÃO (D) DE Nb₃Sn EM FUNÇÃO DO TEMPO DE REAÇÃO ($t_{reação}$). AS AMOSTRAS FORAM REAGIDAS À TEMPERATURA DE: (a) AMOSTRAS A e B -700°C, AMOSTRA C - 650°C, (b) AMOSTRA D - 850°C.....136

FIG.4.14 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA A FOI REAGIDA A 700°C, POR 24h À UMA PRESSÃO DE Ar DE 3000psi.....138

FIG.4.15 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA B FOI REAGIDA A 700°C, POR 96h.....138

FIG.4.16 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA C FOI REAGIDA A 650°C, POR 145h.....139

FIG.4.17 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA D FOI REAGIDA A 850°C, POR 6h.....139

FIG.4.18 - GRÁFICO DE KRAMER PARA A AMOSTRA A DE Nb₃Sn PARA: (○) DADOS EXPERIMENTAIS e (□) DADOS SIMULADOS PARA $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$; (a) AMOSTRA A, (b) AMOSTRA B, (c) AMOSTRA C e (d) AMOSTRA D.....145

FIG.4.19 - VOLUME DE CORRELAÇÃO (v_c) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb₃Sn: (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....147

FIG.4.20 - INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR (w) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb₃Sn: (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....147

FIG.4.21 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO (F_p) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e () AMOSTRA D.....148

FIG.4.22 - DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_T) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e () AMOSTRA D.....148

FIG.4.23 - GRÁFICO DE KRAMER PARA A AMOSTRA A DE Nb_3Sn PARA: (o) DADOS EXPERIMENTAIS e (□) DADOS SIMULADOS PARA $u=0,39a_0$ e $x_e=0,6$; (a) AMOSTRA A, (b) AMOSTRA B, (c) AMOSTRA C e (d) AMOSTRA D.....159

FIG.4.24 - VOLUME DE CORRELAÇÃO (v_c) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....161

FIG.4.25 - INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR (w) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....161

FIG.4.26 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO (F_p) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....162

FIG.4.27 - DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_T) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AS DIFERENTES AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (o) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.....162

FIG.4.28 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA A DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=21,6T$, $x=28,0$ E $D=110nm$164

FIG.4.29 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA B DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=22,0T$, $x=24,1$ E $D=116nm$164

FIG.4.30 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA C DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=19,6T$, $x=23,9$ E $D=100nm$	165
FIG.4.31 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA D DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=22,3T$, $x=28,9$ E $D=160nm$	165
FIG.4.32 - CAMPO CRÍTICO SUPERIOR (B_{c2}) EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA PARA O COMPÓSITO APC, DESENVOLVIDO PELA IGC, COM COMPOSIÇÃO $Nb_{18,8}\%Ti^{(37)}$	171
FIG.4.33 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO REDUZIDO AO SEU VALOR MÁXIMO EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO. A CURVA EM LINHA PONTILHADA CORRESPONDE À CURVA OBTIDA PELA TACM. AS CURVAS EM LINHA CHEIA CORRESPONDEM AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA $NbTi$ E O COMPÓSITO APC.....	173
FIG.4.34 - A FIGURA SUPERIOR É UMA CURVA EXPERIMENTAL $V(I)$ PARA UM MONOFILAMENTO DE $NbTi/Cu$. A FIGURA INFERIOR MOSTRA A DISTRIBUIÇÃO DE I_c OBTIDA. TAMBÉM MOSTRA OS VALORES DE $I_c (10^{-14} \Omega.m)$ e $\langle I_c \rangle$ OBTIDOS ⁽³⁷⁾	183

APÊNDICES

FIG.A.1 - DISTORÇÃO ELÁSTICA DE UM ANEL CILÍNDRICO SIMULANDO A DISTORÇÃO PRODUZIDA POR UMA DISCORDÂNCIA EM CUNHA COM $b^c=(b,0,0)$	193
FIG.A.2 - DISTORÇÃO ELÁSTICA DE UM ANEL SIMULANDO A DISTORÇÃO PRODUZIDA POR UMA DISCORDÂNCIA EM HÉLICE, $b^h = (0,b,0)$	195
FIG.A.3 - DISCORDÂNCIA EM HÉLICE EM COORDENADAS CILÍNDRICAS.....	196
FIG.A.4 - INCREMENTO DA SUPERFÍCIE DE CORTE PARA A DERIVAÇÃO DA EQUAÇÃO (A.17).....	201
FIG.A.5 - DISCORDÂNCIA EM CUNHA E EM HÉLICE PERPENDICULARES.....	205
FIG.A.6 - DISTORÇÃO DAS DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE E EM CUNHA	

PERPENDICULARES.....	206
FIG.A.7 - DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE PERPENDICULARES.....	208
FIG.D.1 - FORÇAS ATUANDO SOBRE O VÓRTICE: (a) RESULTANTE É NULA, (b) RESULTANTE É OPOSTA AO GRADIENTE DE FLUXO.....	223

ÍNDICE DE TABELAS

TAB.4.1 - INTERVALO DE RAÍZES $l=L_c/a_0$, PARA $u=0,39a_0$, r FIXO e $0,1 \leq b \leq 0,9$. PARA $x_e=0,1$ e $r=1 \rightarrow$ NÃO HÁ RAÍZES PARA $b > 0,4$	88
TAB.4.2 - (a) INTERVALO DE RAÍZES $l=L_c/a_0$, PARA $u=0,39a_0b$, r FIXO e $0,1 \leq b \leq 0,9$; (b) INTERVALO DE CAMPO REDUZIDO Δb PARA O QUAL NÃO EXISTEM RAÍZES ($l=L_c/a_0$). OS INTERVALOS DE b e l ESTUDADOS FORAM: $0,1 \leq b \leq 0,9$ E $0 \leq l \leq 1000$	89
TAB.4.3 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES DOS FIOS DE NbTi EM FUNÇÃO DO GRAU DE DEFORMAÇÃO DOS MESMOS.....	99
TAB.4.4 - DADOS EXPERIMENTAIS USADOS PARA AJUSTE DE SIMULAÇÃO PARA NbTi ⁽⁵⁾ , $F_p(b_M)$ e $r(R_c)$ em $x_e=0$ e $x_e=1$	100
TAB.4.5 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA NbTi, PARA $x_e=0$, COMPARADOS AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA MATERIAIS COM DIFERENTES GRAUS DE DEFORMAÇÃO ϵ_f . AS VARIÁVEIS CALCULADAS SÃO: L_c e R_c (nm), V_c (nm ³), $fN^{1/2}$ (nN), F_p (N/m ³), j_c (A/cm ²), w (N ² /m ³) E AS DENSIDADES DE ENERGIA EM (J/m ³).....	117
TAB.4.6 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA NbTi, PARA $x_e=1$, COMPARADOS AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA MATERIAIS COM DIFERENTES GRAUS DE DEFORMAÇÃO ϵ_f . AS VARIÁVEIS CALCULADAS SÃO: L_c e R_c (nm), V_c (nm ³), $fN^{1/2}$ (nN), F_p (N/m ³), j_c (A/cm ²), w (N ² /m ³) E AS DENSIDADES DE ENERGIA EM (J/m ³).....	122
TAB.4.7 - DADOS DE B_{c2} , D (TAMANHO DE GRÃO) e x PARA Nb ₃ Sn, OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE ⁽³³⁾⁽³⁴⁾	137
TAB.4.8 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA Nb ₃ Sn, OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE. A DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO ENTRE VÓRTICES E CENTROS DE APRISIONAMENTO USADA FOI $u=0,39a_0b$, PARA $x_e=0$	141

TAB.4.9 - VALORES DE r e e_T (J/m^3), QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS PARA AS AMOSTRAS A, B, C e D. A DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO USADA FOI $u=0,39a_0$150

TAB.4.10 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA Nb_3Sn , OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE. A DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO ENTRE VÓRTICES E CENTROS DE APRISIONAMENTO USADA FOI $u=0,39a_0$, PARA $x_e=0,6$151

TAB.4.11 - RESULTADOS DE SIMULAÇÃO PARA $u=0,39a_0$, PARA O COMPÓSITO APC COM $B_{c2}=7,2$ Tesla, PARA: (a) $r=1$ e (b) $r=2,59$ e PARA O COMPÓSITO CONVENCIONAL DE NbTi COM $B_{c2}=11$ Tesla EM $r=2,39$. AS SIMULAÇÕES FORAM REALIZADAS PARA $x_e=0$168

TAB.4.12 - RESENHA HISTÓRICA DE DADOS DE F_p e j_c EM FIOS DE NbTi, CARACTERIZANDO 4 ETAPAS DE EVOLUÇÃO. OS VALORES DE b_M CORRESPONDEM AO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO ONDE F_p É MÁXIMA.....174

TAB.4.13 - TABELA COMPARATIVA ENTRE OS PARÂMETROS FUNDAMENTAIS DA TEORIA DE APRISIONAMENTO DE NÚCLEO (TAN) E A TACM. (C.A=CENTRO DE APRISIONAMENTO).....178

TAB.F.1 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES E NORMAIS DA LIGA $Nb_{46,5\%Ti}$, COM $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$ e $R' = (A_i - A_f)/A_f$234

TAB.F.2 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES E NORMAIS DO Nb_3Sn , OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE (À 4,2 K).....235

SUMARIO

INTRODUÇÃO GERAL.....	001
CAPÍTULO 1: TEORIAS DE APRISIONAMENTO DE VÓRTICES EM SUPERCONDUTORES.....	001
1. TEORIA DE APRISIONAMENTO: TIPOS E SOMATÓRIAS DAS INTERAÇÕES.....	008
1.1. Teoria de Interação de Núcleo.....	008
1.2. Teoria de Interação Magnética.....	012
1.3. Teoria de Aprisionamento por Tensão de Cisalhamento.....	014
1.4. Soma das Forças de Interação.....	019
1.5. Aprisionamento Coletivo.....	022
2. APLICAÇÕES DE TEORIAS DE APRISIONAMENTO A DADOS EXPERIMENTAIS.....	025
2.1. Interação de Núcleo/Soma Direta em NbTi.....	025
2.2. Saturação e Não Saturação em NbTi.....	028
2.3. Aprisionamento Coletivo, Efeito Pico e Transição 2D-3D.....	031
REFERÊNCIAS.....	035
CAPÍTULO 2: TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA (TACM).....	038
1. DEFINIÇÃO.....	038
2. ENERGIA ELÁSTICA.....	040
3. CÁLCULO DA ENERGIA DA REDE DE DISCORDÂNCIAS DA REDE DE VÓRTICES.....	040
3.1. Energia Própria das Redes de Discordâncias da Rede de Vórtices.....	044
3.1.1. Rede de Cunhas.....	044
3.1.2. Rede de Hélices.....	046
3.2. Energia de Interação entre Discordâncias da Rede de Vórtice.....	047
3.2.1. Interação entre Cunhas Paralelas.....	047
3.2.2. Interação entre Hélices Paralelas.....	048
3.2.3. Interação entre Hélices Não Paralelas.....	049
3.2.4. Interação entre Hélices e Cunhas Perpendiculares.....	050

4. ENERGIA TOTAL DA REDE DE DISCORDÂNCIAS.....	051
5. ENERGIA DE APRISIONAMENTO.....	054
6. ENERGIA DO SISTEMA VÓRTICES - CENTROS DE APRISIONAMENTO.....	053
REFERÊNCIAS.....	054

CAPÍTULO 3: DEFINIÇÃO E CÁLCULO DE PARÂMETROS DA TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA.....056

1. VARIÁVEIS DA TACM.....	056
1.1. Campo Magnético Aplicado Reduzido - $b=B/B_{c2}$	056
1.2. Comprimento Transversal R_c e Comprimento Longitudinal L_c	057
1.3. Fração de Vórtices com Deformação Puramente Elástica - x_e	059
1.4. Cálculo da Distância de Interação (u) entre Vórtices e Centros de Aprisionamento.....	059
2. MINIMIZAÇÃO DA ENERGIA.....	075
2.1. Teste dos Mínimos.....	0'9
2.2. Densidade da Força de Apririonamento F_p - Equação Geral.....	
3. PROGRAMA DE COMPUTADOR.....	082
REFERÊNCIAS.....	084

CAPÍTULO 4: RESULTADOS DA SIMULAÇÃO.....087

1. CONSIDERAÇÕES GERAIS.....	087
2. SIMULAÇÃO PARA O NbTi.....	093
2.1. B_{c2} em NbTi.....	094
2.2. Cálculo de x a Partir de Resultados Experimentais.....	095
2.3. Resultados Gerais de Simulação para NbTi.....	099
2.4. Dados Experimentais.....	100
3. SIMULAÇÃO PARA O Nb ₃ Sn.....	129
3.1. B_{c2} e x em Nb ₃ Sn.....	130
3.1.1. Teoria.....	130
3.1.2. Cálculo de x e B_{c2} a Partir do Dados Experimentais.....	135

3.2. Comparação com os Dados Experimentais.....	135
3.2.1. Simulação Para $u=0,39a_0$	135
3.2.2. Simulação Para $u=0,39a_0b$	149
4. SIMULAÇÃO PARA O NbTi COM CENTROS DE APRISIONAMENTO ARTIFICIAIS (APC).....	166
4.1. B_{c2} e χ Para o Compósito APC.....	167
5. RESENHA HISTÓRICA DE DADOS DE F_p EM NbTi.....	173
6. COMPARAÇÃO A TEORIA DE APRISIONAMENTO DE NÚCLEO (TAN) E A TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA (TACM) - CAUSA X EFEITO.....	177
7. CURIOSIDADES SOBRE SISTEMAS SIMILARES NA NATUREZA.....	182
REFERÊNCIAS.....	184
 CAPÍTULO 5 : CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	188
 APÊNDICE A: DISCORDÂNCIAS.....	193
A.1. Campo de Tensão de Discordâncias Retas.....	193
A.1.1. Discordância em Cunha.....	193
A.1.2. Discordância em Hélice.....	195
A.2. Termos de Energia Própria e Interação entre Duas Discordâncias.....	197
A.3. Forças Agindo Sobre Discordâncias.....	200
A.3.1. Interação Entre Cunhas Paralelas com Vetores de Burgers Paralelos.....	202
A.3.2. Interação Entre Hélices Paralelas com Vetores de Burgers Paralelos.....	203
A.3.3. Interação Entre Hélices e Cunhas Perpendiculares.....	205
A.3.4. Interação Entre Hélices Perpendiculares.....	207
REFERÊNCIAS.....	210
 APÊNDICE B: TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO (TAC).....	211
B.1. Conceitos Gerais.....	211
B.2. TAC - Convencional.....	212
REFERÊNCIAS.....	216

APÊNDICE C: APLICABILIDADES DA TEORIA E DISCORDÂNCIAS À REDE DE VÓRTICES.....	217
REFERÊNCIAS.....	222
APÊNDICE D: ENERGIA ELÁSTICA DA REDE NÃO DEFORMADA.....	223
APÊNDICE E: LISTAGEM DO PROGRAMA DE SIMULAÇÃO.....	225
APÊNDICE F: TABELAS DE PROPRIEDADES SUPERCONDUTORAS, NORMAIS E MICROESTRUTURAIS	
TAB.F.1. NbTi.....	234
TAB.F.2. Nb ₃ Sn.....	235

INTRODUÇÃO GERAL

O problema de aprisionamento de vórtices em supercondutores do tipo II pode ser separado basicamente em dois problemas fundamentais: o cálculo das *forças de aprisionamento elementares* entre vórtices e os defeitos de um dado material (inogeneidades), que são os chamados centros de aprisionamento e a *soma estatística* destas forças, de forma a resultar em uma força média por unidade de volume. O primeiro requer a solução das equações microscópicas com parâmetros do material variando espacialmente. O segundo representa um problema complicado de estatística onde se faz necessário o conhecimento das propriedades elásticas e plásticas da rede de vórtices.

A força de aprisionamento elementar pode ser calculada para cada tipo de material e seus respectivos centros de aprisionamento, de acordo com a distribuição e tamanho dos mesmos. A interação com vazios obtidas por irradiação de neutrons em Nb foi estudada nas REF.(1) e REF.(2). Os tipos de interação analisados foram interação de núcleo, interação magnética e interações elásticas de primeira e segunda ordem. A interação de núcleo seria a dominante. Para pequenos centros de aprisionamento com dimensões menores que ξ , este mecanismo se mostra como sendo o mais importante.

Para centros de aprisionamento do tipo contorno de grão, Yetter et al.⁽³⁾ atribui a maior parcela de aprisionamento ao espalhamento dos elétrons no contorno. Ainda para os contornos de grão, outro mecanismo foi proposto por Kramer^{(4),(5)}, denominado de aprisionamento por cisalhamento da rede de vórtices. O aprisionamento por grandes partículas não supercondutoras é estudado por Cooley et al.⁽⁶⁾, onde a interação magnética no contorno entre as fases é o mecanismo predominante.

O problema da soma das forças de aprisionamento é tratado nas REF.(7)-(10). Para somar as interações fundamentais é necessário considerar a intensidade e distribuição dos centros de aprisionamento e as distorções que estes produzem na rede de vórtices. Quando a soma direta é apropriada, a força exercida por um centro de aprisionamento isolado, é o produto da densidade de centros de aprisionamento (n_p) pela força máxima (f_M) que cada centro exerce sobre a rede de vórtices. No entanto, a rigidez da rede na maior parte dos casos não permite que a força total máxima $n_p f_M$ seja atingida.

A Teoria de Aprisionamento Coletivo (TAC) introduzida por Larkin e Ovchinnikov⁽¹¹⁾ apresenta uma conceituação clara do problema da soma das forças de aprisionamento elementares. Esta teoria diz respeito ao comportamento elástico da rede de vórtices tratado teoricamente através da teoria linear da elasticidade, levando em consideração a elasticidade não-local da rede de vórtices⁽¹²⁾⁻⁽¹⁵⁾.

A TAC supõe que na presença de defeitos a rede se deforma a rede de vórtices. As deformações são pequenas, de forma que $u \ll a_0$, onde u é a deslocamento da rede e a_0 é o parâmetro de rede. Esta deformação destrói a ordem de longo alcance existente na rede (interação vórtice-vórtice), apresentando agora regiões de interação de curto alcance. Estas regiões têm volume V_c , onde dentro de V_c a rede é perfeita, porém na superfície de V_c a rede de vórtices é deformada.

Na realidade somente os defeitos do material que se encontram na superfície de V_c contribuem para a força de aprisionamento total do material. O parâmetro V_c é chamado de *volume de correlação*.

Para $f < \langle f_i^2 \rangle^{1/2}$, onde f_i é a interação de cada defeito com todos os vórtices, a força de aprisionamento por unidade de volume no volume V_c é dada por $F_p = fN^{1/2}/V_c$. O parâmetro N é o número de defeitos do material em $V_c = \sqrt{3}/2 R_c^2 L_c$, R_c é o diâmetro transversal de V_c e L_c é o comprimento longitudinal de V_c ao longo do vórtice.

A TAC foi confirmada experimentalmente por Kes e Tsuei⁽¹⁶⁾ para sistemas bidimensionais (2D).

Ainda em estudos de sistemas 2D foi entendido o efeito pico⁽¹⁷⁾. Este efeito aparece na densidade de corrente crítica (j_c) para altos e baixos campos, onde um aumento abrupto de j_c é observado. Para filmes muito finos (sistemas 2D), o efeito pico ocorre para um dado campo magnético B_{st} onde a rede de vórtices sofre deformação plástica e neste ponto $R_c \approx 17a_0$. Nestes sistemas 2D, $L_c \gg e_f$, onde e_f é a espessura do filme. O ganho em F_p que origina o efeito pico, pode ser explicado por um amaciamento da rede de vórtices pela redução de C_{66} , se forem levadas em conta as deformações plásticas (nucleação de discordâncias em cunha na superfície do filme) e deformações elásticas da rede de vórtices.

Para filmes mais espessos, outro tipo de efeito pico aparece⁽¹⁸⁾. Ele foi conceituado como sendo a transição do regime 2D para 3D. Neste caso L_c diminui significativamente até atingir $L_c \approx e_f/2$. A transição 2D-3D é uma transição de fase de primeira ordem, onde a rede de vórtices deformada elasticamente, constituída de vórtices retos e paralelos, passa para um estado de alta desordem tanto na direção paralela quanto perpendicular ao campo magnético aplicado.

Para o caso 3D devido a grande distorção dos vórtices a teoria linear de elasticidade não mais se aplica. Portanto a TAC convencional não é válida. O pico em F_p faz com que a força cresça da ordem de 100 vezes com relação ao regime 2D, excedendo portanto os valores previstos pela teoria.

O alto grau de distorção dos vórtices faz com que a rede de vórtices apresente defeitos estruturais. Os mais importantes são as discordâncias⁽⁹⁾ e portanto devem ser levadas em consideração.

Mullock e Evetts⁽¹⁹⁾ usando o mesmo processo de minimização da TAC⁽¹¹⁾, introduziram a presença de laços de discordâncias na rede de vórtices, com componentes em cunha e em hélice. Para o caso 2D, a teoria prevê um efeito pico em boa concordância com os dados experimentais. Sugerem ainda que a situação 3D é sempre fora do equilíbrio. No entanto, apesar de considerar a presença das discordâncias, não consideraram a interação entre elas.

O resultado obtido por Mullock e Evetts⁽¹⁹⁾ é exatamente o mesmo obtido pela TAC bidimensional, testada por Kes e Tsuei⁽¹⁶⁾, de onde conclui-se que considerar a energia de deformação elástica do vórtice, é equivalente a considerar a energia própria das discordâncias da rede de vórtices.

Vinnikov e Grigor'eva⁽²⁰⁾ através de micrografias da rede de vórtices obtidas pelo método de decoração⁽²¹⁾ puderam observar a coexistência de regiões de rede perfeita (rede triangular) e regiões completamente amorfas. Com isto deveria-se considerar também nos cálculos este fato e tentar avaliar em que proporções cada destas regiões contribui na determinação de j_c ou F_p .

No Capítulo 1 apresentaremos uma revisão das teorias de aprisionamento e soma mais usadas com algumas aplicações a dados experimentais.

No Capítulo 2 consideraremos a presença de discordâncias em hélice e em cunha na rede de vórtices, bem como a interação entre elas⁽²¹⁾. No contexto da TAC, as discordâncias estão localizadas na superfície de V_c juntamente com os centros de aprisionamento efetivos.

A presença das discordâncias é introduzida através dos termos de energia própria e de interação entre elas na energia total do sistema vórtice-centro de aprisionamento. Esta energia total é formada pela energia elástica ponderada por x_e (fração de vórtices deformados elasticamente, mas que não participam da formação de discordâncias), pela energia das discordâncias ponderada por $(1-x_e)$ e pela energia de aprisionamento.

No Capítulo 3, através da minimização de energia com relação a R_c e L_c , são obtidas duas equações que nos permitem calcular a força de aprisionamento e densidade de corrente crítica em função do campo magnético através de simulações computacionais.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados da simulação comparados aos dados experimentais para NbTi, Nb₃Sn e compósito APC ("artificial pinning centre"), dados estes coletados da literatura.

Para o NbTi, os melhores dados encontram-se nas REF.(23), (24) e (25), sendo que a maior densidade de corrente obtida até então é de $5,2 \cdot 10^5$ A/cm² (1991) (5T a 4,2K). A maior obtida anteriormente era $3,7 \cdot 10^5$ A/cm² (1989) (5T a 4,2K).

Para o Nb₃Sn, os dados usados encontram-se nas REF.(26), (27) e (28). São fios obtidos pelo método bronze sob alta pressão de argônio (HIPping Process), de forma que há diminuição do efeito Kirkendall, obtendo-se camadas mais espessas e contínuas da fase supercondutora, melhorando assim o desempenho dos fios.

Para os compósitos APC (29)(30) foram atingidas densidades de forças de aprisionamento da ordem de $2,14 \cdot 10^{10}$ N/m³, enquanto que para os materiais convencionais, o máximo até então obtido estava em torno de $1,89 \cdot 10^{10}$ N/m³, para o mesmo campo magnético reduzido ($b=0,4$). Os compósitos APC são os que apresentam melhor concordância com a TACM.

No Capítulo 5 apresentamos as conclusões finais do trabalho e sugestões para trabalhos futuros.

REFERÊNCIAS (INTRODUÇÃO)

- (1) H. C. FREYHARDT, "Fluxoid-Void Interaction in Type II Superconductors", PHIL MAG B, 38 (1), 15-20, (1978).
- (2) E. J. KRAMER, "Fundamental Fluxoid Defect Interactions in Irradiated Superconductors", J NUCLEAR MAT, 72, 5-33, (1978).
- (3) W. E. YETTER, D. A. THOMAS and E. J. KRAMER, "Grain-Boundary Flux Pinning by Electron Scattering Mechanism", PHIL MAG B, 46 (5), 523-537, (1982).
- (4) E. J. KRAMER, "Scaling Laws for Flux Pinning in Hard Superconductors", J APPL PHYS, 44 (3), 1360-1370, (1973).
- (5) D. DEW HUGHES, "The Role of Grain Boundaries in Determining J_c in High Field High Current Superconductors", PHIL MAG B, 55 (44), 459-479, (1987).
- (6) R. I. COOTE, J. E. EVETTS AND A. M. CAMPBELL, "Flux Line Pinning by Large Normal Particles in Type II Superconductors", CANAD JOURNAL OF PHYS, 55, 421-427, (1972).
- (7) E. J. KRAMER, "Summation Curves for Flux Pinning in Superconductors", J APPL PHYS, 49 (2), 742-748, (1978).
- (8) A. M. CAMPBELL AND J. E. EVETTS, "Flux Vortices and Transport Currents in Type II Superconductors", ADVAN IN PHYS, 21, 199-428, (1972).
- (9) H. ULLMAIER, "Irreversible Properties of Type II Superconductors", Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, (Springer Tracts Mod Phys 76, 149 p) 1979.
- (10) E. J. KRAMER, "Microstructure - Critical Current Relationship in Hard Superconductors", J ELET MAT, 4, 839-881, (1975).
- (11) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", J LOW TEMP PHYS, 34, 409-428, (1979).

- (12) E. H. BRANDT, "Elastic Energy of the Vortex State in Type II Superconductors. I. High Inductions", J LOW TEMP PHYS, 26, 709-734, (1977).
- (13) E. H. BRANDT, "Elastic Energy of the Vortex State in Type II Superconductors. I. Low Inductions", J LOW TEMP PHYS, 26, 735-753, (1977).
- (14) E. H. BRANDT, " Order Parameter and Magnetic Field of the Distorted Vortex Lattice and Their Application to Flux Pinning in Type II Superconductors. I. Parallel Flux Lines", J LOW TEMP PHYS, 28, 291-315, (1977).
- (15) E. H. BRANDT, " Order Parameter and Magnetic Field of the Distorted Vortex Lattice and Their Application to Flux Pinning in Type II Superconductors. II. Curved Flux Lines", J LOW TEMP PHYS, 28, 291-315, (1977).
- (16) P. H. KES and C. C. TSUEI, " Collective Flux Pinning Phenomena in Amorphous Superconductors", PHYS REV LETT, 47 (6), 1930-1934, (1981)
- (17) R. WOERDENWEBER, Collective - Pinning Properties of Superconducting $a\text{-Nb}_x\text{Ge}$ and $a\text{-Mo}_x\text{Si}$ Films; Observations of Structural Phase Transitions in the Flux Line Lattice, RIJKSUNIVERSITEIT LEIDEN, The Netherlands, 1987. PhD Thesis.
- (18) R. WOERDENWEBER and P. H. KES, " Dimensional Crossover in Collective Flux Pinning", PHYS REV B, 34 (1), 494-497, (1986).
- (19) S. J. MULLOCK and J. E. EVETTS, " Collective Flux Pinning in a Defective Flux Vortex Lattice", J APPL PHYS, 57 (7), 2588-2592, (1985).
- (20) L. Ya. VINNIKOV and I. V. GRIGOR'EVA, "Observation of Regions of Short Range Order in the Vortex Structure in a Type II Superconductor", JETP LETT, 47 (2), 106-110, (1988).
- (21) H. TRAUBLE and U. EßMANN, "Flux Line Arrangement in Superconductors as Revealed by Direct Observation", J APPL PHYS, 39 (9), 4052-4059, (1968).
- (22) C. BORMIO NUNES and D. G. PINATTI, "Vortex Lattice in 3D-Collective Pinning Theory for Type II Superconductors", SUPERCOND. SCI. TECHNOL., 5, S256-259, (1992).

- (23) T. MATSUSHITA and H. KUEPFER - "Enhancement of the Superconducting Critical Current from Saturation in NbTi Wire I.", J APPL PHYS, 63 (10), 5048-5059, (1988).
- (24) C. MEINGAST and D. C. LARBALESTIER, "Quantitative Description of a Very High Critical Current Density Nb-Ti Superconductor During Its Final Optimization Strain. II. Flux Pinning Mechanisms", J APPL PHYS, 66 (12), 5971-5983, (1989).
- (25) H. YAMASAKI and Y. KIMURA, "Fabrication of Nb₃Sn Superconductors by the Solid Liquid Diffusion Method Using Sn Rich CuSn Alloy", CRYOGENICS, February, 89-93, (1982).
- (25) I. LUHMAN, C. S. PANDE and D. DEW HUGHES, "Flux Pinning in Bronze-processed Nb₃Sn", J APPL PHYS, 47 (4), 1459-1463, (1976).
- (26) Y. HACICEK, M. J. GORINGE and S. NOURBAKSHAND, "An Investigation of Critical Current Densities in Bronze-Processed Commercial Multifilamentary Nb₃Sn Wires", PHIL MAG B, 59 (4), 423-438, (1989).
- (27) Y. HACICEK, S. NOURBAKSHAND and M. J. GORINGE, "Microstructural Study of Bronze-processed Commercial Multifilamentary Nb₃Sn Wires", PHIL MAG B, 59 (4), 405-422, (1989).
- (28) Y. HACICEK, M. J. GORINGE AND H. JONES, "Effects of HIPping on Bronze-Processed Commercial Multifilamentary Nb₃SN Wires", CRYOGENICS, 32 (3), 323-326, (1992).
- (29) L. D. COOLEY, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Is Magnetic Pinning a Dominant Mechanism in NbTi?", IEEE TRANS ON MAGNETICS, 27 (2), 1096-1100, (1991).
- (30) O. MIURA, K. MATSUMOTO, Y. TANAKA, K. YAMAFUJI, N. HARADA, M IWAKUMA, K. FUNAKI and T. MATSUSHITA, "Pinning Characteristics in Multifilamentary Nb-Ti Superconducting Wires with Submicrometre Filaments Introduced Artificial Pinning Centres", CRYOGENICS, 32 (3), 315-322, (1992).

CAPÍTULO 1

REVISÃO SOBRE TEORIAS DE APRISIONAMENTO DE VÓRTICES EM SUPERCONDUTORES

1. TEORIAS DE APRISIONAMENTO: TIPOS E SOMATÓRIA DAS INTERAÇÕES.

Na tentativa de explicar os fenômenos associados ao aprisionamento de vórtices em supercondutores do tipo II, várias teorias foram desenvolvidas. Muitas destas teorias são incompletas, pois apresentam somente o cálculo das interações individuais entre vórtices e centros de aprisionamento. Elas não levam em consideração o efeito das interações de uma forma global, isto é, as interações entre vórtices e interações entre vórtices e centros de aprisionamento de longo alcance.

No item 1 deste capítulo apresentaremos os tipos de interação entre vórtices e centros de aprisionamento, bem como as formas propostas para a soma destas interações. No item 2, as teorias de aprisionamento são discutidas à luz dos dados experimentais da literatura.

1.1. Teoria de Interação de Núcleo.

A interação de núcleo resulta de uma mudança na energia de condensação do vórtice quando o vórtice passa através de um centro de aprisionamento.

A interação de núcleo está relacionada aos tipos de centros de aprisionamento cujo tamanho, forma e distribuição não provocam alterações significativas na distribuição de campo magnético dos vórtices.

O parâmetro de ordem ($|\psi|^2$) dá a densidade de elétrons supercondutores. No centro do vórtice o parâmetro de ordem é igual a zero. O valor da energia de condensação do núcleo normal, para o campo magnético aplicado nulo, é dado por:

$$U_c = V_n \frac{B_c^2}{2 \mu_0} \quad (1.1)$$

onde: V_n é o volume do núcleo, B_c é o campo crítico termodinâmico e μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo.

Ainda podemos acrescentar à U_c a contribuição do campo magnético aplicado. Lembrando que o parâmetro de ordem $|\psi|^2$ varia linearmente com $(1-b)$ para $B \approx B_{c2}$, podemos escrever:

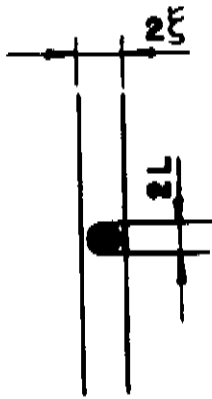
$$U_c = V_n \frac{B_c^2}{2 \mu_0} (1-b) \quad (1.2)$$

onde: B_{c2} é o campo crítico superior e $b=B/B_{c2}$ é o campo reduzido.

Se o núcleo do vórtice passa por uma região onde o parâmetro de ordem já é zero, como por exemplo num vazio, ou por algum precipitado não supercondutor, parte da energia de condensação do núcleo será economizada. Podemos então calcular a energia de interação de núcleo e conseqüentemente a força de interação para diferentes tipos de centros de aprisionamento.

- Vazios de raio $L \ll \xi$

Seja ξ o raio do núcleo do vórtice, também chamado de comprimento de coerência, tem-se que a energia economizada ao passar por um vazio é dada por:



$$U_c^{vz} = \frac{B_c^2}{2 \mu_0} \frac{4\pi}{3} L^3 (1-b) \quad (1.3)$$

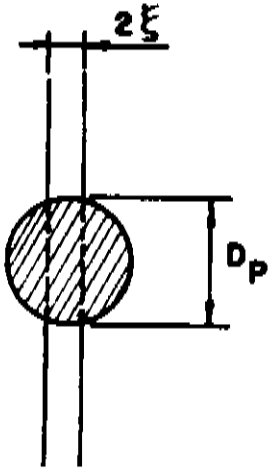
Para calcular a força máxima de interação entre o vórtice e o centro de aprisionamento, que ocorre quando o campo magnético aplicado é perpendicular a j_c , precisamos conhecer o comprimento de interação entre os mesmos. O comprimento natural a ser usado no caso da interação de núcleo é ξ , que é a distância na qual o parâmetro de ordem supercondutor varia significativamente. Desta forma, podemos obter a força máxima de interação em termos de $B_{c2} = \sqrt{2} \times B_c$ como sendo:

$$f_p^{vz} = \frac{\pi}{3} \frac{B^2 c^2}{\mu_0 x^2 \xi} L^3 (1-b) \quad (1.4)$$

para $L \ll \xi$ e x é o parâmetro de Ginzburg-Landau.

- Precipitado normal esférico de diâmetro $D_p > \xi$

Neste caso, a energia de interação que pode ser ilustrada pela figura que segue, é dada por:



$$U_c^{pe} = \frac{1}{2} \frac{B}{\mu_0} \pi \xi^2 D_p (1-b) \quad (1.5)$$

O comprimento de interação neste caso é tomado como sendo $D_p/2$, que é a distância na qual o potencial varia de zero até seu valor máximo U_c^{pe} . Logo, a força de interação máxima é dada por:

$$f_p^{pe} = \frac{B^2 c^2}{2 \mu_0} \frac{\pi \xi^2}{D_p/2} \times D_p (1-b)$$

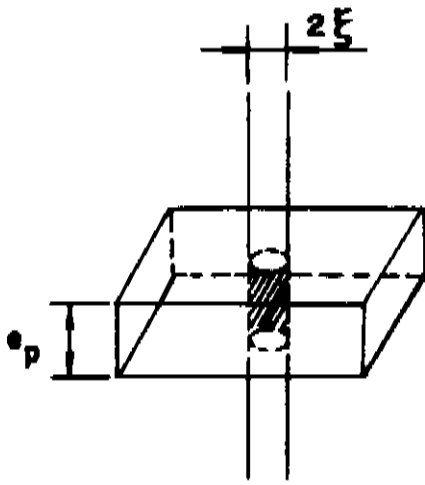
$$f_p^{pe} = \frac{B^2 c^2 \pi \xi^2}{\mu_0 2 x^2} (1-b) \quad (1.6)$$

Pode-se observar da equação (1.6) que a força de interação neste caso independe das dimensões da partícula.

- Precipitado normal em forma de placa

Para precipitados de espessura e_p temos duas situações a considerar:

. precipitado espesso: $e_p > 2\xi$



Para o caso do precipitado espesso, a energia de interação pode ser calculada pela equação (1.1) e tomando-se $V_n = \pi \xi^2 e_p$. Para obter a força de interação máxima tomamos a distância de interação como sendo ξ . Assim:

$$f_p^{ppg} = \frac{B_c^2}{2 \mu_0} \frac{\pi \xi^2}{\xi} e_p (1-b) \quad e_p > 2 \xi$$

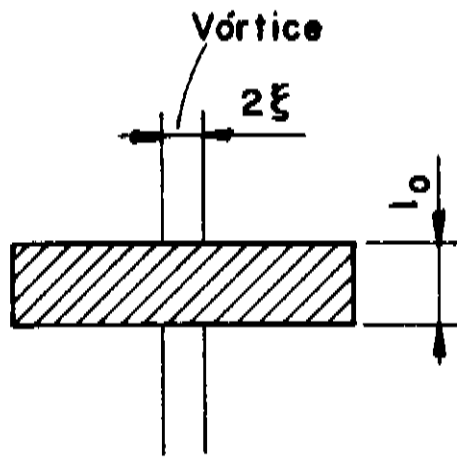
$$f_p^{ppg} = \frac{B_c^2 \pi (1-b)}{4 \chi^2 \mu_0} e_p \quad (1.7)$$

. precipitado fino: $e_p < 2\xi$

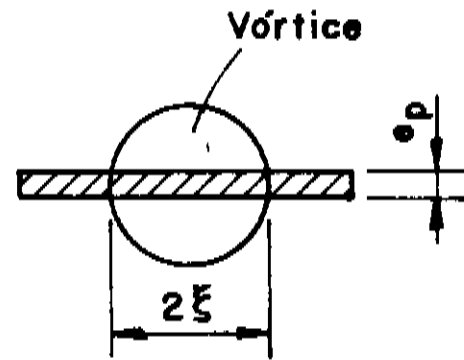
Neste caso, o volume a ser substituído na equação (1.1) será $V_n = 2\xi e_p l_0$ onde l_0 é o comprimento do precipitado ao longo do vórtice. Considera-se também que o comprimento de interação é igual a ξ . Logo, a força máxima de interação por unidade de comprimento será dada por:

$$f_p^{ppf} = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} \frac{2 \xi e_p l_0}{\xi l_0} (1-b)$$

$$f_p^{ppf} = \frac{B_c^2 e_p (1-b)}{2 \chi^2 \mu_0} \quad (\text{em N/m}) \quad (1.8)$$



VISTA LONGITUDINAL



VISTA TRANSVERSAL

VÓRTICE PASSANDO POR UM PRECIPITADO FINO EM FORMA DE PLACA
($e_p < \xi$)

Entretanto, para não haver distorções na estrutura de vórtices, o tamanho dos precipitados deve ser essencialmente menor que ξ e λ , onde λ é o comprimento de penetração do campo magnético. No caso de precipitados normais, no lugar de vazios, há introdução de campos de tensões ao redor do centro de aprisionamento, os quais distorcem os vórtices e modificam as interações.

1.2. Teoria de Interação Magnética

A interação magnética ocorre quando o centro de aprisionamento é suficientemente grande, de forma que suas dimensões excedam a profundidade de penetração de campo.

No caso dos centros de aprisionamento que modificam a distribuição de campo e corrente do vórtice, ou seja, daqueles que têm dimensões maiores que o comprimento de penetração de campo λ , a energia livre apresenta dependência com a posição. Assim, além da energia de condensação do núcleo do vórtice devem ser adicionadas à energia livre do vórtice as energias devido a distribuição de campo magnético e devido às correntes do vórtice.

A dependência espacial decorre das variações de campo magnético e corrente entre regiões com diferentes magnetizações. Dentro destas regiões a configuração da rede de vórtices é perfeitamente triangular.

Faremos o cálculo da interação magnética para o caso de uma superfície plana entre uma região supercondutora e uma região normal. A superfície é paralela ao vórtice e perpendicular à força de arraste (força de Lorentz). Perto da superfície o vórtice irá experimentar duas forças, uma atrativa e outra repulsiva⁽¹⁾.

A força atrativa existe pelo fato de que não há corrente perpendicular à superfície que separa a região supercondutora da região normal. A energia de interação entre o vórtice e a superfície pode ser calculada considerando-se um vórtice e a sua imagem de sinal oposto do outro lado da superfície. Esta energia de interação é dada por ⁽²⁾ :

$$U_a = \phi_0 h_{12} \quad (1.9)$$

onde: $h_{12} = (\phi_0/4\pi\mu_0\lambda^2) K_0[(r_1-r_2)/\lambda]$ é o campo resultante da superposição dos campos dos dois vórtices, (r_1-r_2) é a distância entre os dois vórtices e ϕ_0 é o quantum de fluxo magnético contido em cada vórtice. Se x é a distância do vórtice à superfície plana, U_a é dado por:

$$U_a(x) = - \left(\frac{\phi_0}{4\pi\mu_0} \right)^2 K_0 \left(\frac{2x}{\lambda} \right) \quad (1.10)$$

onde a equação (1.10) é válida para $x \gg \xi$ e $\lambda \gg \xi$ e $K_0(r)$ é a função de Bessel modificada de 2ª classe e ordem zero. Para $x \ll \xi$, tem-se que:

$$U_a(x) = A e^{-2x/\lambda} \quad (1.11)$$

onde a constante A deverá ser determinada.

A força repulsiva está relacionada à interação do campo magnético externo com o vórtice. Se ambos têm o mesmo sinal, a energia repulsiva é dada por:

$$U_r(x) = \phi_0 H e^{-x/\lambda} \quad (1.12)$$

As expressões das forças correspondentes às energias de interação U_a e U_r são:

$$\text{(atractiva)} \quad f_a(x) = U_a(x)/\lambda = \frac{A}{\lambda} e^{-2x/\lambda} = A' e^{-2x/\lambda} \quad (1.13)$$

$$\text{(repulsiva)} \quad f_r(x) = U_r(x)/\lambda = \frac{\phi_0 H}{\lambda} e^{-x/\lambda} \quad (1.14)$$

Em equilíbrio termodinâmico o trabalho total para mover um vórtice da superfície $x = 0$ até $x = \infty$ deve ser nulo. Assim:

$$-\int_0^{\infty} \frac{\phi_0 H}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx + \int_0^{\infty} A' e^{-2x/\lambda} dx = 0$$

$$- \phi_0 H + \frac{A' \lambda}{2} = 0$$

$$A' = 2 \phi_0 H / \lambda \quad (1.15)$$

Substituindo A' na equação (1.13), vemos que a força máxima de interação magnética por unidade de comprimento em $x=0$ será dada por:

$$f_{\text{mag}} = f_r(x=0) + f_a(x=0) = (-\phi_0 H + 2\phi_0 H) / \lambda = \phi_0 H / \lambda$$

Para baixos campos as interações magnéticas como deduzidas, correspondem à situação onde as interações magnéticas melhor se aplicam, pois os vórtices são independentes entre si. Neste caso, $H \approx -M_{\text{rev}}$ e a força de interação magnética é dada por:

$$f_{\text{mag}} = - \frac{\phi_0 M_{\text{rev}}}{\lambda} \quad (1.16)$$

onde M_{rev} é a magnetização reversível da região supercondutora.

1.3. Teoria de Aprisionamento Por Tensão de Cisalhamento

Kramer⁽³⁾ considerou uma rede de vórtices sob a ação simultânea de um pequeno número de centros de aprisionamento fortes e um grande número de centros de aprisionamento fracos. À medida que a força de Lorentz aumenta, os vórtices que estão aprisionados pelos centros de aprisionamento fracos cisalham elasticamente ao redor dos vórtices parados (aprisionados fortemente), já que

os centros de aprisionamento fracos são ineficazes.

Quando a deformação elástica cresce muito, a força de aprisionamento máxima é excedida ou a tensão de cisalhamento máxima da rede de vórtices é atingida. Neste último caso, a força de Lorentz sobre os vórtices fortemente aprisionados não pode mais ser transferida aqueles centros de aprisionamento através da interação entre vórtices.

Adotando o mesmo mecanismo de cisalhamento de vórtices proposto por Kramer, Dew-Hughes⁽⁴⁾ calculou F_p para centros de aprisionamento do tipo de contornos de grão. A FIG.1.1 é uma ilustração esquemática de grãos equiaxiais aproximados por hexágonos regulares no plano x-y. A força de Lorentz nesta configuração sempre tem componente paralela à direção de um dos contornos de grão.

A energia livre dos vórtices nos contornos de grão é menor que a dos vórtices no interior do grão. No contorno x é maior, ou seja, o núcleo normal do vórtice é menor. Logo, a energia gasta para formar o núcleo normal é menor se o vórtice é formado no contorno. Portanto, a maior parte dos vórtices está localizada nos contornos de grão. Além disso, como C_{66} é proporcional a κ^{-2} , C_{66} será menor nos contornos. Desta forma, os vórtices do contorno cisalharão com respeito aos vórtices aprisionados no interior do grão.

Se j é a densidade de corrente que passa no material e B é o campo magnético aplicado, a força de Lorentz por unidade de volume é dada por:

$$f_L = \frac{F_L}{V} = j B$$

No volume $V=I^3$ dado pela FIG.1.2, temos que a força de Lorentz sobre a rede de vórtices pode ser dada por:

$$F_L = j n \phi_0 I^3$$

sendo n o número de vórtices por unidade de área.

No plano x-y da FIG.1.2 temos que $n = \frac{(1/a_0)^2}{I^2}$, logo:

$$F_L = \frac{j\phi_0}{a_0^2} I^3$$

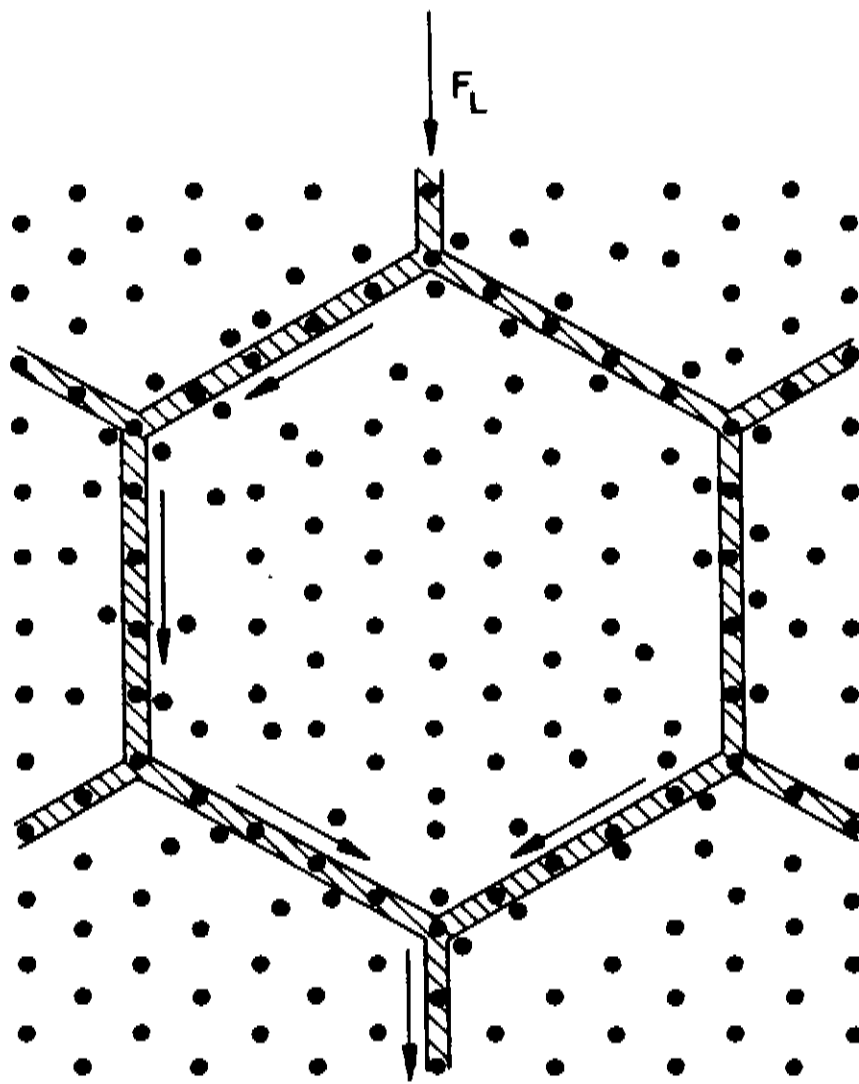


FIG.1.1. CISALHAMENTO VÓRTICES NO CONTO DO GRÃO. AS SETAS INDICAM A DIREÇÃO DO CISALHAMENTO DENTRO DOS GRÃOS.

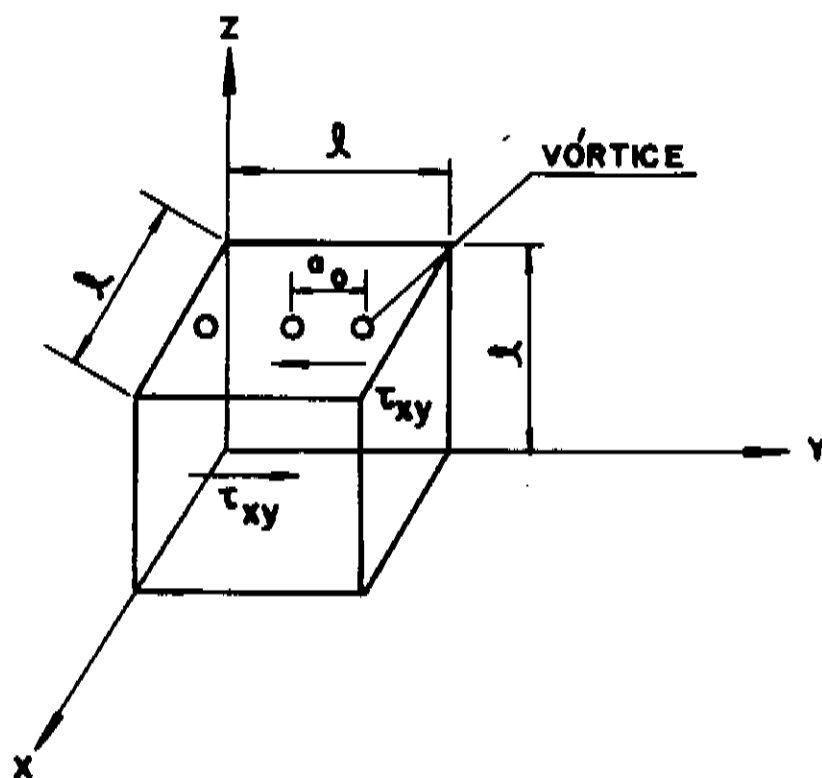


FIG.1.2 - FILEIRA DE VÓRTICES EM UM VOLUME $V=l$, ONDE τ_{xy} É TENSÃO DE CISALHAMENTO NOS PLANOS $x=0$ E $x=l$.

A força por unidade de área é dada por:

$$f'_L = \frac{j \phi_0}{a_0^2} l$$

No caso de apenas um vórtice $l=a_0$. Para que haja cisalhamento da rede de vórtices perfeita, o seguinte balanço de força deve ser satisfeito:

$$f'_L = 2 \tau_{xy}$$

ou seja,

$$\frac{j\phi_0}{a_0} = 2 \tau_{xy} \quad (1.17)$$

onde τ_{xy} , é a tensão de cisalhamento nos dois planos que são paralelos à fileira de vórtices e à força de Lorentz.

É possível se fazer uma estimativa razoável da tensão de cisalhamento necessária, para movimentar por cisalhamento, uma fileira de vórtices com relação a outra vizinha, numa rede perfeita⁽⁵⁾. Considerando a FIG.1.3., a tensão de cisalhamento atua no plano e na direção do cisalhamento. O parâmetro a_0 é a distância entre os vórtices na direção do cisalhamento e \underline{a} é o espaçamento entre dois planos adjacentes.

O cisalhamento causa um deslocamento x na direção do movimento entre fileiras adjacentes. Para $x = 0$ e $x = a_0$, onde as fileiras retornam às posições da rede perfeita, temos $\tau_{xy} = 0$. Também em $x = a_0/2$, $\tau_{xy} = 0$, pois é uma posição de simetria. Entre estes pontos, cada vórtice é atraído na direção do próximo vórtice da outra fileira. Assim, a tensão de cisalhamento é uma função periódica do deslocamento x .

Como primeira aproximação, pode-se escrever τ_{xy} como sendo:

$$\tau_{xy} = \tau_{\max} \operatorname{sen} \frac{2\pi x}{a_0} \quad (1.18)$$

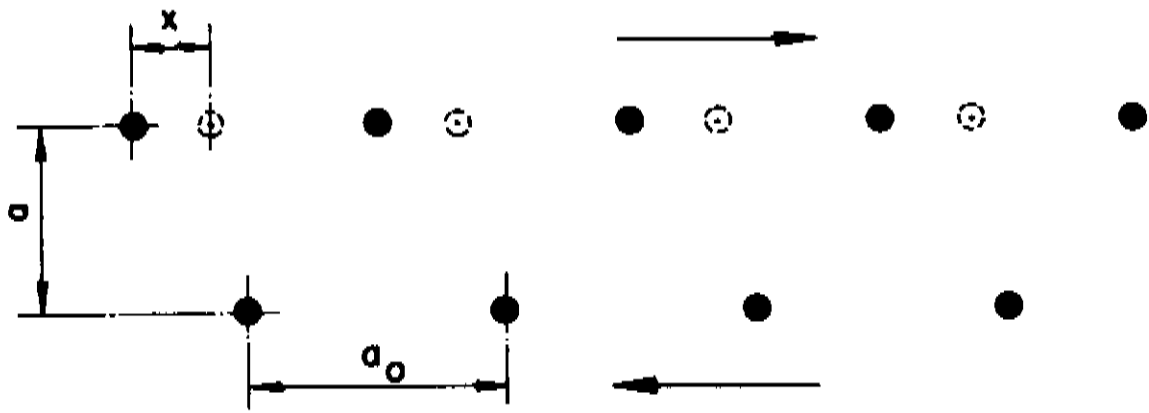


FIG. 1.3. DESLOCAMENTO POR CISALHAMENTO DE UMA FILEIRA DE VÓRTICES SOBRE OUTRA FILEIRA.

Sendo a deformação pequena, podemos fazer $\sin(2\pi x/a_0) \approx 2\pi x/a_0$. Além disso, da lei de Hooke:

$$\tau_{xy} = C_{66} \frac{x}{a} \quad (1.19)$$

Combinando as equações (1.18) e (1.19) e sabendo-se que $a = \sqrt{3}/2 a_0$ para a rede de vórtices triangular bidimensional, tira-se que:

$$\tau_{\max} = (2/\sqrt{3}) C_{66}/2\pi \quad (1.20)$$

A condição de tensão máxima de cisalhamento é obtida quando a densidade de corrente crítica é atingida. Assim, da equação (1.17) obtemos:

$$\frac{j_c \phi_0}{a_0} = \frac{C_{66}}{\pi} \frac{2}{\sqrt{3}} \quad (1.21)$$

Multiplicando a equação (1.21) por B e substituindo $a_0 = 2,69\xi/b^{1/2}$, $\xi = (\phi_0/2\pi B c_2)^{1/2}$ tem-se que:

$$j_c B = \frac{0,14}{\xi} b^{1/2} C_{66} \quad (1.22)$$

No limite de altos campos, C_{66} de Labush é dado por⁽⁸⁾:

$$C_{66} = \frac{7,40 \cdot 10^4 B_{c2}^2 (1-b)^2}{x^2} \quad (1.23)$$

Substituindo a equação (1.22) em (1.23), obtém-se:

$$j_c^B = F_p = \frac{5,75 \cdot 10^{11} B_{c2}^{5/2} b^{1/2} (1-b)^2}{x^2} \quad (1.24)$$

A equação (1.24) é essencialmente a mesma expressão obtida por Kramer (equação (2) da REF. (3)). Ela também não apresenta dependência com o tamanho de grão. Entretanto, dados experimentais mostram que F_p varia com o tamanho do grão D ⁽⁷⁾. A expressão dada pela equação (1.24) está associada ao mecanismo de saturação, a ser apresentado no item 2.2.

1.4. Soma das Forças de Interação.

A força de aprisionamento macroscópica (F_p) representa a ação de um grande número de interações individuais f entre vórtices e centros de aprisionamento.

Se $\rho(f) df$ é o número de interações por unidade de volume, com forças entre f e $f+df$, F_p pode ser escrita como:

$$F_p = \int_{-f_M}^{f_M} f \rho(f) df \quad (1.25)$$

sendo f_M a força máxima que um certo tipo de centro de aprisionamento pode exercer sobre um vórtice. A função $\rho(f)$ depende da intensidade da força de interação e distribuição dos centros de aprisionamento e também das distorções que eles são capazes de produzir na rede de vórtices.

A equação (1.25) pode ser resolvida em dois casos limites. No primeiro caso, a rede vórtices é completamente rígida e os centros de aprisionamento são distribuídos aleatoriamente. O número de interações com força f será igual aquelas com força $-f$. Sendo $\rho(f)$ uma função par, a integral (1.25) é nula.

Assim:

$$F_p \approx 0 \text{ para } C_{ij} \rightarrow \infty \quad (1.26)$$

onde C_{ij} , representa a rigidez elástica da rede.

No segundo caso, a rede é quase que completamente macia. Os vórtices irão se ajustar aos centros de aprisionamento numa forma ótima. Logo, se existem n_p pontos de aprisionamento por unidade de volume que exerçam uma força máxima f_M em cada vórtice, teremos:

$$F_p = \int_{-f_M}^{f_M} n_p f \delta(f-f_M) df = n_p f_M \quad C_{ij} \rightarrow 0 \quad (1.27)$$

O caso intermediário corresponde à situação onde a interação vórtice-centro de aprisionamento é menor ou da mesma ordem de grandeza que a interação vórtice-vórtice. Neste caso, a elasticidade da rede de vórtices deve ser levada em consideração.

Labush⁽⁸⁾⁽⁹⁾ calculou a força de aprisionamento estática através de uma soma estatística. Naquele tipo de soma, ele considerou que nem todos os centros de aprisionamento ativos contribuiriam com forças na mesma direção da força de Lorentz e com intensidade de força variando de zero a f_M . A força f_M é a força máxima de interação ou a força a partir da qual ocorrem as instabilidades elásticas.

A probabilidade de encontrar um vórtice sujeito a uma força no intervalo entre f e $f+df$ é igual à probabilidade de que o vórtice passe através de uma pequena área δA dada por:

$$\delta A = 2a_0 u_0 \frac{\delta f}{f_M}$$

onde: u_0 é o deslocamento sofrido pelo vórtice e $\frac{\delta f}{f_M}$ é a fração de variação da força com que cada vórtice contribui no intervalo de zero a f_M para a força total nesta área δA .

Para uma densidade n de vórtices, a probabilidade será:

$$P(f) df = \delta A n = \delta A \frac{B}{\phi_0}$$

Se existem n_p centros de aprisionamento por unidade de volume, a variação da força de aprisionamento no intervalo entre zero e f_M será:

$$\delta F_p = n_p f P(f) df$$

Integrando δF_p no intervalo de variação da força, tem-se que:

$$F_p = \int_0^{f_M} n_p f \frac{2a_0 u_0}{f_M} \frac{B}{\phi_0} df$$

$$F_p = n_p \frac{f_M}{2} (2a_0 u_0) \frac{B}{\phi_0} \quad (1.28)$$

onde foi considerado $\delta f = df$.

Labush ⁽⁸⁾⁽⁹⁾, calculou o deslocamento u_0 da rede de vórtices para o caso de forças distribuídas sobre uma área de uma célula unitária da rede no plano x-y, mas considerando-as localizadas em um único ponto z. O cálculo é feito achando as deformações ocasionadas por um campo de tensão senoidal do tipo $\exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ e depois superpondo funções senoidais para obter a distribuição correta de forças. A somatória de Labush foi cortada para $k \gg \pi/a_0$ nas direções x e y. Todos os valores de k na direção z foram considerados no somatório. A expressão encontrada para u_0 , no caso de forças pontuais f_M , é dada por:

$$F_p = \left(\frac{B}{\phi_0} \right)^{1/2} \frac{f_M}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{(C_{44}C_{66})^{1/2}} + \frac{1}{(C_{44}C_{11})^{1/2}} \right) \quad (1.29)$$

Como $C_{11} \gg C_{66}$, tem-se que:

$$u_0 \approx \left(\frac{B}{\phi_0} \right)^{1/2} \frac{f_M}{4\sqrt{\pi}} \frac{1}{(C_{44}C_{66})^{1/2}} \quad (1.30)$$

Assim, encontra-se a seguinte expressão para F_p :

$$F_p = n_p f_M^2 \left(\frac{B}{\phi_0} \right)^{3/2} \frac{1}{((C_{66}C_{44})^{1/2})} \frac{2a_0}{4\sqrt{\pi}} \quad (1.31)$$

A expressão (1.31) foi obtida considerando forças pontuais ($u_0 \ll a_0$) e que o arranjo de centros de aprisionamento é diluído e distribuídos aleatoriamente.

1.5. Aprisionamento Coletivo

Larkin e Ovchinnikov⁽¹⁰⁾ desenvolveram a teoria de aprisionamento coletivo de vórtices com base na teoria linear da elasticidade, ou seja, para pequenas distorções da rede de vórtices ($u_0 \ll a_0$). Consideraram que a presença de defeitos (centros de aprisionamento) da rede cristalina quebra a interação de longo alcance da rede de vórtices. Isto faz aparecer regiões de interação de curto alcance denominadas de volume de correlação (V_c). O aprisionamento se dá na superfície de V_c , dentro de V_c a rede é perfeita. As interações na superfície de V_c são proporcionais a $N^{1/2}$, onde N é o número de centros de aprisionamento no volume V_c . Este resultado está associado à estatística do problema onde um número grande de centros de aprisionamento distribuídos aleatoriamente é considerado. Isto se deve à própria essência do processo aleatório, que faz com que haja uma compensação natural entre valores mais elevados e valores mais baixos.

Se considerarmos o valor quadrático da força de aprisionamento, temos que:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N f_i^2}{N^2} = \frac{1}{N^2} \left[f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 + \dots + f_N^2 \right]$$

Como os centros de aprisionamento são distribuídos aleatoriamente e não são correlacionados, tem-se que $f_1^2 = f_2^2 = f_3^2 = \dots = f_N^2 = f^2_N$.

A força f é a força de interação de um centro de aprisionamento com todos

os vórtices, ou seja, $f_i = \sum_{j=1}^{N_v} f_{ij}$, com f_{ij} sendo a força de interação de um centro de aprisionamento com um vórtice e N_v é o número de vórtices. Logo, pode-se escrever:

$$\langle f^2 \rangle = \frac{f^2}{N} \longrightarrow \bar{f} = \frac{f}{\sqrt{N}}, \text{ onde } \bar{f} = \sqrt{\langle f^2 \rangle} = \left(\sum_{i=1}^N f_i^2 \right)^{1/2} N^{-1}.$$

A força de aprisionamento no volume V_c é dada por:

$$F_p = \frac{N \bar{f}}{V_c} = \frac{N (f/N^{1/2})}{V_c}$$

$$F_p = \frac{N^{1/2} f}{V_c} \quad (1.32)$$

A expressão para V_c pode ser dada por $V_c = R_c^2 L_c$, onde R_c é o diâmetro de V_c no plano da rede e L_c é o comprimento ao longo do vórtice.⁽¹¹⁾

Nesta teoria, a energia do sistema vórtice-centro de aprisionamento é dada por⁽¹⁰⁾:

$$e^{LO} = C_{44} \left(\frac{u}{L_c} \right)^2 + C_{66} \left(\frac{u}{R_c} \right)^2 - F_p u \quad (1.33)$$

A minimização de e^{LO} com relação a R_c e L_c resulta em uma expressão para F_p para no caso tridimensional (3D), que é dada por:

$$F_p = \frac{n_p^2 f_p^4}{16 u^3 C_{44} C_{66}^2} \quad (1.34)$$

onde n_p é a densidade de centros de aprisionamento. No Apêndice B apresentamos os passos seguidos para se chegar à expressão (1.34).

Usando a função de correlação do deslocamento da rede de vórtices, Brandt (12) determinou V_c e F_p para o caso bidimensional (2D). Esta função de correlação dos deslocamentos é definida como sendo a média quadrática dos deslocamentos $\mathbf{s}(\mathbf{r})$ de todos os vórtices. A função de correlação $g(\mathbf{r})$ é dada por:

$$g(\mathbf{r}) = \langle |\mathbf{s}(\mathbf{r}) - \mathbf{s}(0)|^2 \rangle \quad (1.35)$$

Seja u o raio da região que delimita o volume V_c . A condição $g(V_c) \leq u^2$ define o volume V_c .

Para sistemas 3D, $g(R_c, L_c) \leq u^2$ e $V_c^{3D} = (4/3)\pi R_c^2 L_c$. Para sistemas 2D, $g(R_c, e_f) \leq u^2$ e $V_c^{2D} = \pi R_c^2 e_f$. A variável e_f representa a espessura do material, sendo que $e_f < L_c$.

A função de correlação para o caso 2D pode ser dada por⁽¹²⁾:

$$g_{2D}(\mathbf{r}) = \frac{n_p f_p^2}{8\pi C_{66}^2 e_f} \ln \frac{R}{r} \quad (1.36)$$

onde: R é aproximadamente a metade do tamanho do filme.

Podemos reescrever a equação anterior por:

$$g_{2D}(R_c, e_f) = \frac{n_p f_p^2}{8\pi C_{66}^2 e_f} R_c^2 \ln \frac{R}{R_c} = u^2$$

Isolando R_c na equação anterior ficamos com R_c dado por:

$$R_c \approx u C_{66} \frac{(8\pi e_f)^{1/2}}{[n_p f_p^2 \ln(R/R_c)]^{1/2}} \quad (1.37)$$

A partir da expressão da força de aprisionamento dada pela equação (1.32) podemos reescrever F_p em função de n_p :

$$F_p = \frac{f n_p^{1/2}}{V_c^{1/2}} \quad (1.38)$$

onde novamente $n_p = N/V_c$, é a densidade de centros de aprisionamento.

Substituindo $V_c^{1/2} = \pi^{1/2} R_c e_f^{1/2}$ e R_c dado pela equação (1.37), chegamos após substituição na equação (1.38) à seguinte expressão para $F_p(2D)$:

$$F_p(2D) \approx 0,11 \left[\ln(R/R_c) \right]^{1/2} \frac{n_p f^2}{u e_f C_{66}} \quad (1.39)$$

É interessante notar que a teoria de aprisionamento coletivo tem a soma das forças de interação incluído no termo $N^{1/2}f$. Somente os centros de aprisionamentos na superfície de V_c participam do aprisionamento e f não é o valor máximo da força de aprisionamento, mas sim a raiz quadrada do valor quadrático médio das forças de interação (f_i) entre os vórtices e o centro de aprisionamento ($f = \langle f_i^2 \rangle^{1/2}$). A elasticidade da rede se manifesta por meio do volume de coerência V_c , através da sua dependência com C_{66} , C_{44} e u .

2. APLICAÇÕES DE TEORIAS DE APRISIONAMENTO A DADOS EXPERIMENTAIS.

Neste item são mostradas as aplicações das teorias apresentadas anteriormente a dados experimentais. Também apresentamos os mecanismos de saturação e não-saturação em NbTi, discutidos à luz dos mecanismos de desvio do aprisionamento (pin avoidance) e do rompimento do aprisionamento (pin breaking).

2.1. Interação de núcleo / Soma direta em NbTi

Uma forma de se comparar as expressões obtidas para a força de interação de núcleo com dados experimentais é assumir a soma simples dada pela equação (1.27). Desta forma, a força de aprisionamento macroscópica é a soma das forças de interação máximas que cada centro de aprisionamento exerce sobre os vórtices.

Meingast e Larbalestier ⁽¹³⁾ compararam dados experimentais da liga Nb46,5%Ti com a teoria de interação de núcleo e soma direta. Calcularam a força de aprisionamento específica para precipitados α -Ti como sendo:

$$Q_{ppt} = F_p^{exp} \left[\Delta\chi^2(T,\epsilon)/(l/A) \right] \alpha \quad (1.40)$$

onde (l/A) é o comprimento do precipitado por unidade de área, α é o fator geométrico de eficiência para aprisionamento e $\Delta\chi^2$ é um fator de correção devido ao aumento de χ com o aumento da deformação ϵ .

O fator α está relacionado à orientação das superfícies de aprisionamento com relação à força de Lorentz.

Para grãos equiaxiais e colunares, nem todas regiões das superfícies dos grãos estão alinhadas perpendicularmente à força de Lorentz. As regiões paralelas causam cisalhamento da rede de vórtices. Desta forma, o aprisionamento não é totalmente eficiente.

Yetter et al ⁽¹⁴⁾ sugeriu valores para α igual a 1 para contornos de grãos simples, 1/2 para grãos colunares e 1/3 para grãos equiaxiais.

Nas amostras otimizadas de NbTi, os grãos são do tipo colunar e α foi escolhido como sendo $\alpha=1/2$ ⁽¹⁵⁾.

A fim de comparar Q_{ppt} com o a força f_p calculada pela equação (1.8), é necessário dividir f_p^{ppf} por a_0 , a distância entre os vórtices, para obter a força de interação ao longo do vórtice.

Foi obtida uma relação linear entre Q_{ppt} e a espessura dos precipitados (e_p) para $(e_p/\xi) \leq 1$. Para $(e_p/\xi) > 1$ há um desvio da relação linear, tanto para $B_{c2} = 10$ Tesla (4,2K) quanto para $B_{c2} = 1$ Tesla ($\approx T_c$) para diferentes valores de campo reduzido (b).

No caso de $b = 0,25$, os valores para $B_{c2} = 1$ Tesla ficaram bem próximos do esperado pela soma direta. Para $B_{c2} = 10$ Tesla houve um desvio maior da soma direta. Este desvio é atribuído ao efeito de proximidade.

O efeito de proximidade pode ser assim explicado:

- para $T \approx T_c$ os precipitados de Ti- α (partículas normais), induzem regiões normais nos locais situados entre eles. Em $T \approx T_c$ o parâmetro de ordem é quase nulo. Desta forma, o volume efetivo dos precipitados normais é maior que o volume real destes.

- para $T \approx 4,2$ K ocorre o oposto. O estado supercondutor é a fase dominante, a supercondutividade é induzida (com H_c menor que o da matriz) nos precipitados normais. Desta forma, o volume efetivo de precipitados normais é menor que o volume real destes.

O menor volume efetivo de precipitados para 4,2K foi considerado a causa do desvio da soma direta.

Depois das precipitações seguidas de deformação os precipitados podem formar agrupamentos (clusters).

Depois da precipitação dos Ti- α a matriz fica mais rica em Nb cerca de 10%. A deformação contribui para a homogeneização, onde Ti é introduzido à matriz através do afinamento do precipitado Ti- α . As propriedades supercondutoras dos clusters têm a ver com as variações em T_c , B_{c2} e ρ (resistividade).

A presença destes clusters pode ser entendida através de medidas da força de aprisionamento F_p . Para a região onde a espessura dos precipitados (e_p) e a separação (d_p) entre eles é menor que ξ , esperava-se um declínio de F_p . No entanto, é a região onde F_p é máximo. Isto seria uma evidência de que os precipitados comportam-se como clusters.

Como pode ser observado da discussão acima, a soma direta e interação de núcleo não se aplicam a todo o intervalo de temperatura. É necessário a introdução de volumes efetivos relacionados aos supostos clusters. Desta forma, a inclusão de fatores de ajuste se faz necessária. Como α já é um fator de ajuste grosseiro, coloca-se assim em questão a validade de se usar tal teoria.

Cooley et al.⁽¹⁶⁾, afirmaram que com o alinhamento dos precipitados em Nb47%Ti, o fator α cresce. Consideraram que a justificativa de se usar a soma direta / interação de núcleo em NbTi seria o fato dos centros de aprisionamento serem fortes neste tipo de material. Isto causaria um desacoplamento entre vórtices e melhor ajuste individual de cada vórtice a cada centro de aprisionamento. Porém, os resultados apresentados mostram-se ainda insatisfatórios.

Ainda em NbTi, Cooley et al.⁽¹⁷⁾, analisaram o comportamento de centros de aprisionamento artificiais (Nb). Os valores medidos de F_p sugeriram a predominância da interação magnética naquele tipo de sistema.

2.2. Saturação e não saturação em NbTi

A saturação e não saturação são fenômenos que dizem respeito às formas das curvas de força de aprisionamento por unidade de volume em função do campo magnético aplicado.

Os materiais saturados são aqueles onde F_p independe da microestrutura do material na região de altos campos. A densidade de força de aprisionamento tem dependência com b como $b^{1/2} (1-b)^2$ e apresenta máximo em $b_M = 0,2$. Este tipo de comportamento também é chamado de desvio de aprisionamento (pin avoidance).

Os materiais não saturados são aqueles onde F_p depende da microestrutura do material para altos campos. A densidade de força de aprisionamento depende de b como $b(1-b)$ e apresenta máximo em $b_M = 0,5$. Este mecanismo também é conhecido como rompimento de aprisionamento (pin breaking).

Para amostras de NbTi somente com precipitação de partículas Ti- α , o comportamento é de saturação. Após os tratamentos térmicos finais o comportamento de saturação se mantém para altos campos e não há aumento de F_p para estas regiões de campo.

Para baixos campos há um aumento de F_p à medida que se aumenta o tempo de precipitação, conforme pode ser observado na FIG.1.4.

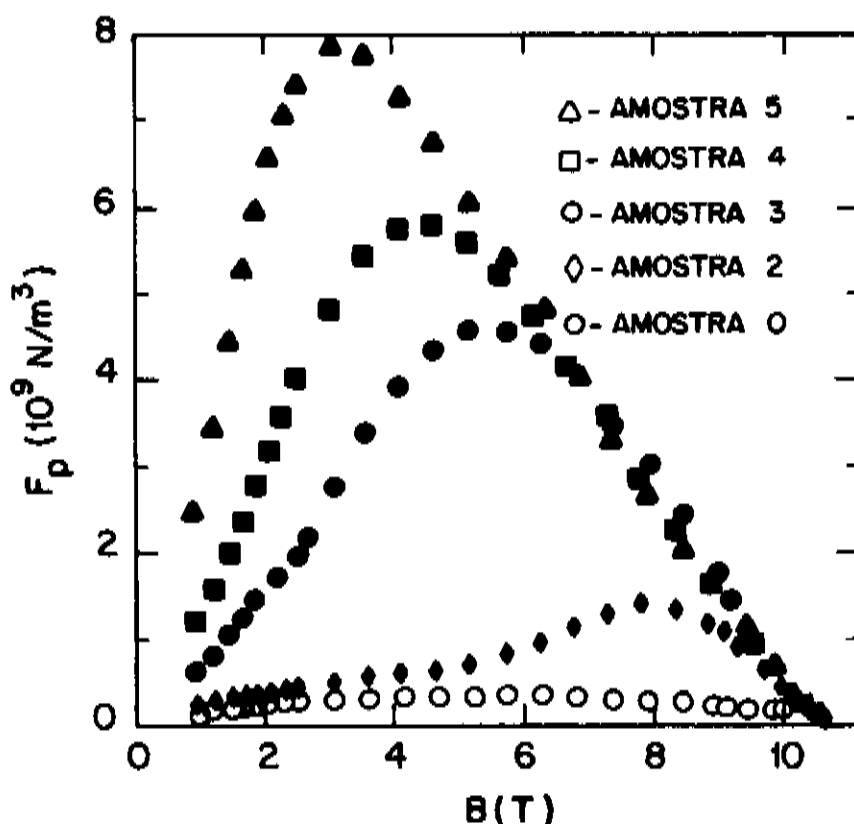


FIG.1.4 - AMOSTRAS DE NbTi TRATADAS A 380°C (7). AS DIFERENTES CURVAS REFEREM-SE A TEMPOS DE TRATAMENTO TÉRMICO DIFERENTES. AMOSTRA 0: t=0h, AMOSTRA 2: t=10h, AMOSTRA 3: t=50h, AMOSTRA 4: t=100h E AMOSTRA 5: t=207h

Quando se introduz deformação nos fios após os tratamentos térmicos de precipitação de Ti- α , há uma transição do regime saturado para o não saturado. Ocorre um aumento significativo de F_p para altos campos e a dependência com o campo aproxima-se mais do comportamento linear. Este comportamento pode ser observado na FIG.1.5.

Podemos observar na FIG.1.6 que há um aumento de F_p com o aumento da deformação para altos campos. As amostras foram tratadas termicamente em um certo diâmetro ϕ_{TT} e depois deformadas até um diâmetro final ϕ_{final} . Como $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$, os diâmetros de tratamento correspondentes a $\epsilon_f = 5,3, 4,4, 3,4, 2,5$ e $1,1$ são $\phi_{TT} = (14, 9, 5,5, 3,5$ e $1,7)\phi_{final}$. O comportamento observado nestas amostras correspondeu ao mecanismo de não saturação.

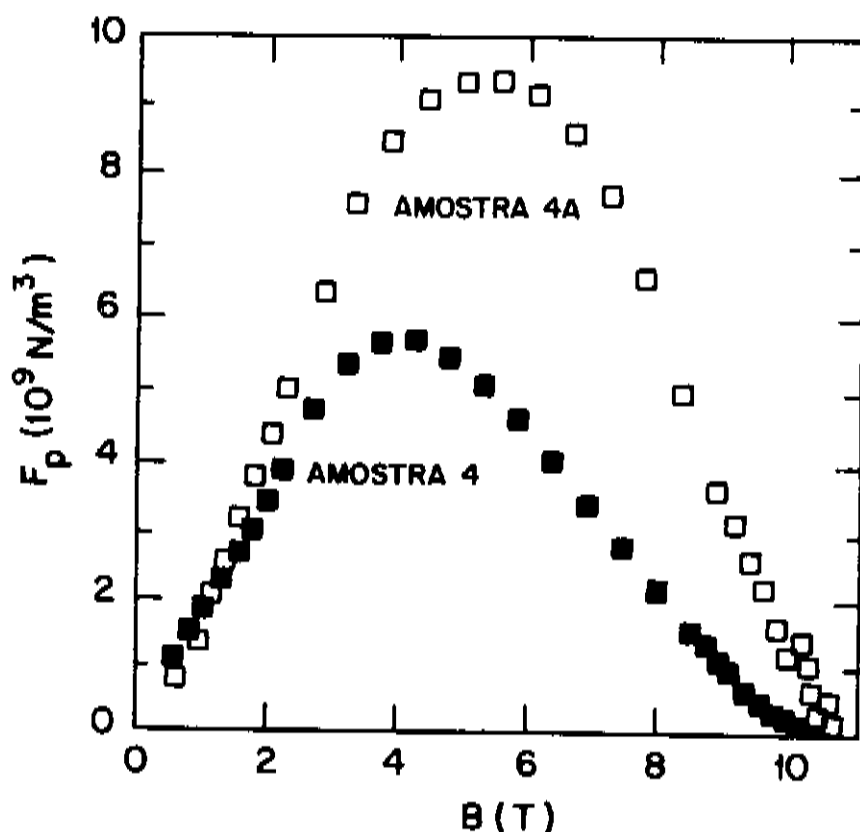


FIG.1.5 - AS AMOSTRAS 4 E 4A SÃO DE NbTi. A AMOSTRA 4 É UMA AMOSTRA COM TRATAMENTO TÉRMICO DE OTIMIZAÇÃO NO DIÂMETRO FINAL DO FIO. A AMOSTRA 4A É A AMOSTRA 4 COM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO A FRIO⁽⁷⁾. OBSERVA-SE A TRANSIÇÃO DA SATURAÇÃO (AMOSTRA 4) PARA A NÃO SATURAÇÃO (AMOSTRA 4A).

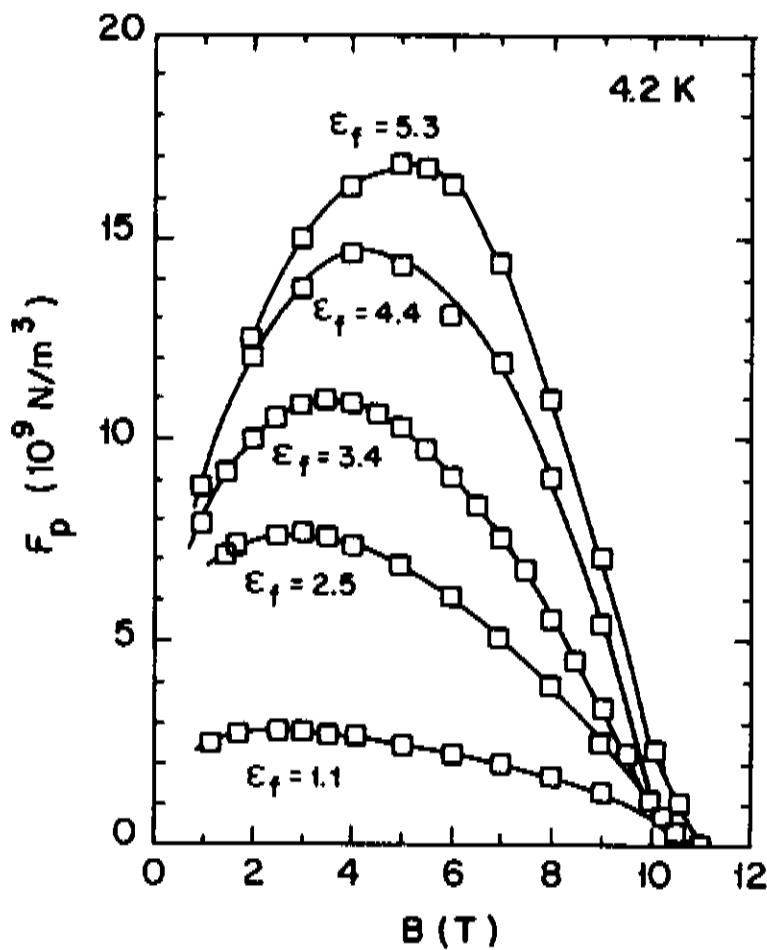


FIG.1.6 – AUMENTO DA F_p COM A DEFORMAÇÃO PARA NbTi ONDE $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$. A_{TT} É A ÁREA TRANSVERSAL ONDE FOI FEITO O ÚLTIMO TRATAMENTO TÉRMICO PARA PRECIPITAÇÃO DO Ti- α , A TEMPERATURA DE 420°C POR 80 h⁽¹³⁾.

A literatura cita duas formas de explicar tais comportamentos.

O comportamento de saturação é atribuído por Kramer⁽³⁾ ao cisalhamento da rede de vórtices. Dew-Hughes⁽⁴⁾ usa os mesmos argumentos de Kramer, porém acrescenta o fato de que o comportamento de saturação e não saturação estão ligados à morfologia dos centros de aprisionamento. A partir disto, Dew-Hughes calculou a equação (1.24) que apresenta a dependência com b ($b^{1/2}(1-b)^2$) esperada para a saturação.

Observando a FIG.1.5, vemos que a amostra 4 apresenta um comportamento de saturação. É uma amostra de NbTi com tratamento térmico apenas no diâmetro final sem subsequente deformação. Se aplicarmos a equação (1.24) para o ponto onde F_p é máximo, teremos $F_{pmax}(b=0,4) = 6 \cdot 10^9$ N/m³. Isto resulta em $\chi = 87$ ($B_{c2} = 10$ Tesla), que é um valor muito alto. O valor esperado estaria entre 40 - 50⁽⁸⁾. Assim, apesar do comportamento em alto campo corresponder ao esperado, o valor de F_p calculado é muito menor que o valor experimental.

Para os fios de NbTi tratados e deformados, a força de Lorentz é sempre normal às superfícies dos precipitados alongados e qualquer movimento do vórtice envolve o cruzamento dos mesmos através destas superfícies. Neste caso, Dew-Hughes sugere que a interação é do tipo de núcleo, pois a espessura dos precipitados está na faixa de 1-6 nm⁽⁶⁾, enquanto que o comprimento de coerência para o NbTi é $\xi=5$ nm ($e_p \leq \xi$). A aplicação apresentada no item (2.1) deste capítulo mostra que esta teoria não é completamente satisfatória. Isto apesar de podermos identificar pela equação (1.8) a dependência com $(1-b)$ ou o que é o mesmo que $b(1-b)$ para altos campos e que representam o mecanismo de não saturação.

Matsushita e Küpfer⁽⁷⁾ discordam de que a morfologia dos centros de aprisionamento seja a responsável pelas características de saturação e não saturação. Segundo eles, a morfologia e a distribuição dos precipitados atuam essencialmente para alterar f e n_p . No caso do NbTi tratado e deformado poderia-se argumentar que a deformação não aumenta n_p , porém aumenta drasticamente a área superficial dos precipitados devido a alongação dos mesmos. Esta seria a razão do aumento das forças de aprisionamento.

O fato da morfologia não ser a responsável pelas características de saturação e não saturação foi confirmado experimentalmente por medidas em NbTi tratado e deformado. Naquele tipo de amostra a estrutura de centros de aprisionamento era acentuadamente anisotrópica. Medidas de F_p realizadas nas direções paralela e perpendicular ao campo apresentaram características de não-saturação, conforme pode ser observado na FIG.1.7.

Matsushita e Küpfer⁽⁷⁾ afirmaram que se o número de centros de aprisionamento é grande e a rede de vórtices é muito densa (alto campo), a rede de vórtices deve estar muito desordenada. Este desordenamento da rede faz com que os vórtices se ajustem melhor aos centros de aprisionamento, havendo aumento de F_p e explicando assim o comportamento de não saturação. Em baixo campo há poucos vórtices e o desordenamento da rede pouco contribui para o aumento de F_p .

2.3. Aprisionamento Coletivo , Efeito Pico e Transição 2D - 3D

A versão bidimensional para a teoria de aprisionamento coletivo foi confirmada experimentalmente por Kes et al⁽¹⁹⁾. Neste trabalho também foi

explicado o efeito pico. Os filmes supercondutores estudados eram de Nb_3Ge e Mo_3Si , com espessuras variando de 60nm até 20 μm .

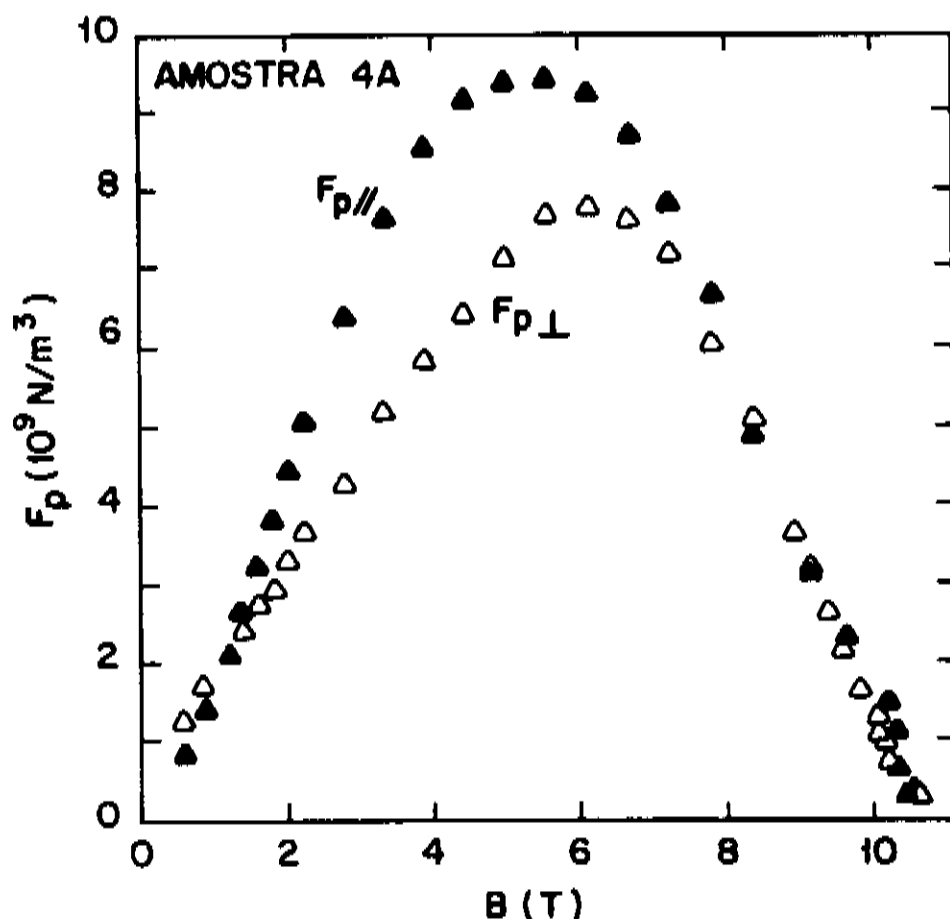


FIG. 1.7- FORÇA DE APRISIONAMENTO PARA GEOMETRIAS PARALELA E TRANSVERSAL AO CAMPO MAGNÉTICO APLICADO. A AMOSTRA FOI TRATADA A 380°C POR 100 h E DEFORMADA A FRIO ATÉ O DIÂMETRO FINAL.

Existem dois tipos de efeito pico relacionados a sistemas bidimensionais. O primeiro está relacionado a filmes muito finos onde o comprimento de correlação ao longo do vórtice é muito maior que a espessura do filme ($L_c \gg e_f$).

Neste sistema, a rede de vórtices sofre deformação plástica para um dado campo reduzido b_{st} e comprimento de correlação no plano perpendicular ao vórtice $R_c \approx 17a_0$ ⁽²⁰⁾. A deformação plástica ocorre pelo aparecimento e movimentação de discordâncias em cunha. Elas causam um aumento de F_p (efeito pico) para $b=b_{st}$, pois há um amaciamento da rede de vórtices via cisalhamento ($C_{66} \rightarrow 0$). Devemos lembrar que no caso bidimensional os vórtices são rígidos ($C_{44} \rightarrow \infty$). Este efeito pico é mostrado na FIG. 1.8.(a).

Para filmes mais espessos, outro tipo de efeito pico aparece⁽²⁰⁾. Este efeito foi entendido como sendo a transição de sistemas bidimensionais-2D para sistemas tridimensionais-3D.

Na transição, o comprimento de correlação ao longo do vórtice é aproximadamente igual à metade da espessura do filme ($L_c \approx e_f/2$). A transição 2D - 3D é uma transição de fase de primeira ordem, de uma rede de vórtices deformada elasticamente para uma rede deformada plasticamente.

A transição consiste na mudança de uma rede com vórtices retos e paralelos (ordenada), para uma rede muito desordenada, nas direções paralela e perpendicular ao campo magnético aplicado. A FIG.1.8.(b) ilustra este segundo tipo de efeito pico. O pico em F_p mostra que a força cresce cerca de 100 vezes em relação aos valores obtidos no caso 2D.

Na FIG.1.8, as linhas contínuas representam as previsões teóricas para o caso bidimensional da teoria de aprisionamento coletivo.

Para a região onde $L_c < e_f/2$, ou seja, no caso 3D, a equação (1.34) não se aplica. Nesta região a situação de deformação puramente elástica não pode ser considerada. Os valores experimentais são maiores que os valores previstos pela teoria 3D - elástica.

Mesmo no caso de aprisionamento fraco, o regime 3D está relacionado a uma rede de vórtices altamente desordenada e plasticamente deformada, sendo que isto se aplica a todos materiais com centros de aprisionamento fortes. Portanto, a fórmula considerando apenas a deformação elástica praticamente não se aplica⁽²²⁾.

Mullock e Evetts⁽²³⁾ consideraram a presença de linhas de discordâncias na rede de vórtices, mas não consideraram as interações entre elas.

No presente trabalho, que será desenvolvido nos próximos capítulos, consideraremos a presença de discordâncias em cunha e em hélice na rede de vórtices. Serão consideradas as energias próprias das discordâncias e também as energias de interação entre elas. Através de um parâmetro x_e , estudaremos quais são as contribuições das energias elástica e das discordâncias para diversas situações. O parâmetro x_e é definido como sendo a fração de vórtices que sofre deformação elástica, porém não participa da formação de discordâncias. A fração $(1-x_e)$ é a fração de vórtices que sofre deformações elásticas e plásticas e forma discordâncias.

Dos resultados experimentais de Grigor'eva⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾, foi observada pela técnica de decoração, a coexistência de regiões da rede triangular quase perfeita e de regiões altamente deformadas. Este resultado é uma das evidências da existência do parâmetro x_e , porém introduzido por um modelamento geométrico que difere da geometria observada por Grigor'eva.

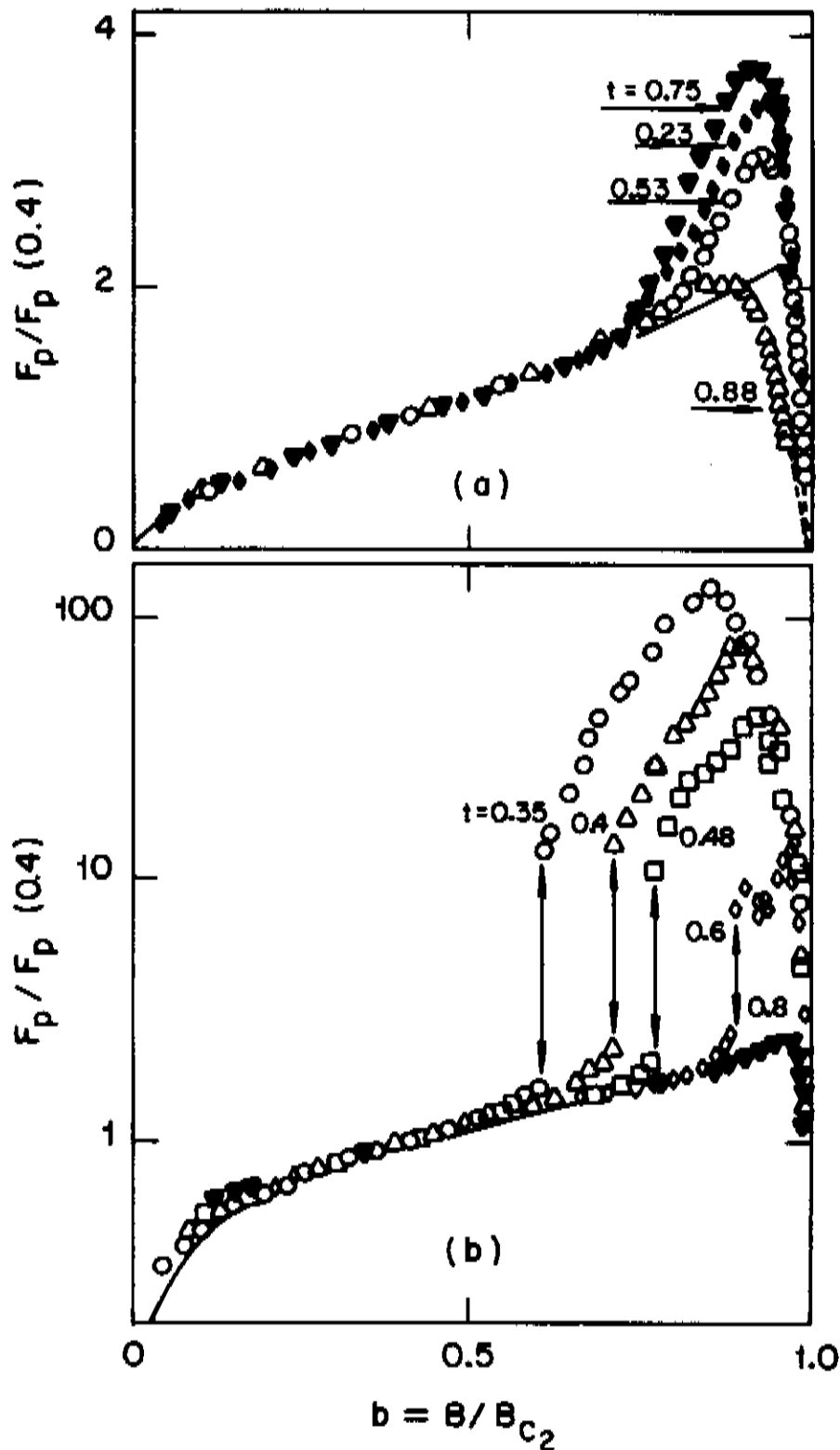


FIG.1.8 - DADOS TÍPICOS DE FORÇA DE APRISIONAMENTO REDUZIDA AO SEU VALOR EM $b=0,4$ [$F_p/F_p(0,4)$] PARA FILMES DE Nb_3Ge AMORFO. (a) PARA UM FILME FINO DE ESPESSURA $1,24 \mu\text{m}$; (b) PARA UM FILME ESPESSE DE ESPESSURA $17,95 \mu\text{m}$.

REFERÊNCIAS (CAPÍTULO 1)

- (1) C. P. BEAN and J. D. JONES, " Surface Barrier in Type II Superconductors", *PHYS REV LETT*, 12 (1), 14-16 ,(1964).
- (2) P. G. DE GENNES, " Superconductivity of Metals and Alloys", W A BENJAMIN, Inc., NY and Amsterdam, (1966).
- (3) E. J. KRAMER, "Scaling Laws for Flux Pinning in Hard Superconductors", *J APPL PHYS* , 44 (3), 1360-1370, (1973).
- (4) D. DEW-HUGHES, " The Role of Grain Boundaries in Determining J_c in High-Field High-Current Superconductors", *PHIL MAG B*, 55 (44), 459-479, (1987).
- (5) J. FRENKEL, *Z PHYS*, 37, 572, (1926). *apud*. G. E. DIETER, "Mechanical Metallurgy", Mc GRAW-HILL-KOGAKUSHA, seg. ed. (1976).
- (6) P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Development of Nanometer Scale Structures in Composites of Nb-Ti and Their Effect on the Superconducting Critical Current Density", *ACTA MET* , 35 (10), 2523-2536, (1987).
- (7) T. MATSUSHITA and H. KÜPFER, "Enhancement of the Superconducting Critical Current from Saturation in NbTi Wire. I.", *J APPL PHYS* , 63 (10), 5048-5059, (1988).
- (8) R. LABUSH, " Elastic Constants of the Fluxoid Lattice Near the Upper Critical Field", *PHYS STAT SOL*, 32, 439-442, (1969).
- (9) R. LABUSH, " Calculation of the Critical Field Gradient in Type II Superconductors", *CRYST LATT DEFECTS*, 1, 1-16, (1969).
- (10) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", *J LOW TEMP PHYS*, 34 (3/4), 409-428, (1979).
- (11) C. BORMIO, "Forças de Aprisionamento de Vórtices e Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo II", Tese de Mestrado, UNICAMP, (1985).

- (12) E. H. BRANDT, "Collective Pinning in a Film of Finite Thickness", J LOW TEMP PHYS, 64 (5/6), 375-393, (1986).
- (13) C. MEINGAST and D. C. LARBALESTIER, "Quantitative Description of a Very High Critical Current Density Nb-Ti Superconductor During Its Final Optimization Strain. II. Flux Pinning Mechanisms", PHIL MAG B, 46 (5), 523-537, (1989).
- (14) W. E. YETTER, D. A. THOMAS and E. J. KRAMER, "Grain Boundary Flux Pinning by the Electron-Scattering Mechanism", PHIL MAG B, 46 (5), 523-537, (1982).
- (15) D. C. LARBALESTIER and A. W. WEST, "New Perspectives on Flux Pinning in Niobium-Titanium Composite Superconductors", ACTA METALL, 32 (11), 1871-1881, (1984).
- (16) L. D. COOLEY, P. D. JABLONSKY, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Strongly Enhanced Critical Current Density in Nb₄₇wt.%Ti Having a Highly Aligned Microstructure", APPL PHYS LETT, 58 (25), 2984-2986, (1991).
- (17) L. D. COOLEY, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Is Magnetic Pinning a Dominant Mechanism in Nb-Ti?", IEEE TRANS ON MAGN, 27 (2), 1096-1100, (1991).
- (18) H. KÜPFER and T. MATSUSHITA, "Superconducting Critical Current of NbTi Wire With Anisotropic Defect Structure", J APPL PHYS, 63 (10), 5060-5065, (1988).
- (19) P. H. KES and C. C. TSUEI, "Collective-Flux-Pinning Phenomena in Amorphous Superconductors", Phys Rev Lett, 47 (6), 1930-1934, (1981).
- (20) R. WOERDENWEBER and P. H. KES, "Dimensional Crossover in Collective Flux Pinning", PHYS REV B, 41 (1), 494-497, (1986).
- (21) R. WOERDENWEBER and P. H. KES, "Peak Effects in Two and Three-Dimensional Collective Pinning", CRYOGENICS, 29, 321-327, (1989).
- (22) E. H. BRANDT and U. EßMANN, "The Flux-Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS STAT SOL (b), 144, 13-38, (1987).

(23) S. J. MULLOCK AND J. E. EVETTS, "Collective Flux Pinning in a Defective Flux Vortex Lattice", J APPL PHYS, 57 (7), 2588-2592, (1985).

(24) I. V. GRIGOR ' EVA, "Observation of the Influence of a Magnetic Field on the Size of Correlation Regions and Nature of Distorcions in a Vortex Lattice in a Type II Superconductors", SOV PHYS JETP, 69 (1), 194-199, (1989).

(25) L. Ya. VINNIKOV and I. V. GRIGOR'EVA, "Observation of Regions of Short Range Order in the Vortex Structure in A Type II Superconductors", JETP LETT, 47 (2), 106-110, (1988).

CAPÍTULO 2

TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA (TACM)

1. DEFINIÇÃO

Chamaremos de TACM a teoria que propomos. A presença de discordâncias na rede de vórtices é considerada nesta teoria. Sua influência no comportamento de aprisionamento da rede de vórtices é estudada na TACM.

As definições que se seguem são válidas tanto para a Teoria de Aprisionamento Coletivo Modificada (TACM) quanto para a Teoria de Aprisionamento Coletivo convencional (TAC). Os conceitos fundamentais da TAC são apresentados no apêndice B.

A rede de vórtices sob a ação dos defeitos do material se deforma. Ao se deformar, criam-se regiões de ordem de curto alcance, onde anteriormente existia uma ordem de longo alcance. Estas regiões de ordem de curto alcance têm volume V_c , chamado de volume de correlação. Dentro de V_c a rede de vórtices é perfeita. Os únicos defeitos que participam do aprisionamento são aqueles situados na superfície de V_c .

Como já foi discutido na introdução deste trabalho, a consideração da presença dos defeitos na rede de vórtices é necessária a fim de se obter um modelo mais realístico para sistemas tridimensionais. Nestes, a rede de vórtices é muito defeituosa. Consideraremos que as discordâncias da rede de vórtices também estão situadas na superfície de V_c , que é a região onde os vórtices encontram-se deformados.

A introdução de discordâncias será feita através de um modelamento onde são consideradas redes de discordâncias em cunha e em hélice que se entrelaçam. Desta forma, as linhas de discordâncias localizadas na superfície do volume V_c definem este volume de forma inequívoca.

Seja $f = \langle f_i^2 \rangle^{1/2}$ a força de interação média de um centro de aprisionamento com todos os vórtices e f_i a interação de um centro de aprisionamento com um vórtice. A força de aprisionamento por unidade de volume é dada por⁽¹⁾:

$$F_p = \frac{fN^{1/2}}{V_c} \quad (2.1)$$

onde: N é o número de defeitos do material em V_c .

O volume do grão magnético V_c é dado por :

$$V_c = \frac{\sqrt{3}}{2} R_c^2 L_c \quad (2.2)$$

onde: R_c é o comprimento transversal no plano da rede de vórtices e L_c é o comprimento longitudinal ao longo do vórtice. O fator $\sqrt{3}/2$ está ligado à configuração triangular das redes de discordâncias da rede de vórtices e que será introduzida no item 3.

Na TACM, o sistema composto de vórtices e centros de aprisionamento têm a expressão da energia total composta de três termos. O primeiro termo corresponde à energia elástica da rede de vórtices. Este é o mesmo termo introduzido na TAC convencional. Chamaremos de e_e a *densidade de energia elástica*.

O segundo termo é introduzido neste trabalho. Ele está relacionado à presença das discordâncias da rede de vórtices e da interação entre elas. Chamaremos de e_d a *densidade de energia das discordâncias* ou *densidade de energia plástica*.

O terceiro termo corresponde a energia associada à deformação dos vórtices devido ao aprisionamento pelos defeitos do material. Chamaremos de e_p a *densidade de energia de deformação* ou *densidade de energia de aprisionamento* da rede de vórtices.

Faremos a suposição que pode-se tratar o sistema de vórtices e centros de aprisionamento por um modelo de dois componentes, análogo aquele usado por Gorter e Casimir⁽²⁾ para a supercondutividade. Neste modelo, os dois componentes corresponderiam a coexistência de regiões deformadas elasticamente e plasticamente .

Se chamamos de x_e a fração de vórtices deformados elasticamente, mas que não participam da formação de discordâncias, teremos que a densidade de energia total do sistema pode ser dada por:

$$e_T = x_e e_e + (1-x_e) e_{dis} + e_p \quad (2.3)$$

O parâmetro x_e varia entre zero e um. Em primeira análise, x_e deve depender do campo magnético aplicado bem como da densidade de defeitos do material.

2. ENERGIA ELÁSTICA.

A densidade de energia elástica devido às deformações elásticas sofridas pelos vórtices pode ser dada por⁽¹⁾:

$$e_e = C_{66} \left(\frac{u}{R_c} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{u}{L_c} \right)^2 \quad (2.4)$$

onde: C_{66} é o módulo de cisalhamento no plano da rede e C_{44} é o módulo de deflexão do vórtice ao longo da direção longitudinal.

O parâmetro u neste caso é o deslocamento sofrido pelo vórtice devido a sua interação com os centros de aprisionamento no material. O parâmetro u também pode ser visto como sendo a distância de interação entre vórtices e defeitos. Uma definição mais precisa para u bem como o seu cálculo serão apresentados no capítulo 3.

Devido à sua simetria, a rede de vórtices tem ainda outra constante elástica independente, C_{11} , que é o módulo de compressão no plano da rede. Como $C_{11} \gg C_{66}$ em toda faixa de campo magnético aplicado, o deslocamento de vórtices por compressão é muito pequeno ($u \approx 0$). Desta forma, este termo pouco contribui para a densidade de energia elástica dada pela equação (2.4).

3. CÁLCULO DA ENERGIA DA REDE DE DISCORDÂNCIAS DA REDE DE VÓRTICES.

Consideremos uma rede de vórtices em supercondutores do tipo II onde os vórtices são paralelos ao eixo z e a rede está no plano xy . A rede de vórtices pode ser esquematizada conforme FIG.2.1.

Ao interagir com os centros de aprisionamento do material, a rede de vórtices se deforma e ocorre o aparecimento de discordâncias .

A própria natureza da rede de vórtices na direção do campo magnético aplicado (z) impõe algumas restrições ao seu comportamento e à configuração das discordâncias da rede de vórtices⁽³⁾⁽⁴⁾.

A primeira peculiaridade é que os vetores de Burgers possíveis são 3 (b_1 , b_2 e b_3), conforme FIG.2.1. Eles são sempre perpendiculares aos vórtices pois não existe rede na direção ao longo destes.

Os planos de deslizamento possíveis são 3, sempre paralelos aos vórtices e dados por x_1z , x_2z e x_3z . O plano xy que contém os vetores de Burgers, não pode

ser plano de deslizamento. Os vórtices não podem terminar dentro do material.

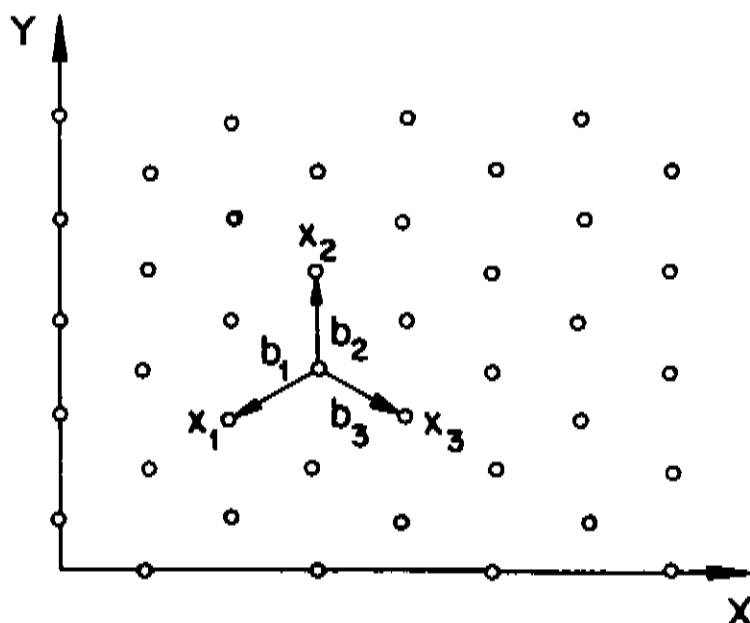


FIG.2.1 - REDE DE VÓRTICES E SEUS VETORES DE BURGERS POSSÍVEIS

Diante das considerações acima, as possíveis localizações das discordâncias em hélice e em cunha estão completamente definidas.

As discordâncias em cunha só podem estar alinhadas na direção z , para que os vetores de Burgers b_1 , b_2 e b_3 sejam a ela perpendiculares. Isto porque o plano xy não é plano de deslizamento.

As discordâncias em hélice estão no plano xy e a linha é paralela ao vetor de Burgers. Os planos de deslizamento são os já definidos anteriormente.

De forma a levar em consideração a presença de linhas de discordância na rede de vórtices, apresentaremos um modelo no qual as discordâncias também formam redes.

Neste modelo a rede de discordâncias em cunha é paralela aos vórtices. Os vetores de Burgers estão na direção x_3 , perpendicular aos vórtices.

A rede de discordâncias em cunha pode ser observada na FIG.2.2. As linhas são paralelas ao eixo z .

Consideramos também a presença de duas redes de discordâncias em hélice. As linhas de discordâncias destas redes estão no plano xy . Uma rede tem as linhas na direção x_2 e a outra na direção x_3 . Um esquema mostrando as duas redes é apresentado na FIG.2.3.

A FIG.2.4 apresenta discordâncias, em cunha e em hélice, para a rede de vórtices, para dois vetores de Burgers possíveis.

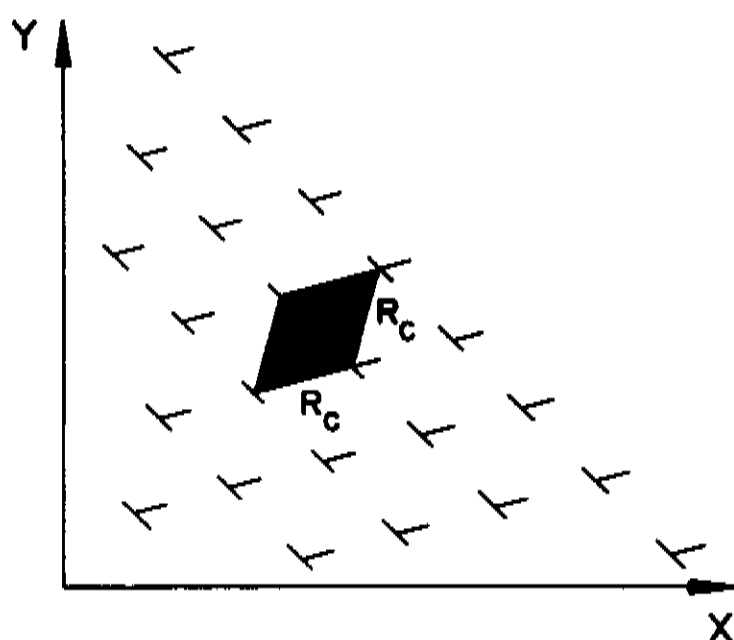


FIG.2.2 - REDE DE DISCORDÂNCIAS EM CUNHA DA REDE DE VÓRTICES

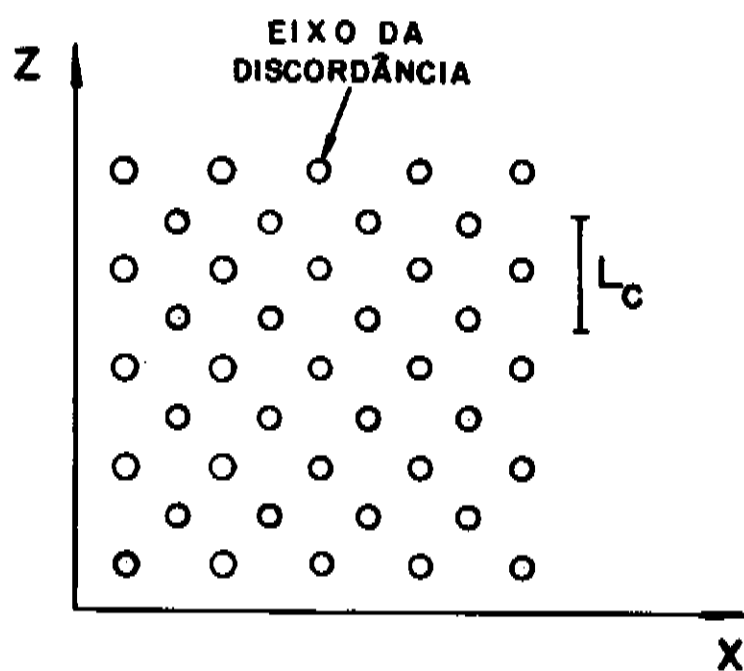


FIG.2.3 - REDE DE DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE. LINHAS E VETORES DE BURGERS NAS DIREÇÕES X2 E X3 (2 REDES).

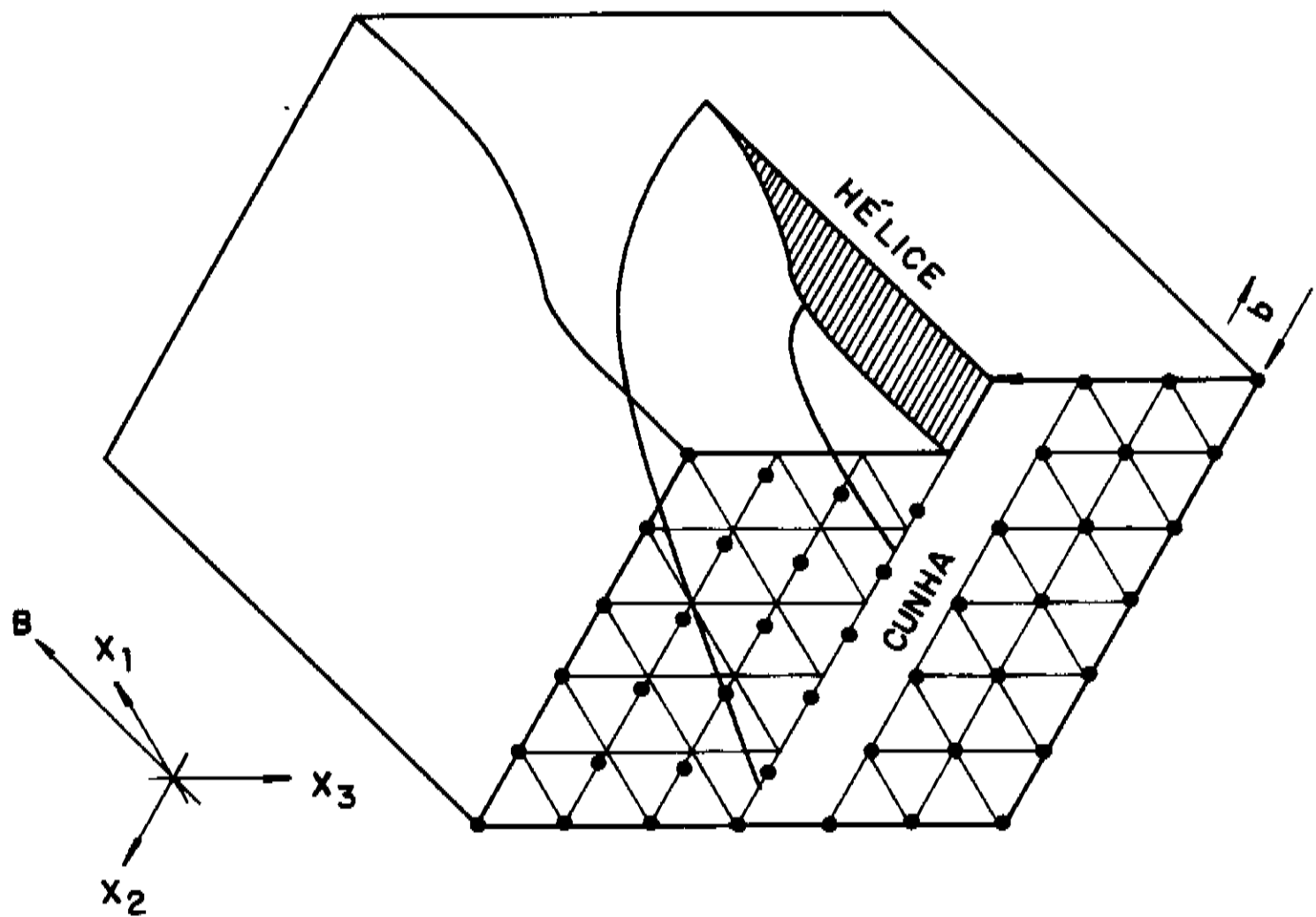
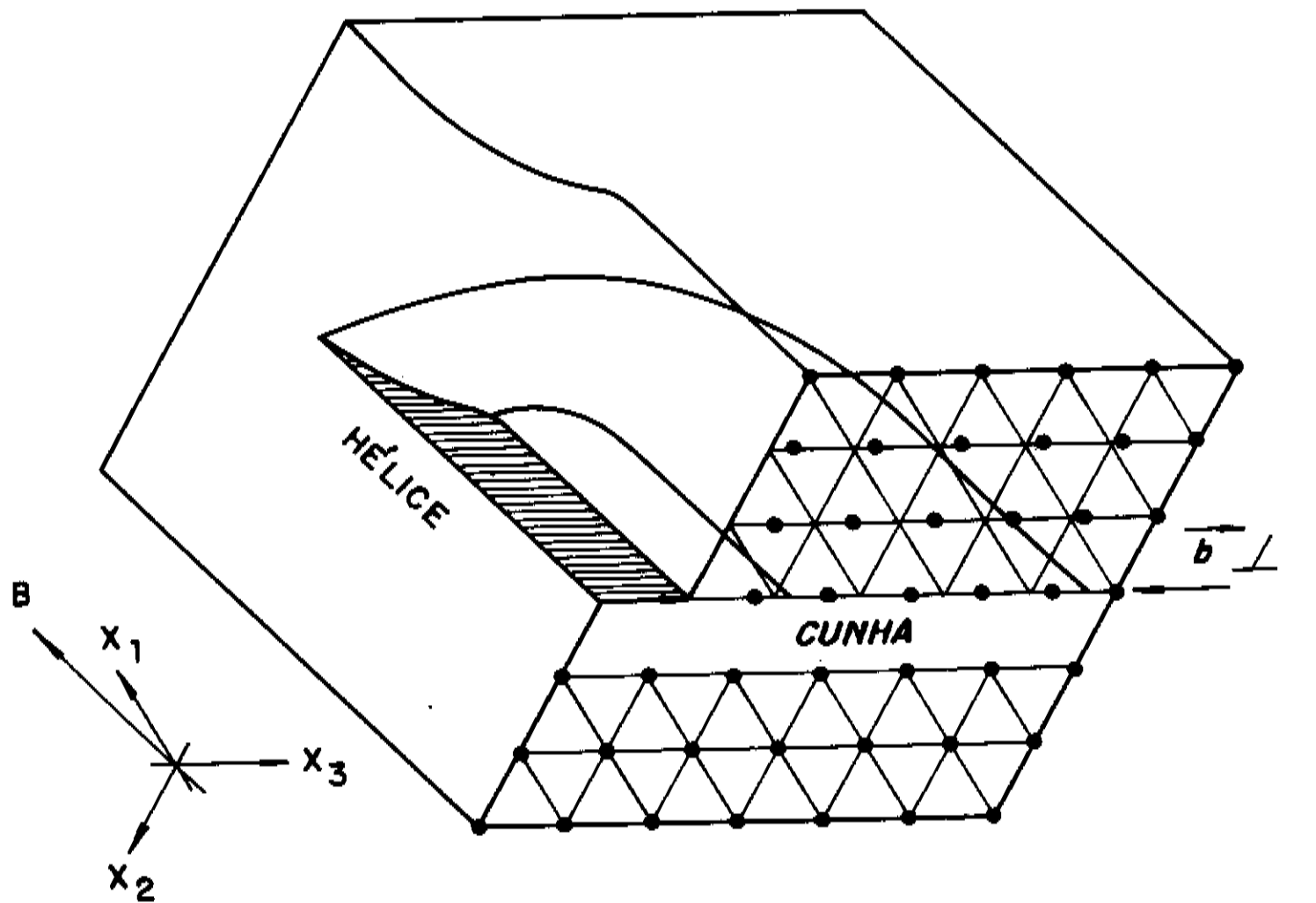


FIG.2.4- DISCORDÂNCIAS NA REDE DE VÓRTICES PARA OS DOIS VETORES DE BURGERS POSSÍVEIS : (a) $b_B^1 = b_B \hat{x}_1$, (b) b_B^1 TRANSLADADO DE 60° .

A distância entre as discordâncias em hélice é L_c para as redes na direção paralela a z e R_c para as redes nas direções paralelas aos vetores de Burgers.

Com o entrelaçamento das três redes (FIG.2.2 e FIG.2.3), forma-se um elipsóide de volume $V_c = (\sqrt{3}/2) R_c^2 L_c$, onde as geratrizes deste elipsóide são as linhas de discordância.

Em cada volume V_c a densidade de linhas de discordância é dada pelo comprimento de linha por unidade de volume. A densidade de discordâncias para o caso de discordâncias em cunha e em hélice será:

$$\text{cunha} \quad - \quad \rho_c = L_c / V_c = 2 / (\sqrt{3} R_c^2) \quad (2.5)$$

$$\text{hélice} \quad - \quad \rho_h = R_c / V_c = 2 / (\sqrt{3} R_c L_c) \quad (2.6)$$

Definidas as redes de discordâncias, podemos agora calcular a energia total destas. Nesta energia total estão envolvidas as energias próprias das discordâncias, bem como a energia de interação entre elas.

3.1. Energia própria das redes de discordância da rede de vórtices.

Calcularemos neste ítem as energias próprias das redes de discordância em cunha e em hélice.

3.1.1. Rede de cunhas.

A energia própria de uma discordância em cunha pode ser dada pela equação (A.14) do apêndice A, onde as componentes de σ são dadas pela equação (A.1). Para adaptar a nossa rede ao uso das equações (A.14) e (A.1), precisamos fazer com que o eixo x coincida com o eixo x_3 . Com isto $y \rightarrow y \cos 30^\circ$.

A energia própria dada pela equação (A.14) do Apêndice A é a seguinte:

$$E_{pr}^c = \frac{1}{2} b_B \int_S (\sigma_{xx} + \tau_{xy}) dS$$

onde: S é a superfície de corte (ou o plano de deslizamento).

Conforme pode ser observado pela FIG.A.1 (apêndice A), S corresponde à superfície $y=0$ com deslocamento na direção x (neste caso x_3 , devido à pequena rotação dos eixos x e y). Em $y=0$, $\sigma_{xx} = 0$ e E_{pr}^c é a energia por unidade de comprimento, dada por:

$$E_{pr}^c = \frac{1}{2} b_B \int_{r_0}^R \tau_{xy}|_{y=0} dx \quad (2.7)$$

onde: r_0 é o raio limite em torno da discordância.

Abaixo de r_0 as soluções elásticas não se aplicam. A região central em torno do raio r_0 é denominado núcleo da discordância. O parâmetro R_e é o raio de corte efetivo ou raio limite.

A energia própria da rede de cunhas é a própria expressão (2.7), pois cada discordância participa de 4 células unitárias de discordâncias. Por outro lado, em cada célula unitária existem 4 discordâncias conforme pode ser observado na FIG.2.2. Isto se aplica a todas as redes de discordância do nosso modelamento.

Substituindo τ_{xy} , dado pela equação (A.1) na equação (2.7), teremos:

$$E_{pr}^c = \frac{1}{2} b_B \int_{r_0}^R \frac{G b_B}{2\pi(1-\nu)} \frac{dx}{x}$$

$$E_{pr}^c = \frac{G b_B^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_e}{r_0} \quad (2.8)$$

O raio de corte R_e no caso de haver apenas uma discordância no material pode ser tomado como sendo as dimensões externas da amostra. Em outras situações pode ser tomado como sendo as dimensões do grão. No nosso caso consideraremos R_e com as dimensões médias do grão magnético de volume V_c , que pode ser dado por $1/\sqrt{\rho}$, onde ρ é a densidade de discordâncias⁽⁵⁾.

Já para r_0 em rede de discordâncias de materiais, Cottrell⁽⁶⁾ assume como razoáveis, valores de $r_0 \approx 4b$. Estimativas de r_0 ^(7a) sugerem que seja da ordem de 5-10 Å, o que está de acordo com a aproximação de Cottrell. Por analogia,

consideramos o vetor de Burgers para a rede de vórtices, como sendo o parâmetro de rede a_0 .

Assim, substituindo $r_0 = 4b_B = 4a_0$ e o valor de ρ_c da equação (2.5) na equação (2.8), a energia própria da rede de discordâncias por unidade de volume será dada por :

$$e_{pr}^c = \rho_c \frac{Gb_B^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0}$$

$$e_{pr}^c = \frac{2/\sqrt{3}}{R_c^2} \frac{Gb_B^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} \quad (2.9)$$

3.1.2. Rede de hélices.

Neste caso, o eixo x_2 corresponde ao eixo y . Usando a equação (A.14) do apêndice A, com as componentes de σ dadas pela equação (A.3), podemos calcular a energia própria de uma discordância em hélice. Esta é dada por:

$$E_{pr}^{h1} = \frac{1}{2} b_B \int_S (\tau_{zy} + \tau_{xy}) dS$$

A superfície de corte S , conforme FIG.A.2 é dada pelo plano $x=0$ com deslocamento na direção z (perpendicular à linha). Com isto $\tau_{zy}=0$ e a energia por unidade de comprimento (dy) será dada por:

$$E_{pr}^{h1} = \frac{1}{2} b_B \int_{r_0}^{R_e} \tau_{xy}|_{x=0} dz$$

$$E_{pr}^{h1} = \frac{1}{2} b_B \int_{r_0}^{R_e} \frac{G b_B}{2\pi} \frac{dz}{z}$$

$$E_{pr}^{h1} = \frac{Gb_B^2}{4\pi} \ln \frac{R_e}{r_0} \quad (2.10)$$

A energia própria da rede de hélices por unidade de volume é dada pelo segundo membro da equação (2.10) multiplicado por ρ_h dado pela equação (2.6).

O valor de $R_e = 1/\sqrt{\rho_h}$ e $r_0 = 4a_0$, como já discutido anteriormente. Assim :

$$e_{pr}^{h1} = \frac{2/\sqrt{3}}{R_c L_c} \frac{Gb_B^2}{4\pi} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0}$$

No caso das discordâncias em hélice temos 2 redes, conforme FIG.2.3. A energia própria por unidade de volume das duas redes é dada por :

$$e_{pr}^{h1} = \frac{(2/\sqrt{3})}{R_c L_c} \frac{Gb_B^2}{4\pi} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0} \quad (2.11)$$

3.2. Energia de Interação entre Discordâncias da Rede de Vórtices.

Calcularemos a seguir as energias de interação entre os seguintes tipos de discordâncias: a) hélices paralelas e perpendiculares; b) cunhas paralelas e c) hélices e cunhas perpendiculares.

3.2.1. Interação entre cunhas paralelas.

De modo idêntico ao cálculo da energia própria das discordâncias mostrado no item 3.1.1, faremos com que o eixo x_3 coincida com o eixo x . Assim, $y \rightarrow y \cos 30^\circ$. A força de interação pode ser dada pela equação (A.22). A energia de interação é dada pela equação (A.16). A superfície de corte é a mesma do item 3.1.1. Desta forma, a energia de interação por unidade de comprimento será:

$$E_i^{c||} = b_B \int_{r_0}^{R_e} \tau_{xy} |_{y=0} dx$$

Assim, a energia de interação entre duas discordâncias em cunha paralelas é dada por :

$$E_i^{c\parallel} = \frac{Gb_B^2}{2\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} \quad (2.12)$$

E a densidade de energia de interação entre duas cunhas paralelas valerá:

$$e_i^{c\parallel} = \rho_c E_i^{c\parallel} = \frac{2/\sqrt{3}}{R_c^2} \frac{Gb_B^2}{2\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} \quad (2.13)$$

3.2.2. Interação entre hélices paralelas.

Neste caso, o eixo x_2 coincide com o eixo y que é a direção de uma das redes de discordância em hélice.

Usando a equação (A.15) e fazendo o cálculo análogo ao da energia própria, a energia de interação por unidade de comprimento entre duas hélices paralelas será dada por :

$$E_i^{h\parallel} = \frac{1}{2} b_B \int_{r_0}^{R_e} \tau_{xy}|_{x=0} dz$$

$$E_i^{h\parallel} = \frac{Gb_B^2}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0}$$

Como há 2 redes, a energia de interação das redes de discordâncias por unidade de volume é dada por:

$$e_i^{h\parallel} = 2 \rho_h E_i^{h\parallel} = \frac{4/\sqrt{3}}{R_c L_c} \frac{Gb_B^2}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0} \quad (2.14)$$

3.2.3. Interação entre hélices não paralelas.

Neste caso, as linhas de discordâncias e conseqüentemente os vetores de Burgers formam um ângulo de 120° , conforme pode ser observado na FIG.2.5.

Podemos então decompor a interação no plano xy e teremos a interação da linha na direção y (x_2) com a componente x da linha na direção x_3 . Esta interação é entre componentes perpendiculares de hélices. A outra componente (y) da linha na direção x_3 resultará em uma interação entre hélices paralelas de vetores de Burgers antiparalelos.

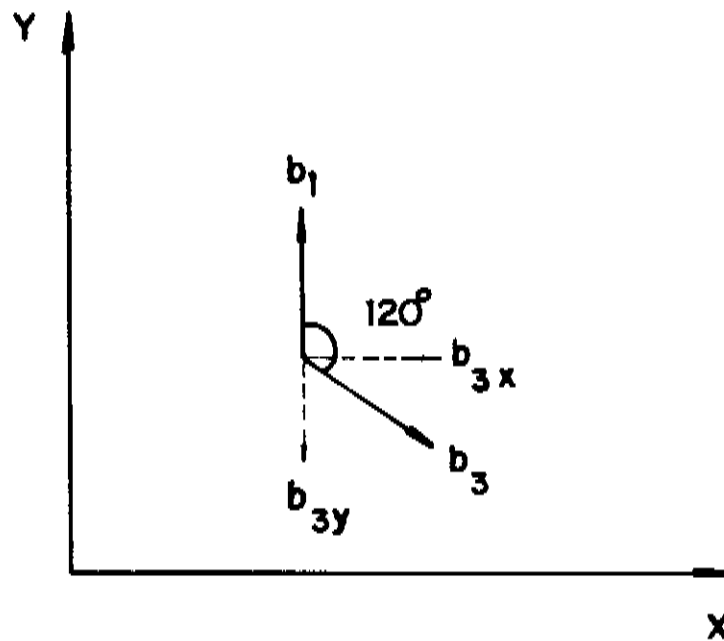


FIG.2.5 - INTERAÇÃO ENTRE DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE NO PLANO XY - b_1 COM b_{3x} (PERPENDICULARES) E b_1 COM b_{3y} (ANTIPARALELAS).

- interação entre componentes perpendiculares de hélices

A força total entre discordâncias em hélice perpendiculares pode ser dada pela equação (A.32). Porém, devemos separar o termo $b_B^2 = b_1 \cdot b_2$, pois neste caso $b_1 = b_B$ mas a componente x da outra discordância tem vetor de Burgers $b_2 = b_B(\sqrt{3}/2)$. Logo, a força total de interação é dada por:

$$F_T^h = - (\sqrt{3}/4) G b_B^2 \quad (2.15)$$

Se cada linha de discordância se desloca de uma distância u , a energia total associada à distorção das linhas de discordância vale:

$$E_i^{h\perp} = -(\sqrt{3}/4) G b_B^2 (2u) = -(\sqrt{3}/2) G b_B^2 u \quad (2.16)$$

Cabe observar aqui que estamos usando o parâmetro u para descrever tanto os deslocamentos sofridos pelos vórtices quanto pelas linhas de discordância da rede de vórtices. Isto é razoável pois estes deslocamentos estão diretamente ligados.

A energia de interação por unidade de volume entre as discordâncias em hélice perpendiculares é dada pela equação (2.16) dividida por V_c . Seu valor pode ser calculado por:

$$e_i^{h\perp} = \frac{E_i^{h\perp}}{V_c} = - \frac{G b_B^2 u}{R_c^2 L_c} \quad (2.17)$$

- interação entre hélices antiparalelas

Este caso equivale a separar o termo b_B^2 em $b_1' b_2'$ na equação (2.14), onde $b_1' = b_B$ e $b_2' = -b_B \sin 30^\circ = -0,5 b_B$. Precisamos também dividir por 2, pois a equação (2.14) corresponde à energia de duas redes independentes e neste caso estamos estudando a interação entre elas. Logo:

$$e_i^h = - \frac{1/\sqrt{3}}{R_c L_c} \frac{G b_B^2}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0} \quad (2.18)$$

3.2.4. Interação entre hélices e cunhas perpendiculares

Conforme demonstrado no apêndice A, a força total sobre discordâncias em hélice e em cunha perpendiculares é nula. No entanto, há formação de um binário de força que distorce as linhas. Isto pode ser observado na FIG.A.5.

Espera-se que depois da formação de vários binários a situação de torque resultante nulo seja alcançada, não havendo assim energia associada ao conjunto destas distorções das linhas de discordâncias.

4. ENERGIA TOTAL DAS REDES DE DISCORDÂNCIAS.

Em geral, a energia das redes de discordância por unidade de volume pode ser dada por :

$$e_{dis} = e_{pr} + e_i \quad (2.19)$$

onde e_{pr} é a energia própria e e_i é a energia de interação por unidade de volume.

Com o uso da equação (2.19), a energia da rede de discordâncias em cunha por unidade de volume é dada pela soma das equações (2.9) e (2.13):

$$e_{dis}^c = \frac{\sqrt{3}}{R_c^2} \frac{Gb_B^2}{2\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} \quad (2.20)$$

Para o caso da rede de discordâncias em hélice, a energia das duas redes por unidade de volume é dada pela soma das equações (2.11), (2.14), (2.17) e (2.18), ou seja :

$$e_{dis}^h = \frac{5/\sqrt{3}}{R_c L_c} \frac{Gb_B^2}{2\pi} \frac{Gb_B^2 u}{R_c^2 L_c} \ln \frac{\sqrt{R_c L_c}}{4,3a_0} \quad (2.21)$$

A energia total devido às redes de discordâncias da rede de vórtices, neste modelo é :

$$e_{dis} = e_{dis}^c + e_{dis}^h$$

Assim:

$$e_{dis} = \frac{\sqrt{3}}{R_c^2} \frac{Gb_B^2}{2\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} - \frac{Gb_B^2 u}{R_c^2 L_c} +$$

$$\frac{5/(2\sqrt{3})}{R_c L_c} \frac{Gb_B^2}{2\pi} \left[\ln \frac{L_c}{4,3a_0} + \ln \frac{R_c}{4,3a_0} \right] \quad (2.22)$$

onde será substituído $G=(C_{44}C_{66})^{1/2}$ e $G/(1-\nu)=C_{66}^{(8)}$ e $b_B=a_0$.

A dinâmica de movimentação das linhas de discordância é bastante complexa. Além disso, a distorção das linhas descrita no item 3.2.4 alteraria nosso modelo simplificado, onde foram consideradas interações apenas com discordâncias retilíneas.

A força resultante entre componentes perpendiculares de hélices está na direção z, ou seja, ao longo do vórtice. Isto significa que as discordâncias podem caminhar livremente ao longo dos vórtices, pois não havendo rede nesta direção, não há força de Peierls^(7b). Isto é o que provoca o chamado "spaghetti state"⁽⁹⁾, onde os vórtices sofrem alta deformação formando um emaranhado de linhas.

Apesar da simplicidade, os nossos cálculos sugerem que a configuração escolhida das redes de discordância foi satisfatória para representar a presença de discordâncias na rede de vórtices.

No cálculo da energia das discordâncias está incluída a energia elástica dos vórtices que se deformaram para formar estas discordâncias. O cálculo de Mullock e Evetts⁽¹¹⁾ mostra que numericamente a energia própria das discordâncias é igual à energia elástica da rede de vórtices.

5. ENERGIA DE APRISIONAMENTO.

A rede de vórtices ao se deformar e ajustar-se à configuração de centros de aprisionamento do material, causa um decréscimo na densidade de energia do sistema dada por:

$$e_p = - F_p u = - \frac{f N^{1/2}}{v_c} u \quad (2.23)$$

Como já foi definido anteriormente, f é a força média que atua na rede de vórtices devido a presença de todos os centros de aprisionamento. O termo $fN^{1/2}$ contém a informação sobre a soma das interações entre vórtices e centros de aprisionamento, lembrando que somente os centros de aprisionamento da superfície de V_c são efetivos para o aprisionamento dos vórtices. A variável u é o deslocamento sofrido pelo vórtice.

6. ENERGIA TOTAL DO SISTEMA VÓRTICES - CENTROS DE APRISIONAMENTO.

Para obter a expressão final para a densidade de energia total, precisamos substituir os termos calculados e_{el} , e_{dis} e e_p na equação (2.3). Assim:

$$e_T = x_e e_e + (1-x_e) e_{dis} + e_p \quad (2.3)$$

Substituindo-se as equações (2.4), (2.22) e (2.23), que dão as expressões para e_{el} , e_{dis} e e_p respectivamente, na equação (2.3), obtemos para a densidade de energia total a seguinte expressão:

$$e_T = x_e \left[C_{66} \left(\frac{u}{R_c} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{u}{L_c} \right)^2 \right] - (2/\sqrt{3}) \frac{fN^{1/2}}{R_c^2 L_c} u +$$

$$(1-x_e) \left\{ \frac{\sqrt{3}}{R_c^2} \frac{C_{66} a_0^2}{2\pi} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \frac{5/(2\sqrt{3})}{R_c L_c} \frac{(C_{66} C_{44})^{1/2} a_0^2}{2\pi} \right.$$

$$\left. \left[\ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \ln \frac{L_c}{4,3a_0} \right] - \frac{(C_{66} C_{44})^{1/2} a_0^2 u}{R_c^2 L_c} \right\} \quad (2.24)$$

No capítulo 3 apresentaremos as definições, considerações e cálculo das variáveis que aparecem na equação (2.24).

REFERÊNCIAS (CAPÍTULO 2)

- (1) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", J LOW TEMP PHYS, 34, 409-428 (1979).
- (2) C. J. GORTER and H. B. G. CASIMIR, Physica 1, 306; Phys.Z 35, 963 ; Z Techn Phys, 15, 539 (1934) .apud. E A Lynton, Superconductivity, London, Methuen & Co Ltd, 1962.
- (3) R. LABUSH - "Dislocations in the Flux Line Lattice" - PHYS LETT, 22, 9-10 (1966).
- (4) I. MILNE - "Dislocation Interactions and Slip in a Flux Line Lattice" - PHILOS MAG, 28, 133-143 (1974).
- (5) M. WILKENS and H. KRONMUELLER - "Elastic Energy of Periodically Distributed Dislocations" - CRYSTAL LATT DEFECTS , 6 , 41-49 (1975).
- (6) A. H. COTTRELL - Dislocations and Plastic Flow in Crystals, London, Oxford University Press The International Series of Monographs on Physics), 1953, CAP.2 - Elastic Properties of Dislocations.
- (7) D. HULL - Introduction to Dislocations, Great Britain, Pergamon Press, 1969, a) CAP.3 - Elastic Properties of Dislocations; b) CAP.2 - Movement of Dislocations.
- (8) E. H. BRANDT, "Elastic and Plastic Properties of the Flux Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS REV B, 34 (9), 6514-6517 (1986).
- (9) E. H. BRANDT - "The Flux Line Lattice in Type II Superconductors" - PHYS STAT SOL (b), 144, 13-37 (1987).
- (10) C. BORMIO , Forças de Aprisionamento de Vórtices e Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo II, UNICAMP/IFGW, Campinas, (1985), Tese de Mestrado.

(11) S. J. MULLOCK and J. E. EVETTS, "Collective Flux Pinning in a Defective Flux Vortex Lattice", J APPL PHYS, 57 (7), 2588-2592, (1985).

CAPÍTULO 3

DEFINIÇÃO E CÁLCULO DOS PARÂMETROS DA TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA

A fim de conhecer as condições de equilíbrio do sistema vórtices-centros de aprisionamento, precisamos saber qual a configuração mais estável do sistema ao se formarem volumes V_c . Para isto, faremos a minimização da energia total do sistema com relação a V_c , ou mais especificamente, com relação a R_c e L_c . Isto nos permitirá obter os valores de V_c e $fN^{1/2}$. A partir disto podem ser calculadas a densidade de força de aprisionamento (F_p) e consequentemente a densidade de corrente crítica (j_c).

Neste capítulo também são apresentados e descritos os parâmetros usados na TACM.

1. VARIÁVEIS DA TACM.

Neste item apresentaremos as variáveis que serão usadas nas equações (3.43) e (3.45). São discutidos os valores possíveis a serem atribuídos às variáveis L_c , R_c e x_e para realização da simulação.

Por outro lado, é apresentado o cálculo detalhado da variável u , que é a distância de interação entre vórtices e centros de aprisionamento.

As expressões usadas para as constantes elásticas C_{66} e C_{44} são mostradas. Ambas possuem dependência com os parâmetros supercondutores do material (κ e B_{c2}), bem como dependência com o campo magnético reduzido (b).

1.1. Campo Magnético Aplicado Reduzido - $b = B/B_{c2}$.

Os parâmetros que dependem do campo magnético são as constantes elásticas (C_{66} e C_{44}) e o deslocamento dos vórtices ou distância de interação entre vórtices e centros de aprisionamento (u).

A constante elástica de cisalhamento C_{66} é dada por ⁽¹⁾ :

$$C_{66} = \frac{B_{c2}^2}{\mu_0} \frac{b(1-b)^2}{8 \kappa^2} (1 - 0,58b + 0,29b^2) \quad (3.1)$$

A equação (3.1) é a interpolação dos resultados obtidos nos limites $b \rightarrow 1$ e $b \ll 1$ (2).

A constante elástica C_{44} não local é dada por (1) :

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \left[\left(1 + \frac{k^2}{k_h^2} \right)^{-1} + \frac{k_h^2}{k_B^2} \right] \quad (3.2)$$

onde k_B é o vetor de onda da zona de Brillouin da rede de vórtice (ZB) dado por $k_B = (2b)^{1/2}/\xi$ e $k_h = (1-b)^{1/2}/\lambda$. Nos limites da ZB, $k = k_B$ e C_{44} é dada por:

$$C_{44}(b) \approx \frac{B_c^2}{\mu_0} \frac{b(1-b)}{x^2} \quad (3.3)$$

para $x \gg 1$ e $b \geq 0,2$.

A razão da alta não localidade (dependência com k) da rede de vórtices é que a interação entre vórtices tem alcance $k_h^{-1} \gg a_0$. Para altas deformações, a rede de vórtices é mais macia que no caso de pequenas deformações.

O parâmetro CEF que será usado na simulação e calculado através das equações (3.1) e (3.3) é dada por:

$$CEF = \left(\frac{C_{44}}{C_{66}} \right)^{1/2} = \left(\frac{8}{1-b} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

O termo $(1 - 0,58b + 0,29b^2)^{1/2}$ da expressão (3.1), foi aproximado por 1, pois varia entre 0,85 e 0,97, para $0,1 \leq b \leq 0,9$.

A distância de interação u também é função de b . O detalhamento do cálculo de u é apresentado no item 1.4.

1.2. Comprimento Transversal R_c e Comprimento Longitudinal L_c .

Para atribuir valores a R_c , de forma a realizar as simulações, é importante escolher valores que tenham algum significado físico.

Consideraremos valores de R_c múltiplos de a_0 , o parâmetro de rede da rede de vórtices. Não consideraremos valores muito altos de r (R_c/a_0). Isto implicaria em grandes volumes de coerência (V_c), resultando em forças de aprisionamento baixas, distantes dos valores experimentais que queremos explicar. Foram estudados valores de R_c/a_0 entre 1 e 8,5, sendo que para raízes para $r < 1$, não tem significado físico, pois o número mínimo de vórtices para cada V_c é igual a um.

Na análise do comprimento L_c podemos tomar por analogia as linhas de discordância em materiais. O fato que nos interessa diz respeito à curvatura máxima que a linha pode apresentar.

Da teoria de discordâncias, a tensão de linha pode ser dada por:

$$T = f(\mu, \nu, b_B) \ln \frac{R}{r_0} \quad (3.5)$$

onde f é uma função do módulo de cisalhamento μ , do módulo de Poisson ν e do vetor de Burgers b_B . O parâmetro R é o raio de curvatura da linha e r_0 é o raio do núcleo da linha.

Por analogia, a tensão de linha da rede de vórtices pode ser dada por:

$$T_v = f(C_{66}, C_{44}, a_0) \ln \frac{R}{\xi} \quad (3.6)$$

Para curvaturas da ordem de 2ξ , podemos calcular o perímetro do círculo que contém esta curvatura para estimar o valor de R . O perímetro P , conforme FIG.3.2 pode ser dado por: $P=2\pi R \approx 2\xi \times 4$.

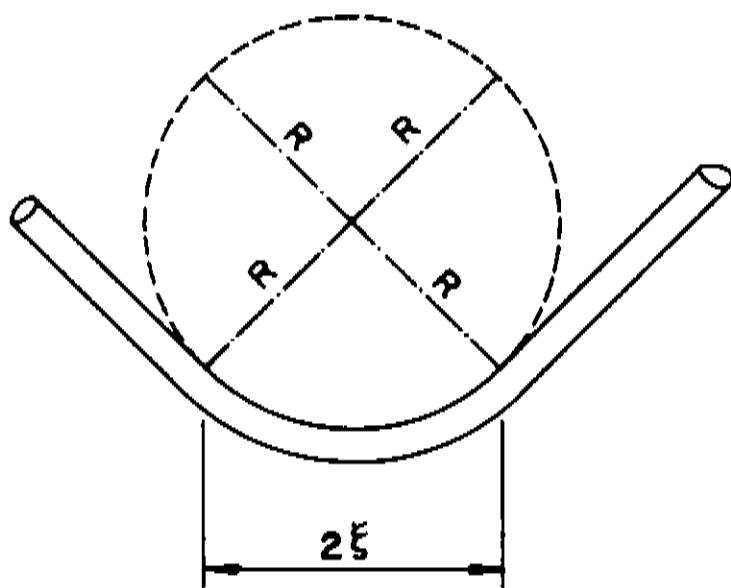


FIG.3.1 - CURVATURA MÁXIMA DO VÓRTICE

Assim $R \approx \xi$, ou seja, para curvaturas menores que $2\xi^{(3)}$ teremos valores de R menores que ξ , o que resultaria pela equação (3.6) em uma tensão de linha negativa. Com isto, a tendência da linha seria se curvar até se fechar e formar um "loop". Isto é possível para vórtices e discordâncias. Porém, distorções desta ordem invalidariam nossos cálculos, pois só são consideradas deformações pequenas para que se possamos trabalhar no limite elástico, mesmo com a introdução de discordâncias. Assim, tomaremos $L_c \geq 2\xi$.

Duas relações muito utilizadas são abaixo apresentadas⁽¹⁾:

$$a_0 = \frac{2,69 \xi}{b^{1/2}} \quad (3.7)$$

$$\xi = \left(\frac{\phi_0}{2\pi B_{c2}} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

1.3. Fração de Vórtices com Deformação Puramente Elástica - x_e .

A fração de vórtices deformados elasticamente (x_e) que não participam da formação de discordâncias deveria em princípio depender do número de defeitos do material. Porém, consideraremos x_e constante para um dado b , κ e B_{c2} . O parâmetro x_e varia entre 0 e 1.

O valor de $x_e = 0$ corresponde à situação onde somente as discordâncias regem o comportamento de aprisionamento do sistema. A energia elástica (e_e) em nada contribui para determinação de F_p e j_c .

O valor de $x_e = 1$ corresponde à situação puramente elástica e é equivalente ao tratamento feito na TAC convencional⁽⁴⁾.

1.4. Cálculo da Distância de Interação (u) entre Vórtices e Centros de Aprisionamento.

Na Teoria de Aprisionamento Coletivo existem basicamente dois pontos fundamentais a serem esclarecidos. O primeiro diz respeito à intensidade média de aprisionamento W dada por :

$$W = \frac{N}{V_c} \langle f_i^2 \rangle = \frac{N f^2}{V_c} = \frac{(fN^{1/2})^2}{V_c} \quad (3.9)$$

onde: N é o número de centros de aprisionamento no volume V_c e f_i é a força exercida pelo i-ésimo centro de aprisionamento sobre a rede de vórtices. A média é feita sobre todos os centros de aprisionamento.

O segundo ponto fundamental é o alcance u da interação entre centros de aprisionamento e vórtices. Tanto $fN^{1/2}$ (ou W) quanto u contribuem de forma crucial para a determinação da força de aprisionamento. Na teoria convencional de aprisionamento coletivo⁽⁵⁾ (apêndice B), onde não é considerada a presença das discordâncias da rede de vórtices, temos que :

$$j_c^B \approx \frac{0,0039 W^2}{u^3 C_{44} C_{66}^2} \quad (3.10)$$

Pode ser observado na equação anterior que a escolha arbitrária de $fN^{1/2}$ (W) ou u pode gerar valores de j_c^B inconsistentes com dados experimentais ou significado físico. O parâmetro u tem como significado algum tipo de correlação entre as forças de aprisionamento. Muitos autores tomam $u \approx \xi$, outros como $u \approx a_0 = 2,69 \xi/b^{1/2}$, que é o próprio parâmetro de rede. Há ainda quem tente relacionar u com as dimensões dos centros de aprisionamento.

A determinação consistente de $u=u(b)$ é importante pois geralmente as teorias são usadas para comparar dados experimentais de força de aprisionamento em função de campo magnético reduzido aplicado - $j_c^B X b$.

Após apresentar uma definição para u , Brandt⁽⁶⁾ calcula u para um caso bem geral. Além disso, através de expressões limites para $b \ll 1$ e $b \approx 1$ este autor apresenta uma fórmula de interpolação para $u(b)$.

Repetiremos neste capítulo o cálculo do parâmetro u feito por Brandt, a partir da interação dos centros de aprisionamento com a rede de vórtices rígida. Assim, a elasticidade da rede será desprezada neste cálculo.

Como a rede rígida é periódica, ou seja, o parâmetro de rede é periódico, a força $f(r)$ sobre os vórtices exercida por um único centro de aprisionamento também é periódica.

O parâmetro de ordem da rede periódica é dado por ⁽⁷⁾:

$$|\Delta(\mathbf{r})|^2 = \sum_{\mathbf{K}} a_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \quad (3.11)$$

Na equação (3.11), $a_{\mathbf{K}} = a_{-\mathbf{K}} = a_{\mathbf{m}n}$ são os coeficientes de Fourier e :

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_{\mathbf{m}n} = (4\pi/\sqrt{3} a_0)(\mathbf{m}, \sqrt{3}n/2 - \mathbf{m}/2) \quad (3.12)$$

são os vetores das rede recíproca da rede triangular de vórtices (m e n inteiros).

No cálculo que segue, não é essencial assumir a periodicidade da rede de vórtices, mas é suficiente considerar que o espaçamento entre eles seja aproximadamente constante. Esta condição define os primeiros vizinhos de forma inequívoca e com isto as somatórias que aparecem nas transformadas de Fourier podem ser desconsideradas logo nos primeiros vizinhos.

Esta condição implica que o cálculo é válido também para a rede fortemente deformada plasticamente, pois o módulo de elasticidade volumétrico ("bulk modulus") é grande (rede incompressível). Mesmo para redes plasticamente deformadas existe uma periodicidade aproximada entre os vizinhos próximos⁽²⁰⁾.

O parâmetro de ordem Δ^2 se expandido em série de Taylor resulta em :

$$\Delta^2(\mathbf{r}) = \Delta^2(\mathbf{r}_0) + \left. \frac{\partial(\Delta^2)}{\partial \mathbf{r}} \right|_{\mathbf{r}_0} (\mathbf{r}-\mathbf{r}_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{\partial^2(\Delta^2)}{\partial \mathbf{r}^2} \right|_{\mathbf{r}_0} (\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2 + \dots \quad (3.13)$$

O termo $\frac{\partial(\Delta^2)}{\partial \mathbf{r}}$ está ligado às correntes superficiais perpendiculares ao supercondutor e portanto é nulo (resultado da solução das equações de Ginzburg-Landau).

Assim, os termos importantes na expansão de Δ^2 são o primeiro e terceiro na equação (3.13).

Brandt⁽⁸⁾ considerou um potencial bem geral para a interação de aprisionamento dada por:

$$V(\mathbf{r}) = \int d^2\mathbf{r}' (\alpha(\mathbf{r}') - \gamma(\mathbf{r}') \nabla^2) |\Delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})|^2 \quad (3.14)$$

onde: $\alpha(\mathbf{r})$ e $\gamma(\mathbf{r})$ são perturbações bidimensionais obtidas por integração na direção z de flutuações em alguns parâmetros do material, como por exemplo x ou

B_{c2} e ∇^2 é com relação a r' . O sinal negativo em frente ao termo ∇^2 está relacionado à diminuição da energia do sistema devido a variações espaciais do parâmetro de ordem (deslocamentos do vórtice com relação à posição de equilíbrio a fim de se ajustar aos centros de aprisionamento).

Substituindo (3.11) e (3.12) em (3.14):

$$v(r) = \int d^2r' [\alpha(r') - \gamma(r')\nabla^2] \sum_{\mathbf{K}} a_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}(r-r')}$$

$$v(r) = \sum_{\mathbf{K}} a_{\mathbf{K}} \int d^2r' [\alpha(r') - \gamma(r')\nabla^2] e^{i\mathbf{K}(r-r')}$$

$$v(r) = \sum_{\mathbf{K}} a_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}r} \left\{ \int d^2r' \alpha(r') e^{-i\mathbf{K}r'} + K^2 \int d^2r' \gamma(r') e^{-i\mathbf{K}r'} \right\}$$

$$v(r) = \sum_{\mathbf{K}} a_{\mathbf{K}} (\alpha(\mathbf{K}) + K^2 \gamma(\mathbf{K})) e^{i\mathbf{K}r}$$

Chamaremos de :

$$v_{\mathbf{K}} = a_{\mathbf{K}} [\alpha(\mathbf{K}) + K^2 \gamma(\mathbf{K})] \quad (3.15)$$

$$v(r) = \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}r} \quad (3.16)$$

Se escolhermos os centros de aprisionamento simétricos com relação à origem, ou seja, $\alpha(\mathbf{K}) = \alpha(-\mathbf{K})$ e $\gamma(\mathbf{K}) = \gamma(-\mathbf{K})$, teremos que $v_{\mathbf{K}} = v_{-\mathbf{K}}$ é real.

Consideraremos um modelo onde a amplitude das funções de aprisionamento α e γ são α_0 e γ_0 . Além disto, α e γ decaem com a distância r com a lei $\exp(-r^2/R_p^2)$, onde R_p é o raio dos centros de aprisionamento. Assim :

$$\alpha(\mathbf{K}) = \int d^2r' \alpha(r') e^{-i\mathbf{K}r'}$$

com $\alpha(r') = \alpha_0 \exp(-r'^2/R_p^2)$ tem-se que :

$$\alpha(\mathbf{K}) = \int d^2r' \alpha_0 \exp(-r'^2/R_p^2) e^{-i\mathbf{K}r'}$$

$$\alpha(\mathbf{K}) = \alpha_0 \exp(-K^2 R_p^2/4) \int d^2r' \exp \left[- \left(\frac{r'}{R_p} + \frac{i K R_p}{2} \right)^2 \right]$$

Substituindo $d^2r' = 2\pi r' dr'$:

$$\alpha(\mathbf{K}) = 2\pi\alpha_0 \exp(-K^2 R_p^2/4) \int r' \exp \left[- \left(\frac{r'}{R_p} + \frac{i K R_p}{2} \right)^2 \right] dr'$$

Fazendo mudança de variável :

$$\frac{r'}{R_p} + \frac{i K R_p}{2} = v \quad \longrightarrow \quad dv = dr'/R_p$$

Como escolhemos $\alpha(\mathbf{K})=\alpha(-\mathbf{K})$, mantemos apenas a parte real de $\alpha(\mathbf{K})$, logo:

$$\alpha(\mathbf{K}) = 2\pi R_p^2 \alpha_0 \exp(-K^2 R_p^2/4) \int v e^{-v^2} dv$$

Sabe-se que:

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-ax^2} dx = \frac{\Gamma \left(\frac{n+1}{2} \right)}{2a \left(\frac{n+1}{2} \right)}$$

Logo :

$$\alpha(\mathbf{K}) = 2\pi R_p^2 \alpha_0 \exp(-K^2 R_p^2/4) \Gamma(1)/2 \quad (\Gamma(1)=1)$$

$$\alpha(\mathbf{K}) = \alpha_0' \exp(-K^2 R_p^2/4) \quad (3.17)$$

$$\text{com } \alpha_0' = \pi R_p^2 \alpha_0 .$$

Fazendo o mesmo para $\gamma(K)$, obtém-se que :

$$\gamma(K) = \gamma_0' \exp(-K^2 R_p^2/4) \quad (3.18)$$

com $\gamma_0' = \pi R_p^2 \gamma_0$.

Substituindo-se (3.17) e (3.18) em (3.15), teremos:

$$v_K = a_K [\alpha_0' + K^2 \gamma_0'] \exp(-K^2 R_p^2/4) \quad (3.19)$$

como $a_K = a_{-K}$ conclui-se que $v_K = v_{-K}$.

Para calcular u , precisamos defini-lo como sendo o alcance de alguma função de correlação $p(\rho)$. Isto porque a função de correlação está relacionada às flutuações do sistema sobre o estado de equilíbrio. Estas flutuações no nosso caso são exatamente os deslocamentos s que os vórtices sofrem devido a sua interação com os centros de aprisionamento. É interessante notar que $\langle u \rangle = 0$ para estes sistemas devido a aleatoriedade das interações. No entanto $\langle u^2 \rangle \neq 0$, sendo exatamente esta flutuação a quantidade que nos dará a observável u que precisamos, ou seja, $u = \langle u^2 \rangle^{1/2}$. Com isto, se $p(\rho)$ é a função de correlação, temos que:

$$u^2 = \int_0^\infty d\rho \rho^2 p(\rho) / \int_0^\infty d\rho p(\rho) \quad (3.20)$$

Segundo as definições apresentadas acima e os conceitos básicos da TAC (apêndice B), a função de correlação $p(\rho)$ pode ser dada por:

$$p(\rho) = c/\pi\rho^2 V \int d^2r' \int d^2r f(r)f(r+r') \exp(-r^2/\rho^2) \quad (3.21)$$

onde: c é o fator de normalização e $f(r)$ é a força de interação entre vórtices e centros de aprisionamento.

Da teoria básica sobre funções de correlação^(9a) temos que estas funções podem ser dadas por $K(r') = \langle Q(r) Q(r+r') \rangle_r$ onde $K(r')$ é a função de correlação da quantidade física $Q(r)$.

Portanto, a equação (3.21) apresenta a correlação da força sobre a rede não deslocada ($f(r)$) com a força sobre a rede deslocada ($f(r+r')$). Além disto, a correlação foi ponderada pela probabilidade de que isto ocorra ($P(r')=1/\pi\rho^2 \exp(-r'^2/\rho^2)$ - distribuição Gaussiana)^(9b) e integrada em r' .

Esta definição de $p(\rho)$ se ajusta ao significado físico de u na teoria de aprisionamento coletivo convencional (apêndice B) que é calculado a partir da função de correlação $g(r)$ dos deslocamentos sofridos pela rede de vórtices. Também se aplica à teoria de aprisionamento coletivo modificada onde é introduzida a presença de discordâncias na rede de vórtices, pois estas aparecem justamente devido aos deslocamentos sofridos pela rede.

A força exercida sobre a rede de vórtices é :

$$f(r) = - \nabla V(r) \quad (3.22)$$

A partir da equação (3.16) :

$$f(r) = -i \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{K} v_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}r} \quad (3.23)$$

Calcularemos $p(\rho)$ a partir da equação (3.23) substituída em (3.21):

$$p(\rho) = C \int d^2r \int d^2r' (-i) \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{K} v_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}r} (-i) \sum_{\mathbf{K}'} \mathbf{K}' v_{\mathbf{K}'} e^{i\mathbf{K}'(r+r')} \exp(-r'^2/\rho^2)$$

com $C = c/\pi\rho^2 v$.

$$p(\rho) = C \sum_{\mathbf{K}} \sum_{\mathbf{K}'} v_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}'} \mathbf{K} \cdot \mathbf{K}'. \int d^2r' \exp(-r'^2/\rho^2) e^{i\mathbf{K}r'}. \int d^2r e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{K}')r}$$

$$\int d^2r e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{K}')r} = \delta_{\mathbf{K},-\mathbf{K}'} = \begin{cases} 1 & \text{se } \mathbf{K} = -\mathbf{K}' \\ 0 & \text{se } \mathbf{K} \neq -\mathbf{K}' \end{cases}$$

como $v_{\mathbf{K}} = v_{-\mathbf{K}}$:

$$p(\rho) = C \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 \mathbf{K}^2 \int 2\pi r' dr' \exp(-r'^2/\rho^2) e^{i\mathbf{K}r'}$$

$$p(\rho) = 2\pi C \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4) \int r' dr' \exp[-(r'/\rho - iK\rho/2)^2]$$

fazendo $(r'/\rho - iK\rho/2) = v \rightarrow dv = dr'/\rho$ e voltando com a constante c :

$$p(\rho) = 2 c / \rho^2 v \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4) \int \rho dv e^{-v^2} (\rho v + iK\rho^2/2)$$

$$p(\rho) = 2 c / v \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4) \int dv e^{-v^2} (v + i\rho K/2)$$

A parte imaginária da função $p(\rho)$ é nula pois a função K^3 é ímpar e a soma sobre todos os K 's positivos e negativos se cancelam. Assim:

$$p(\rho) = 2 c / v \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4) \underbrace{\int dv e^{-v^2} v}_{1/2}$$

$$p(\rho) = c \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4) \quad (3.24)$$

Usando as equações (3.24) e (3.20) para calcular u^2 , tem-se que:

$$u^2 = \frac{\int d\rho \rho^2 \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4)}{\int d\rho \sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4)}$$

$$u^2 = \frac{\sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \int_0^{\infty} d\rho \rho^2 \exp(-K^2 \rho^2 / 4)}{\sum_{\mathbf{K}} v_{\mathbf{K}}^2 K^2 \int_0^{\infty} d\rho \exp(-K^2 \rho^2 / 4)}$$

Sabemos que:

$$\int_0^{\infty} x^2 e^{-ax^2} dx = \frac{\Gamma(3/2)}{2 a^{3/2}}$$

e

$$\int_0^{\infty} e^{-ax^2} dx = \frac{\Gamma(1/2)}{2 a^{1/2}}$$

Usando a propriedade da função Gama : $\Gamma(x+1)=x\Gamma(x) \rightarrow \Gamma(3/2)=\Gamma(1/2)/2$. Logo :

$$u^2 = \frac{\sum_K v_K^2 K^2 \frac{\Gamma(1/2)}{4(K^2/4)^{3/2}}}{\sum_K v_K^2 K^2 \frac{\Gamma(1/2)}{2(K^2/4)^{1/2}}}$$

$$u^2 = \frac{1}{2} \frac{(4)^{3/2} \sum_K v_K^2 K^2 / K^3}{(4)^{1/2} \sum_K v_K^2 K^2 / K}$$

$$u^2 = 2 \frac{\sum_K v_K^2 / K}{\sum_K v_K^2 K} \quad (3.25)$$

Para resolver a equação (3.25) usaremos parâmetro de ordem $(|\Delta|^2)$ calculado a partir das equações de Ginzburg Landau⁽³⁾⁽⁴⁾. Da equação (3.11), o parâmetro de ordem normalizado ($\int dr^2=1$) por unidade de área é dado por:

$$\overline{|\Delta(\mathbf{r})|^2} = \int \sum_K a_K e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} d^2\mathbf{r} = \sum_K a_K \int e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} d^2\mathbf{r} = \sum_K a_K \delta_{\mathbf{K},0}$$

$$\overline{|\Delta(\mathbf{r})|^2} = a_0 = a_{00} \quad (3.26)$$

A partir da solução da equação de Ginzburg-Landau por Abrikosov⁽¹⁰⁾ chega-se às seguintes relações para a indução magnética B e o parâmetro de ordem reduzido $|\Psi|^2$:

$$B = \tilde{H}_0 - \frac{(x - \tilde{H}_0)}{(2x^2 - 1)\beta} \quad (3.27)$$

e

$$\langle |\Psi|^2 \rangle = 2x (\tilde{H}_0 - B) \quad (3.28)$$

onde $\beta=1,16$ para a rede de vórtices triangular.

As equações (3.27) e (3.28) aparecem em unidades reduzidas, de forma que $\Psi=\psi/\psi_0$, sendo ψ o parâmetro de ordem e ψ_0 o parâmetro de ordem em $B=0$. O campo $\tilde{H}_0 = H_0 / \sqrt{2} H_c$, sendo H_c o campo crítico termodinâmico.

Isolando \tilde{H}_0 na equação (3.27), temos que:

$$\tilde{H}_0 = \frac{(2x^2 - 1)\beta B + x}{1 + (2x^2 - 1)\beta} \quad (3.29)$$

Substituindo-se (3.29) em (3.28):

$$\langle |\Psi|^2 \rangle = 2x \left[\frac{(2x^2 - 1)\beta B + x}{1 + (2x^2 - 1)\beta} - B \right]$$

$$\langle |\Psi|^2 \rangle = 2x \frac{(x - B)}{1 + (2x^2 - 1)\beta} \quad (3.30)$$

Em materiais com $x \gg 1$:

$$\langle |\Psi|^2 \rangle \approx \frac{2x(x - B)}{2x^2}$$

$$\langle |\Psi|^2 \rangle \approx (1 - B/x) = (1 - B/H_{c2}) = (1 - b)$$

com $b = B/B_{c2}$ (sistema CGS).

Voltando às unidades dimensionais:

$$\frac{\langle |\psi|^2 \rangle}{\langle |\psi_0|^2 \rangle} \approx (1 - b)$$

Na formulação BCS, podemos identificar $\psi(r) = \Delta(r)$. Logo $\langle |\psi_0|^2 \rangle = \Delta_{\text{BCS}}^2 = 1,76 k_B T_c$ (k_B é a constante de Boltzmann e T_c é a temperatura crítica).

Desta forma podemos escrever:

$$\frac{\langle |\Delta(r)|^2 \rangle}{\Delta_{\text{BCS}}^2} \approx (1 - b) \quad (3.31)$$

É interessante recordar que as soluções da equação de Ginzburg Landau são válidas para qualquer temperatura, porém somente para $B \approx \mu_0 H_{c2}$. Brandt⁽¹¹⁾ obteve relação a (3.31) por outro caminho como sendo válida para todos valores de $b = B/B_{c2}$, $t = T/T_c$ e κ :

Para $b \approx 1$ é usada a solução de Abrikosov⁽¹²⁾, e:

$$|a_K| = a_{00} \exp[-\pi/\sqrt{3} (m^2 + mn + n^2)]$$

$$|a_K| = (1 - b) \Delta_{\text{BCS}}^2 \exp[-\pi/\sqrt{3} (m^2 + mn + n^2)] \quad b \approx 1 \quad (3.32)$$

Perto de $\mu_0 H_{c2}$ ($b \approx 1$), na aproximação⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ de célula circular, as autofunções $\psi(r)$ são dadas por⁽¹⁵⁾:

$$\psi(r) = \exp(i\phi) \exp(-r^2/2 R_q^2) \quad (3.33)$$

onde R_q é o raio do núcleo do vórtice. Para $t \approx 1 \rightarrow R_q \approx 1,4 \xi$ e para $t \ll 1 \rightarrow R_q \approx \xi$.

Para baixas intensidades de campo, podemos aproximar o parâmetro de ordem por⁽¹⁵⁾:

$$|\Delta(r)|^2 \approx \Delta_{\text{BCS}}^2 (1 - |\psi|^2)$$

$$|\Delta(r)|^2 \approx \Delta_{\text{BCS}}^2 [1 - \exp(-r^2/R_q^2)] \quad (3.34)$$

Para $b \leq 0,2$, que corresponde a vórtices isolados, $a_{\mathbf{K}}$ decresce lentamente. Podemos então substituir $\sum_{\mathbf{K}} \rightarrow \int d^2k/4\pi^2 n_v$, onde $n_v = b/2\pi\xi^2$ é a densidade de vórtices.

Da equação (3.11), temos então que⁽⁶⁾ :

$$|\Delta(r)|^2 = \int \frac{d^2K}{4\pi^2 n_v} a_{\mathbf{K}} e^{i\mathbf{K}r}$$

de onde decorre:

$$a_{\mathbf{K}} = n_v \int d^2r |\Delta(r)|^2 e^{-i\mathbf{K}r}$$

Usando a equação (3.34) para $|\Delta(r)|^2$, $a_{\mathbf{K}}$ pode ser escrito como:

$$a_{\mathbf{K}} = n_v \Delta_{\text{BCS}}^2 \left\{ \int d^2r e^{-i\mathbf{K}r} - \int e^{-r^2/R_q^2} e^{-i\mathbf{K}r} d^2r \right\}$$

$$a_{\mathbf{K}} = n_v \Delta_{\text{BCS}}^2 \left\{ \delta_{\mathbf{K},0} - 2\pi \int r \exp(-r^2/R_q^2 - i\mathbf{K}r) dr \right\}$$

Para $\mathbf{K} \neq 0$:

$$a_{\mathbf{K}} = - n_v \Delta_{\text{BCS}}^2 2\pi \exp(-K^2 R_q^2/4) \int r \exp[-(r/R_q + iKR_q/2)^2] dr$$

Fazendo-se a mudança de variável $r/R_q + iKR_q/2 = v$, tem-se:

$$a_{\mathbf{K}} = - n_v \Delta_{\text{BCS}}^2 2\pi \exp(-K^2 R_q^2/4) R_q \int (v - iKR_q/2) e^{-v^2} dv$$

Como já vimos anteriormente, $a_{\mathbf{K}}$ é real e portanto a parte imaginária na integral anterior pode ser desprezada :

$$a_K = - n_v \Delta_{BCS}^2 2\pi \exp(-K^2 R_q^2 / 4) R_q^2 \frac{\Gamma(1)}{2}$$

mas $\Gamma(1)=1$ e:

$$a_K = - n_v \Delta_{BCS}^2 \pi \exp(-K^2 R_q^2 / 4) R_q^2 ; b \ll 1 \text{ e } K \neq 0 \quad (3.35)$$

Para $K=0$, a_{00} é dado pela equação (3.26), sendo válida para qualquer b .

Da equação (3.12) temos que $K^2 = K_{10}^2 = 16\pi^2 / 3a_0^2 = 7,27b / \xi^2$ ($a_0 = 2,69\xi / b^{1/2}$).

Observa-se da equação (3.35) que para $b \geq 0,3$ a_K decresce rapidamente pois $\exp(-K^2 R_q^2 / 4) = \exp(-1,1346 b)$, onde $R_q \approx 1,4 \xi^{(13)}$.

Com isto, para calcular u^2 através da equação (3.25) é suficiente apenas manter os menores termos com $K \neq 0$, ou seja, apenas $K = K_{10}$.

Considerando-se apenas interações com $\alpha \neq 0$ ou $\gamma \neq 0$, de (3.19) e (3.25) tem-se que:

- para $\gamma_0' = 0$:

$$u^2 = 2 \frac{\sum_K v_K^2 / K}{\sum_K v_K^2 K} = 2 \frac{\sum_K |a_K|^2 \alpha_0' \exp(-K^2 R_p^2 / 2) / K}{\sum_K |a_K|^2 \alpha_0' \exp(-K^2 R_p^2 / 2) K}$$

Como a soma é feita somente sobre os 6 primeiros vizinhos com $K=K_{10}$:

$$u^2 = 2 \frac{6 |a_{K_{10}}|^2 \exp(-K_{10} R_p^2 / 2) / K_{10}}{6 |a_{K_{10}}|^2 \exp(-K_{10} R_p^2 / 2) K_{10}}$$

$$u^2 = 2 / K_{10}^2$$

→

$$u = \sqrt{2} / K_{10}$$

- para $\alpha_0' = 0$:

$$u^2 = 2 \frac{\sum_K K^4 |a_K|^2 \gamma_0' \exp(-K^2 R_p^2 / 2) K}{\sum_K K^4 |a_K|^2 \gamma_0' \exp(-K^2 R_p^2 / 2) K^3}$$

Mantendo somente os seis primeiros termos com $K=K_{10}$, que corresponde aos primeiros vizinhos:

$$u^2 = 2 / K_{10}^2$$

e novamente

$$u = \sqrt{2} / K_{10} = 0,195 a_0 \quad b \geq 0,3 \quad (3.36)$$

Este resultado para u é bem geral e se aplica mesmo quando as dimensões dos centros de aprisionamento (R_p), excedem $0,2a_0$. Isto porque v_K dado pela equação (3.19) decresce exponencialmente com R_p^2 e o valor de K que aparece na equação é somente K_{10} .

Para $b \leq 0,2$ as somatórias podem ser substituída por integrais e u^2 é dado por :

$$u^2 = 2 \frac{\int d^2k v_k^2 / k}{\int d^2k v_k^2 k}$$

com

$$v_k^2 = a_k^2 (\alpha_0 + k^2 \gamma_0)^2 \exp(-k^2 R_p^2 / 2)$$

$$a_k^2 = \Delta_{BCS}^4 n_v^2 \pi^2 R_q^4 \exp(-k^2 R_q^2 / 2)$$

Substituindo v_k^2 e a_k^2 em u^2 , para :

$$- \gamma_0' = 0$$

$$u^2 = 2 \frac{\int d^2k/k \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}{\int d^2k k \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}$$

mas $d^2k = 2\pi k dk$

$$u^2 = 2 \frac{\int dk \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}{\int dk k^2 \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}$$

$$u^2 = 2 \frac{\frac{\Gamma(1/2)}{2[(R_q^2 + R_p^2)/2]^{1/2}}}{\frac{\Gamma(3/2)}{2[(R_q^2 + R_p^2)/2]^{3/2}}}$$

com $\Gamma(3/2) = 1/2\Gamma(1/2)$, u para $\gamma=0$ pode ser dado por:

$$u = 2^{1/2} (R_q^2 + R_p^2)^{1/2} \text{ para } \alpha \neq 0$$

$$- \alpha_0' = 0$$

$$u^2 = 2 \frac{\int d^2k k^3 \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}{\int d^2k k^5 \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}$$

$$u^2 = 2 \frac{\int dk k^4 \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}{\int dk k^6 \exp [-k^2(R_q^2 + R_p^2)/2]}$$

$$u^2 = 2 \frac{\frac{\Gamma(5/2)}{2[(R_q^2 + R_p^2)/2]^{5/2}}}{\frac{\Gamma(7/2)}{2[(R_q^2 + R_p^2)/2]^{7/2}}}$$

Mas $\Gamma(7/2) = 5/2 \Gamma(5/2)$, e

$$u = (0,4)^{1/2} (R_q^2 + R_p^2)^{1/2} \text{ para } \gamma \neq 0$$

Logo,

$$u = c (R_q^2 + R_p^2)^{1/2} \quad b \leq 0,2 \quad (3.37)$$

com $c=c_\gamma=(0,4)^{1/2}$ para $\gamma \neq 0$ e $c=c_\alpha=(2)^{1/2}$ para $\alpha \neq 0$.

Com os resultados obtidos para altas e baixas intensidades de campo magnético aplicado e dos resultados numéricos de Ginzburg-Landau ⁽¹²⁾ para $b=0,7$; $0,5$ e $0,3$, Brandt ⁽⁶⁾ obteve a seguinte equação para $u(b)$:

$$u(b) = 0,525 \xi (b^m - b^m d^m + d^m)^{1/2m} \quad (3.38)$$

$$d = 0,28 c^{-2} \xi^2 (R_q^2 + R_p^2)^{-1} \quad (3.39)$$

Para materiais com centros de aprisionamento do tipo contorno de grão, R_p é da ordem de vários comprimentos de coerência. Em Nb_3Sn ⁽¹⁶⁾, poderíamos tomar $R_p \approx (15-20)\xi$, com $\xi \approx 3,5$ nm e tamanho médio de grão ≈ 70 nm. Já em $NbTi$ ⁽¹⁷⁾ somente tratado sem subsequente deformação, temos que $R_p \approx (10-20)$ nm, com $\xi \approx 5$ nm e precipitados de $Ti-\alpha \approx (50-100)$ nm.

Tomando $R_p=15\xi$ para ambos materiais e usando $R_q = 1,4\xi$ ($b \approx 1$ ou $t \approx 1$), temos que d dado pela equação (3.39) vale $d=0,28c^{-2}\xi^2(15,07\xi)^{-2}$, ou seja, $d_\alpha=0,0006$ e $d_\gamma=0,0031$.

Na pior das hipóteses, para que a equação (3.38) deva ser considerada na sua íntegra, deveríamos considerar $m=1$. Neste caso, para $b=0,1$, o erro que se comete ao usar $u(b)=0,525\xi b^{1/2}$, ao invés da equação (3.38) é de $0,28\%$ para interações com $\alpha \neq 0$ e de $1,2\%$ para $\gamma \neq 0$. Assim, para centros de aprisionamento do tipo contorno de grão:

$$u(b) = 0,525 \xi b^{1/2}$$

ou se trabalharmos com diâmetros:

$$u(b) = 0,39 a_0 b = 1,05 \xi b^{1/2} \quad (3.40)$$

Para precipitados de Ti- α deformados usaremos $u(b)$ dado pela equação (3.36), já que neste caso $R_p \approx (1 \text{ a } 5) \text{ nm}$ e o fator d da equação (3.39) já não é tão pequeno de forma a ser desprezado. Além disso, o comportamento de altas forças de aprisionamento para estes materiais na região de altos campos coincide com a região de validade de $u(b)$ dada por (3.36). A equação (3.36) em termos dos diâmetros fica dada por:

$$u(b) = 0,39 a_0 = 1,05 \xi / b^{1/2} \quad (3.41)$$

Da equação (3.40), podemos observar que $u \neq 0$ sempre, pois o valor mínimo do campo magnético reduzido é $b_m = B_{c1} / B_{c2} \neq 0$. Tomando-se $B_{c1} \approx 8,5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ e $B_{c2} = 11 \text{ T}$ (NbTi) faz com que em $b_{\min} = 7,7 \cdot 10^{-4}$. Este valor de b_m resulta em $u_{\min} = 0,03 \xi$ ($\approx 1,5 \text{ A}$) calculado a partir da equação (3.40).

Matsushita et al. ⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ apresentou dados de u para Nb-Ta e Nb-Ti, medidos por uma técnica A.C.

2. MINIMIZAÇÃO DA ENERGIA.

Para minimizar a energia com relação a V_c deve-se fazer:

$$\frac{\partial e_T}{\partial R_c} = \frac{\partial e_T}{\partial L_c} = 0$$

Ao colocarmos em evidência $C_{66} a_0^2 / 2\pi$ no termo da energia das discordâncias e $C_{66} u^2$ no termo de energia elástica, podemos a partir da equação (2.24) reescrever a energia total como:

$$e_T = x_e u^2 C_{66} \left(\frac{1}{R_c^2} + \frac{CEF^2}{L_c^2} \right) + \frac{C_{66} a_0^2}{2\pi} (1-x_e) \left\{ \frac{\sqrt{3}}{R_c^2} \ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \right. \\ \left. \frac{5/(2\sqrt{3})}{R_c L_c} CEF \left[\ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \ln \frac{L_c}{4,3a_0} \right] - \frac{2\pi CEF u}{R_c^2 L_c} \right\} - \frac{(2/\sqrt{3})^{1/2} f n_p^{1/2} u}{R_c L_c^{1/2}} \quad (3.42)$$

onde: $CEF = (C_{44}/C_{66})^{1/2}$ e foi feito $N = n_p V_c$, pois o parâmetro constante para cada material é n_p e não N .

Após os cálculos n_p será resubstituído por N .

Calculando-se $(\partial e_T / \partial R_c)$ a partir da equação (3.42), tem-se que:

$$\frac{\partial e_T}{\partial R_c} = \frac{C_{66} a_0^2}{2\pi} (1-x_e) \left\{ \frac{\sqrt{3}}{R_c^3} \left[-2 \ln \frac{R_c}{4,3a_0} + 1 \right] + \frac{2 CEF u 2\pi}{R_c^3 L_c} \right. \\ \left. \frac{5/(2\sqrt{3})}{R_c^2 L_c} CEF \left[1 - \ln \frac{R_c}{4,3a_0} - \ln \frac{L_c}{4,3a_0} \right] \right\} - x_e u^2 C_{66} \frac{2}{R_c^3} + \frac{2/\sqrt{3} f N^{1/2} u}{R_c^3 L_c}$$

Multiplicando a equação anterior por $R_c^3 L_c$, colocando os dois últimos termos em evidência e igualando-a a zero, tem-se:

$$\frac{C_{66} a_0^2}{2\pi} \left[(1-x_e) \sqrt{3} L_c \left(1 - 2 \ln \frac{r}{4,3} \right) \right] - \frac{4\pi x_e u^2 L_c}{a_0^2} + \frac{4/\sqrt{3} f N^{1/2} \pi u}{C_{66} a_0^2} \\ (1-x_e) \left[\frac{5/(2\sqrt{3}) CEF R_c \left(1 - \ln \frac{R_c}{4,3a_0} - \ln \frac{L_c}{4,3a_0} \right) + 4\pi CEF u}{R_c^3 L_c} \right] = 0$$

onde $r = R_c/a_0$ e $l = L_c/a_0$.

Isolando-se o termo $(u f N^{1/2})$ e substituindo-se $s = u/a_0$ teremos:

$$4/\sqrt{3} \text{fN}^{1/2} s = \frac{C_{66} a_0^2}{\pi} \left\{ (1-x_e) \left[\sqrt{3} l \left(2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) + 5/(2\sqrt{3}) \text{CEF} r \right. \right. \\ \left. \left. \left[\ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \ln \frac{L_c}{4,3a_0} + 1 \right] - 4\pi \text{CEF} s \right] + 4\pi x_e s^2 l \right\} \quad (3.43)$$

Derivando-se a equação (3.42) em relação a L_c e segundo as mesmas manipulações anteriores, tem-se:

$$\frac{\partial e_T}{\partial L_c} = \frac{C_{66} a_0^2}{2\pi} (1-x_e) \left\{ \frac{5/(2\sqrt{3})}{R_c L_c^2} \text{CEF} \left[1 - \ln \frac{R_c}{4,3a_0} - \ln \frac{L_c}{4,3a_0} \right] + \frac{\text{CEF} u 2\pi}{R_c^2 L_c^2} \right\} - \\ \frac{2 C_{66} x_e u^2 \text{CEF}^2}{L_c^3} + \frac{2/\sqrt{3} \text{fN}^{1/2} u}{2 R_c^2 L_c^2}$$

Multiplicando-se a equação anterior por $R_c^2 L_c^2$, isolando-se o termo $\text{fN}^{1/2}$ e colocando-se tudo em função dos parâmetros reduzidos l , r e s , obtém-se:

$$4/\sqrt{3} \text{fN}^{1/2} s = \frac{C_{66} a_0^2}{\pi} \left\{ (1-x_e) \left[2 \text{CEF} 5/(2\sqrt{3}) r \left(\ln \frac{l}{4,3} + \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) - \right. \right. \\ \left. \left. \text{CEF} 4\pi s \right] + 8\pi x_e s^2 \text{CEF}^2 \frac{r^2}{l} \right\} \quad (3.44)$$

Igualando-se (3.43) a (3.44):

$$(1-x_e) \left[5/(2\sqrt{3})CEF r \left(\ln \frac{R_c}{4,3a_0} + \ln \frac{L_c}{4,3a_0} + 1 \right) - 4\pi CEF s \right] + 8\pi x_e s^2 CEF^2 \frac{r^2}{1} =$$

$$(1-x_e) \left[\sqrt{3} l \left(2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) + CEF 5/(2\sqrt{3})r \left(\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{1}{4,3} + 1 \right) - CEF 4\pi s \right] + 4\pi x_e s^2$$

Simplificando-se os termos comuns dos dois lados da igualdade obtém-se:

$$(1-x_e) \left\{ CEF 5/(2\sqrt{3}) r \left(\ln \frac{1}{4,3} + \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) - \sqrt{3} l \left(2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) \right\} +$$

$$4\pi x_e s^2 CEF \left[2 CEF \frac{r^2}{1} - \frac{1}{CEF} \right] = 0 \quad (3.45)$$

A equação (3.45) tem como variáveis x_e , b , r , l e s . Para x_e , r , e s fixos, determina-se o valor de l que satisfaz a equação (3.45) para $0,1 \leq b \leq 0,9$. Com isto, as raízes R_c e L_c são determinadas em função do campo aplicado. Os outros parâmetros x_e , b , e s estando fixos, pode-se determinar $fN^{1/2}$ através das equações (3.43) ou (3.44). Desta forma, pela equação (2.1) pode-se determinar F_p (densidade de força de aprisionamento) e conseqüentemente j_c (densidade de corrente crítica):

$$j_c = \frac{F_p}{B} = \frac{fN^{1/2}}{v_c b} B_{c2} \quad (3.46)$$

A equação (3.45) foi obtida a partir da derivação da função energia total do sistema dada pela equação (2.24). Com ela estaremos determinando os pontos extremos desta função. Entretanto, estamos interessados apenas nas condições de equilíbrio estável deste sistema, representados pelos pontos de mínimo da função densidade de energia total. Os pontos de sela correspondem a pontos de equilíbrio metaestável. Assim, precisamos analisar se as raízes encontradas correspondem aos pontos de equilíbrio desejados.

2.1. Teste dos Mínimos.

Se R_c^e e L_c^e são os pontos de extremo encontrados, temos que:

$$\frac{\partial e_T}{\partial L_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} = \frac{\partial e_T}{\partial R_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} = 0$$

Para determinar o tipo dos pontos extremos, precisamos fazer os seguintes testes :

$$1. \text{ Se } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \frac{\partial^2 e_T}{\partial L_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} - \left(\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c \partial L_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \right)^2 > 0 \text{ e } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} > 0$$

→ é ponto de mínimo relativo.

$$2. \text{ Se } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \frac{\partial^2 e_T}{\partial L_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} - \left(\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c \partial L_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \right)^2 > 0 \text{ e } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} < 0$$

→ é ponto de máximo relativo.

} (3.47)

$$3. \text{ Se } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \frac{\partial^2 e_T}{\partial L_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} - \left(\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c \partial L_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \right)^2 < 0 \longrightarrow \text{é ponto de sela}$$

$$4. \text{ Se } \frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \frac{\partial^2 e_T}{\partial L_c^2} \Big|_{R_c^e, L_c^e} - \left(\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c \partial L_c} \Big|_{R_c^e, L_c^e} \right)^2 = 0 \longrightarrow \text{nada se pode}$$

afirmar sobre as raízes.

As condições 1 a 4 foram rotuladas de equação (3.47).

Portanto, para fazermos os testes dados pelas equações (3.47) precisamos calcular as derivadas segundas de e_T com relação a R_c e L_c . As derivadas segundas em termos dos parâmetros reduzidos são dadas por :

$$\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c^2} = \frac{3}{2r^2} \frac{C_{66}^{CEF}}{\pi r^2 a_0^2} (1-x_e) \left[\frac{\sqrt{3}}{CEF} \left(2 \ln \frac{r}{4,3} - \frac{5}{3} \right) + \frac{r}{1} \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{2}{3} \left(\ln \frac{1}{4,3} + \ln \frac{r}{4,3} \right) \right]$$

$$\frac{3}{2r^2} \frac{C_{66}^{CEF}}{\pi r^2 a_0^2} \left[-(1-x_e) \left(\frac{2}{3} \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{r}{1} + \frac{4\pi s}{1} \right) + 4\pi s \left(\frac{x_e s}{CEF} - \frac{(2/\sqrt{3}) fN^{1/2}}{3 C_{66} a_0^2 CEF} \right) \right] \quad (3.48)$$

$$\frac{\partial^2 e_T}{\partial L_c^2} = \frac{C_{66}^{CEF}}{4\pi l^3 r^2 a_0^2} \left\{ (1-x_e) \left[\frac{5}{2\sqrt{3}} r \left(4 \ln \frac{r}{4,3} + 4 \ln \frac{r}{4,3} - 6 \right) - 8\pi s \right] \right\}$$

$$+ \frac{C_{66}^{CEF}}{4\pi l^3 r^2 a_0^2} 8\pi s \left[\frac{3 CEF r^2 x_e s}{1} - \frac{3}{8} \frac{2/\sqrt{3} fN^{1/2}}{C_{66} a_0^2 CEF} \right] \quad (3.49)$$

$$\frac{\partial^2 e_T}{\partial R_c \partial L_c} = \frac{C_{66}^{CEF}}{2\pi l^2 r^2 a_0^2} \left\{ (1-x_e) \left[\frac{5}{2\sqrt{3}} \left(\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{r}{4,3} - 2 \right) - \frac{4\pi s}{r} \right] - \frac{2\pi/\sqrt{3} fN^{1/2}}{r C_{66} a_0^2 CEF} \right\} \quad (3.50)$$

2.2. Densidade de Força de Aprisionamento F_p - Equação Geral. Função $g(r, l, x_e, s, b)$.

A partir da equação (3.43) pode-se isolar o termo $fN^{1/2}$, que dividido por V_c , dá a expressão geral da densidade de força de aprisionamento F_p .

Isolando $fN^{1/2}$ na equação (3.43) tem-se que:

$$f_N^{1/2} = \frac{\sqrt{3}C_{66}a_0^2}{4\pi s} (1-x_e) \left[\sqrt{3} \ln \left[2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right] + \frac{5}{2\sqrt{3}} \text{CEF} \cdot r \left[\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{1}{4,3} + 1 \right] - 4\pi \text{CEFs} \right] \\ + \frac{\sqrt{3}C_{66}a_0^2}{4\pi s} 4\pi x_e s^2 \ln \quad (3.51)$$

Para obter-se F_p , basta dividir a equação (3.51) por $V_c = \frac{\sqrt{3}}{2} r^2 \ln^3$. Assim,

F_p é dada por:

$$F_p = \frac{C_{66}}{2\pi s a_0 r^2 \ln} (1-x_e) \left[\sqrt{3} \ln \left[2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right] + \frac{5}{2\sqrt{3}} \text{CEF} \cdot r \left[\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{1}{4,3} + 1 \right] - 4\pi \text{CEFs} \right] \\ + \frac{C_{66}}{2\pi s a_0 r^2 \ln} 4\pi x_e s^2 \ln \quad (3.52)$$

Substituindo-se as equações (3.7), (3.8) e (3.1) na equação anterior têm-se que:

$$F_p = \left[\frac{6,59 \cdot 10^{11}}{x^2} \right] B_{c2}^{5/2} f(b) g(r, \ln, x_e, s, b) \quad (3.53)$$

onde:

$$g(r, \ln, x_e, s, b) = \frac{1}{s r^2 \ln} \left\{ (1-x_e) \left[\sqrt{3} \ln \left[2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right] + \frac{5}{2\sqrt{3}} \text{CEF} \cdot r \left[\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{1}{4,3} + 1 \right] - 4\pi \text{CEFs} \right] + 4\pi x_e s^2 \ln \right\} \quad (3.54)$$

e

$$f(b) = b^{3/2} (1-b)^2 (1-0,58b+0,29b^2) \quad (3.55)$$

A função $f(b)$ apresenta máximo em $b_M=0,4$.

A expressão para F_p dada pela equação (3.53) pode ser comparada à equação sugerida por Cooley et al.⁽²¹⁾ dada por:

$$F_p = B_{c2}^m(T) f(b) g(M) \quad (3.56)$$

onde: o termo $B_{c2}^m(T)$ contém a dependência de F_p com a temperatura, $f(b)$ tem a dependência com o campo magnético reduzido e $g(M)$ está relacionado à microestrutura do material.

A menos de uma constante, podemos estipular um paralelo entre as equações (3.53) e (3.56). A função $g(r, l, x_e, s, b)$ obtida pela TACM está relacionada à microestrutura dos vórtices.

3. PROGRAMA DE COMPUTADOR.

Foi desenvolvido um programa computacional para realizar os cálculos descritos no item anterior.

O programa foi desenvolvido em linguagem PASCAL. Foram utilizados microcomputadores PC-386 da Microtec. O programa fonte é mostrado no apêndice E.

O programa de simulação consistiu em resolver a equação (3.45). Para cada diferente material (χ e B_{c2} definidos), as equações (3.44) e (3.45) têm 5 variáveis: r (R_c/a_0), l (L_c/a_0), s (u/a_0), x_e , b (B/B_{c2}) e a variável $fN^{1/2}$ é determinada. Para resolvê-la, é necessário fixar 4 destes parâmetros para determinar os outros dois. Optamos por fixar r , s , x_e e b a fim de determinar l para depois calcular $fN^{1/2}$.

Na verdade, foram fixados r , s e x_e e para cada b foram encontradas as raízes (l) que satisfaziam a equação (3.45). Com as raízes r e l determinadas em função de b , através das equações (3.43) ou (3.44) pode-se calcular o parâmetro $fN^{1/2}$. Da mesma forma foi possível calcular $V_c = \sqrt{3/2} r^2 a_0^3 l$. Determinados $fN^{1/2}$ e V_c através da equação (3.46) pode-se determinar F_p e j_c .

A FIG.3.1 é um diagrama de blocos simplificado da simulação.

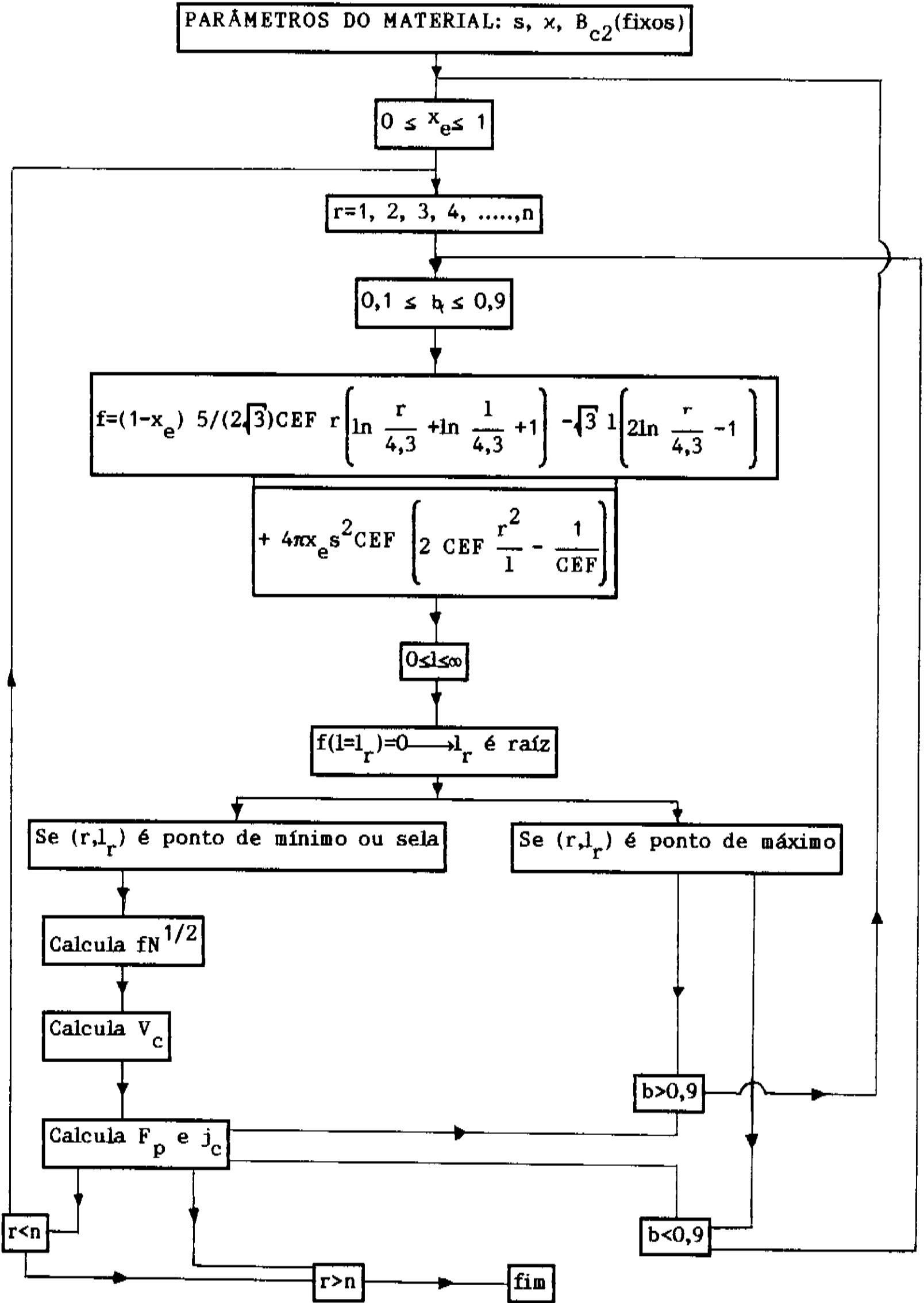


FIG.3.2. - DIAGRAMA DE BLOCOS SIMPLIFICADO DO PROGRAMA DE SIMULAÇÃO.

REFERÊNCIAS (CAPÍTULO 3)

- (1) E. H. BRANDT and U. EBMANN, " The Flux Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS STAT SOL (b), 144, 13-37 (1987).
- (2) E. H. BRANDT, "Elastic and Plastic Properties of the Flux-Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS REV B, 34 (9), 6514-6517 (1986).
- (3) R. WOERDENWEBER, "Collective-Pinning Properties of Superconducting $a\text{-Nb}_x\text{Ge}$ and $a\text{-Mo}_x\text{Si}$ Films; Observations of Structural Phase Transitions in the Flux Line Lattice", RIJKUNIVERSITEIT LEIDEN, The Netherlands, 1987, PhD Thesis.
- (4) C. BORMIO, " Força de Aprisionamento e Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo II", UNICAMP/IFGW, 1985. Tese de Mestrado.
- (5) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", J LOW TEMP PHYS , 34, 409-428 (1979).
- (6) E. H. BRANDT, "Range and Strength of Pins Collectively Interacting with the Flux Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS REV LETT ,57 (11), 1347-1350 (1986).
- (7) E. H. BRANDT, "Die Behandlung von Fehlern in Flussliniengitter der Supraleiter 2.Art in der Naehة von H_{c2} ", PHYS STAT SOL , 36, 381-391 (1969).
- (8) E. H. BRANDT, "Elastic Energy of the Vortex State in Type II Superconductors. I.High Inductions", J LOW TEMP PHYS ,26 (5/6), 709-733 (1977).
- (9) F. REIF, "Fundamentals of Statistical and Thermal Physics", International Student Edition (18th), Mc Graw-Hill Book Co-Singapore, 1985. (a) CAP.15 - Irreversible Process and Fluctuations ; (b) CAP.1 - Introduction to Statistical Methods.

- (10) A. A. ABRIKOSOV, "On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group", SOVIET PHYS JETP, 5, 1174 (1957).
- (11) E. H. BRANDT, "Microscopic Theory of Clean Type II Superconductors in the Entire Field-Temperature Plane", PHYS STAT SOL (b), 77, 105-119 (1976).
- (12) E. H. BRANDT, "Ginsburg-Landau Theory of the Vortex Lattice in Type II Superconductors for All Values of κ and B", PHYS STAT SOL (b), 51, 345-358 (1972).
- (13) K. USADEL, "Generalized Diffusion Equation for Superconductor Alloys", PHYS REV LETT, 25, 507 (1970).
- (14) K. USADEL, "Magnetization of Dirty Superconductor Near the Upper Critical Field", PHYS REV, 4, 99 (1971).
- (15) L. KRAMER, W. PESCH and R. J. WATTS-TOBIN, "Local Structure and Thermodynamic Behavior of Dirty Superconductors in the Mixed State at Arbitrary Temperature", J LOW TEMP PHYS, 14 (1/2), 29-51 (1974).
- (16) D. RODRIGUES Jr, "Otimização de Fios Supercondutores de Nb₃Sn Obtidos pelo Método da Difusão Sólido Líquido", IFGW/UNICAMP, 1989, Tese de Mestrado.
- (17) D. C. LARBALESTIER and A. W. WEST, "New Perspectives on Flux Pinning in Nb-Ti Composite Superconductors", ACTA METALL, 32 (11), 1871-1881 (1984).
- (18) T. MATSUSHITA, M. ITOH, A. KIKITSU and Y. MIYAMOTO, "Elastic and Plastic Behavior of a Fluxoid Lattice in the Saturation Region of the Global Pinning Force in Superconducting Nb-Ta", PHYS REV B, 33 (5), 3134-3138 (1986).
- (19) T. MATSUSHITA and H. KUEPFER, "Enhancement of the Superconducting Critical Current From Saturation in NbTi Wire I.", J APPL PHYS, 63 (10), 5048-5059 (1988).

(20) N. F. MOTT and H. JONES, The Theory of the Properties of Metals and Alloys, Dover Publications Inc., New York, USA, (1958). (CAP.I - Thermal Properties of the Crystal Lattice)

(21) L. D. COOLEY, G. STEJIC and D. C. LARBALESTIER, "Statistical Variations of the Elementary Flux-Pinning Force and Their Effect on the Shape of the Bulk-Pinning-Force Curve of High-Field Superconductors", PHYS REV B, 46 (5), 2964-2973 (1992).

CAPÍTULO 4

RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Neste capítulo apresentamos os resultados das simulações realizadas.

Foram realizadas simulações para duas distâncias de interação entre vórtices e centros de aprisionamento (u) diferentes.

São ajustados dados experimentais para fios de NbTi otimizados, fios de Nb₃Sn obtidos pelo método bronze e fios do compósito APC ("artificial pinning centre") de NbTi/Nb.

Os resultados obtidos são discutidos ao longo do capítulo.

1. CONSIDERAÇÕES GERAIS.

Das equações fundamentais da teoria TACM obtidas nos capítulos 2 e 3 pode-se identificar alguns comportamentos gerais.

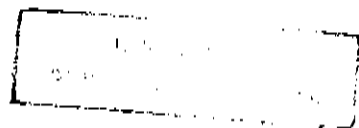
As principais equações usadas na simulação são as equações (3.43) ou (3.44) e (3.45). A partir da equação (3.45) calcula-se a raiz L_c em função de b para r , s e x_e fixos. Determinado L_c pode-se calcular $V_c = (\sqrt{3}/2)r^2 l a_0^3$ e $fN^{1/2}$ pela equação (3.44). Assim, a partir destes dois parâmetros, a densidade de força de aprisionamento e conseqüentemente a densidade de corrente crítica em função de $b = B/B_{c2}$ podem ser determinadas.

Da equação (3.45), de onde as raízes L_c são calculadas, pode-se observar que estas raízes independem dos parâmetros supercondutores do material, ou seja, κ , B_{c2} e ξ , porém dependem da morfologia e da densidade dos centros de aprisionamento através de s (u/a_0).

Nas TAB.4.1 e 4.2 apresenta-se o intervalo de raízes para $s = u/a_0 = 0,39$ e $s = 0,39b$ com $r = 1, 2,5, 4,3, 5,5, 7,094$ e $8,5$, para $0,1 \leq b \leq 0,9$ e $0 \leq x_e \leq 1$. Destas duas tabelas podemos observar que as raízes para $x_e = 0$ e 1 independem de u .

Das equações (3.43) e (3.44) pode-se observar que $fN^{1/2}$ depende tanto dos parâmetros supercondutores quanto da estrutura morfológica dos centros de aprisionamento do material através de u ($fN^{1/2}$ é proporcional a $B_{c2}^2 a_0/x^2 s$).

O volume $V_c = (\sqrt{3}/2)r^2 l a_0^3$ depende de B_{c2} através de a_0 (proporcional a $B_{c2}^{-1/2}$), mas independe de κ .



TAB. 4.1 - INTERVALO DE RAÍZES $1 \leq L_c/88$ PARA $b=0,3996$. ~~PARA $b=0,3996$~~
 PARA $X_0 = 0,1$ E $r=1$ NÃO HÁ RAÍZES PARA $b > 0,4$.

$r \backslash X_0$		($= L_c / 88$)										
		0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,0	2,03 a	1,38 a	—	—	—	—	11,9 a	5,78 a	4,88 a	4,48 a	4,23 a	
	4,57	1,41	—	—	—	—	56,9	18,8	15,1	13,6	12,6	
2,5	4,47 a	—	—	—	—	21,7 a	14,4 a	12,5 a	11,6 a	11,0 a	10,6 a	
	8,11	—	—	—	—	87,4	49,1	39,9	35,8	33,3	31,7	
4,3	6,44 a	—	—	170 a	34,7 a	25,2 a	22,0 a	20,3 a	19,2 a	18,5 a	18,2 a	
	8,87	—	—	759	141	82,2	72,4	64,4	59,8	56,7	54,2	
5,5	7,07 a	—	259 a	53,5 a	35,1 a	29,6 a	26,9 a	25,5 a	24,5 a	23,8 a	23,2 a	
	8,24	—	1095	233,5	133	102	88,2	80,5	75,6	72,1	69,6	
7,1	7,07	195 a	71,5 a	47,1 a	39,3 a	35,3 a	33,2 a	31,8 a	30,9 a	30,5 a	30,0 a	
	—	827	361,5	189,5	142,5	121	109	101	96,2	92,6	89,9	
8,5	6,62 a	93,5 a	60,5 a	48,5 a	43,7 a	40,8 a	39,0 a	37,7 a	37,2 a	36,3 a	35,9 a	
	6,08	415	256,5	188,5	156,5	138	127	120	114	111	107	

TABELA 4.2 (a) - INTERVALO DE RAÍZES $l = L_c / \sigma_0$ PARA $u = 0,39 \sigma_0 b$, r FIXO E $0,1 \leq b \leq 0,9$.

		$l(L_c / \sigma_0)$										
$r \backslash x_0$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	
1,0	2,03	2,03	2,03	1,48	1,51	1,69	1,84	1,60	1,87	1,59	4,23	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
2,5	4,57	2,57	2,16	2,06	2,01	2,00	1,98	36,5	60,5	18,8	12,6	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
4,3	4,47	4,10	3,94	3,86	2,86	3,74	2,94	4,06	3,66	18,5	10,6	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
5,5	8,11	4,62	4,42	4,42	4,38	4,13	63,5	43,5	36,5	95,8	31,7	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
7,1	6,44	4,18	5,14	5,54	4,78	5,90	5,62	5,06	34,0	33,3	18,2	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
8,5	8,87	6,38	6,30	6,22	5,03	163	91,5	67,0	62,0	57,0	54,2	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
9,9	7,07	4,94	4,18	5,34	2,66	6,18	5,66	4,50	41,0	80,4	23,2	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
11,3	8,24	6,94	6,82	4,78	5,53	381	422	91,0	89,0	72,7	69,6	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
13,7	7,07	5,30	3,39	1,83	6,14	5,54	4,50	63,0	49,0	56,8	30,0	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
16,1	6,08	2,05	2,01	2,1,0	1,69	87,0	75,0	63,0	55,0	104	35,9	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
18,5	6,62	4,61	2,93	1,99	1,93	1,87	1,79	1,65	1,45	1,11	107	
	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	

TABELA 4.2(b) - INTERVALO DE CAMPO REDUZIDO Δb PARA O QUAL NÃO EXISTEM

RAÍZES ($1 = L_c / a_0$), COM $u = 0,39 a_0 b$ E r FIXO.

OS INTERVALOS DE b E l ESTUDADOS FORAM: $0,1 \leq b \leq 0,9$ E $0 \leq l \leq 1000$.

		Δb									
r \ / x_e	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,0	—	0,9	0,7—0,9	0,6—0,9	0,5—0,9	0,4—0,9	0,3—0,9	0,3—0,7	0,2—0,5	0,2—0,4	—
2,5	—	0,7—0,9	0,5—0,9	0,4—0,9	0,4—0,9	0,3—0,8	0,3—0,7	0,2—0,6	0,2—0,4	0,1—0,2	—
4,3	—	0,6—0,9	0,4—0,9	0,3—0,9	0,3—0,7	0,2—0,6	0,2—0,5	0,2—0,4	0,1—0,3	0,1—0,2	—
5,5	—	0,5—0,9	0,4—0,9	0,3—0,7	0,1—0,4	0,2—0,4	0,2—0,3	0,2	0,1—0,2	0,1	—
7,1	—	0,4—0,7	0,1—0,3	0,4—0,5	0,2—0,4	0,2—0,3	0,2	0,1	—	—	—
8,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Com estas considerações chega-se a que:

$$F_p = \frac{fN^{1/2}}{v_c} \propto \frac{B_{c2}^{5/2}}{x^2 s} \quad (4.1)$$

A FIG.4.1 é resultado de dados de simulação de $F_p \times B_{c2}$ onde foram usados os parâmetros supercondutores de fios supercondutores de NbTi⁽¹⁾, onde $x=50$ e os valores de B_{c2} em função da temperatura: $B_{c2}(8,5K)=1,5$ Tesla , $B_{c2}(8K)=2,5$ Tesla , $B_{c2}(6,5K)=6,2$ Tesla e $B_{c2}(4,2K)=11,0$ Tesla .

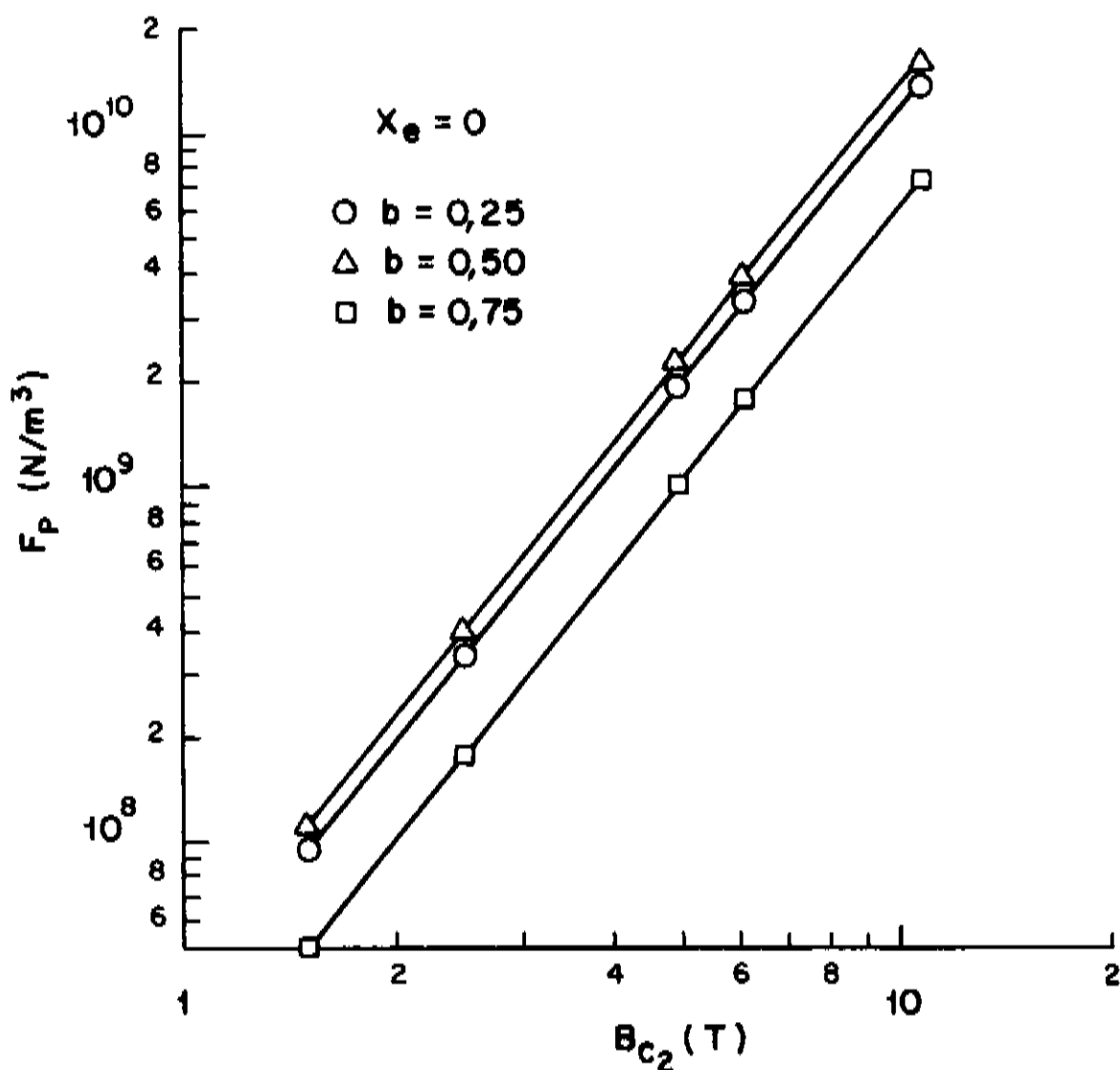


FIG.4.1 - DADOS SIMULADOS DE DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO F_p EM FUNÇÃO DE B_{c2} PARA O Nb46,5%Ti COM $x = 50$.

Podemos observar que para diferentes campos magnéticos aplicados há um comportamento característico de F_p com B_{c2} como $F_p \propto B_{c2}^n$ com $n=5/2$, conforme previsto na TACM. A FIG.4.1 foi simulada para $x_e=0$ e $s=0,39$. Para outros valores de x_e ou s obteríamos o mesmo n pois a dependência de F_p com B_{c2} não é modificada por estes parâmetros, conforme equação (4.1).

Da equação (2.20) pode-se notar que a densidade de energia de discordâncias em cunha (e_{dis}^c) independe de L_c e $u(s)$, dependendo somente de R_c . Para $R_c < 4,3a_0$, o termo logarítmico faz com que $e_{dis}^c \leq 0$ sendo e_{dis}^c crescente com o aumento de R_c . Para $R_c = 4,3a_0$ tem-se que $e_{dis}^c = 0$. Já para $R_c > 4,3a_0$ tem-se $e_{dis}^c > 0$, apresentando um máximo para $R_c = 7,094a_0$.

Da equação (2.21) podemos notar que a densidade de energia de discordâncias em hélice (e_{dis}^h) depende tanto de R_c quanto de L_c . Afim de observarmos o comportamento de e_{dis}^h fixamos R_c e analisamos o comportamento com relação a L_c . Com R_c fixo tem-se que:

$$\text{Se } e_{dis}^h = \frac{(5/2\sqrt{3})}{R_c L_c} \frac{G b_B^2}{2\pi} \left(\ln \frac{r}{4,3} + \ln \frac{1}{4,3} \right) - \frac{G b_B^2 u}{R_c^2 L_c} \leq 0, \text{ logo esta}$$

condição é equivalente a:

$$\ln \frac{1}{4,3} \leq 4,35 \frac{s}{r} - \ln \frac{r}{4,3} \longrightarrow e_{dis}^h \leq 0 \quad (4.2)$$

Com isto, a energia das discordâncias em hélice são negativas para valores de r de 1, 2,5, 4,3, 5,5, ..., 100 e para $s=0,39$ e $s=0,39b$, para intervalos de l que são apresentados na tabela abaixo:

r	s=0,39	s=0,39b
1,0	$1 \leq 100,9$	$21,9 \leq l \leq 85,1$
2,5	$1 \leq 14,6$	$7,92 \leq l \leq 13,6$
4,3	$1 \leq 6,38$	$4,47 \leq l \leq 6,13$
5,5	$1 \leq 4,58$	$3,47 \leq l \leq 4,44$
7,094	$1 \leq 3,31$	$2,67 \leq l \leq 3,23$
8,5	$1 \leq 2,66$	$2,22 \leq l \leq 2,60$
.	.	.
.	.	.
.	.	.
100	$1 \leq 0,188$	$0,185 \leq l \leq 0,188$

Com relação ao tipo de configuração triangular usada neste trabalho ($V_c = (\sqrt{3}/2)R_c^2 L_c$), esta foi escolhida desconsiderando a configuração quadrada anteriormente usada⁽²⁾⁽³⁾ ($V_c = R_c^2 L_c$), pois a densidade de energia total do sistema com configuração triangular é menor que a quadrada e portanto mais estável. Além disso, a configuração triangular acompanha a simetria da rede de vórtices.

Outro ponto importante a ser esclarecido é com relação ao cálculo da interação entre discordâncias em hélice no item 3.2.3 do capítulo 2.

Naquele caso estávamos interessados na interação entre hélices que formavam ângulo diferente de 2π . Na escolha da componente do vetor poderíamos ter optado pela componente com vetores de Burgers de mesmo sinal (paralelo) ou de sinal contrário (antiparalelo). A escolha da componente antiparalela não foi arbitrária, pois o cálculo das energias mostrou que a configuração antiparalela tem menor energia, sendo portanto a mais estável.

2. SIMULAÇÃO PARA O NbTi.

Para realizar as simulações da TACM é necessário se conhecer os parâmetros supercondutores, campo crítico superior B_{c2} e parâmetro de Ginzburg-Landau (GL) κ , que melhor representem o material.

As ligas supercondutoras de NbTi que apresentam melhores propriedades supercondutoras e deformabilidade encontram-se na faixa de composição de 44-48% de Ti em peso.

Esta faixa corresponde aproximadamente à homogeneidade requerida pelos fabricantes (Teledyne - Wah Chang, Vaccumschmelze, Furukawa, IGC), ou seja, $(46,5 \pm 2)\%$ em peso de titânio.

Os melhores dados de densidade de corrente crítica encontrados na literatura para o NbTi convencional, foram obtidos por Meingast e Larbalestier⁽⁵⁾, onde a densidade de corrente (5 Tesla a 4,2K) medida foi de $J_c = 3,7 \cdot 10^5$ A/cm². Cooley⁽⁶⁾ et al. obtiveram um aumento na densidade de corrente crítica da ordem de $2,61 \cdot 10^5$ A/cm² para $5,20 \cdot 10^5$ A/cm² através do alinhamento da microestruturas que atuam como centros de aprisionamento (precipitados de Ti- α).

2.1. B_{c2} em NbTi.

Para materiais com valores do parâmetro de Ginzburg -Landau κ muito altos a aproximação $B_{c2} \approx \mu_0 H_{c2}$.

Quanto ao campo crítico superior B_{c2} , existem duas maneiras usualmente conhecidas de se determinar este parâmetro. Uma delas é usando o critério de baixa densidade de corrente $j_m = 1 \text{ A/mm}^2 = 100 \text{ A/cm}^2$ (1º critério), onde esta baixa corrente sendo mantida fixa, varia-se o campo magnético externo aplicado H_a , até que $H_a = H_{c2}$ e a amostra sofre transição para o estado normal.

O segundo critério (2º) corresponde a extrapolar a curva de densidade de força de aprisionamento a zero, fornecendo o campo crítico B_{c2} , onde F_p intercepta o eixo de B.

Os valores obtidos pelo 1º critério são superiores aos dos 2º critério da ordem de 0,5 Tesla para NbTi na faixa de composição 44-48% em peso de Ti.

O NbTi não é um material homogêneo na escala nanométrica, que é tipicamente a escala de tamanho e distribuição dos vórtices que conduzem a corrente. Desta forma pode-se enxergar o NbTi formado por várias fases supercondutoras com diferentes propriedades, ou seja, κ e B_{c2} . O 1º critério corresponde a valores de B_{c2} das fases supercondutoras com melhores propriedades, ou seja, maiores B_{c2} (fases mais ricas em Ti). As baixas correntes usadas neste tipo de medida percolam pelas melhores fases, sendo portanto uma medida de apenas determinadas regiões da amostra. Estes valores obtidos pelo 1º critério não são representativos para análise de aprisionamento de vórtices. O segundo critério, que na verdade é o critério de determinação da corrente crítica em função do campo magnético, fornece os valores de B_{c2} representativos das propriedades reais do material para análise de aprisionamento de vórtices.

Na FIG.4.2 pode-se observar que a dependência de B_{c2} com temperatura é similar para dois critérios. O parâmetro ϵ_f é definido como $\epsilon_f = A_{TT}/A_{final}$, onde A_{TT} é a secção transversal do fio onde foi feito o último tratamento térmico de precipitação de Ti- α e A_{final} é a secção transversal do fio final.

Em $T=4,2\text{K}$, B_{c2} é praticamente constante com a deformação, sendo $B_{c2}=11,5$ Tesla para o primeiro critério e $B_{c2}=11,0$ Tesla para o segundo critério.

Para $T>4,2\text{K}$, B_{c2} diminui ligeiramente com o aumento da deformação (1).

2.2. Cálculo de κ a partir de resultados experimentais.

O parâmetro de Ginzburg-Landau κ_{GL} pode ser dado em função de constantes universais e propriedades dos materiais com sendo:

$$\kappa_{GL} = \left[21 \frac{\zeta(3)}{2\pi} \right] \frac{ec \rho_0 \gamma^{1/2}}{k_B \pi^3} \quad (4.3)$$

onde $\zeta(3)=1,202$, $e=4,8 \cdot 10^{-10}$ stC, $c=2,998 \cdot 10^{10}$ cm/s, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-16}$ erg/K, ρ_0 (resistividade residual) em $\Omega \cdot \text{cm}$ e γ em $\text{erg}/\text{cm}^3 \text{K}^2$ (10).

Ao substituirmos as constantes acima apresentadas na equação (4.3), devemos dividir pelo fator $9 \cdot 10^{11}$ que está relacionada a conversão de ρ_0 da unidade CGS, para a unidade mista Ωcm , mais comumente usada. Desta forma:

$$\kappa_{GL} = 7,49 \cdot 10^3 \rho_0 \gamma^{1/2} \quad (4.4)$$

O coeficiente de calor específico eletrônico γ depende da composição das ligas ou mais especificamente da razão elétron/átomo de cada liga.

Para o NbTi na faixa 44-48%Ti em peso que corresponde a 35,8_a-39,6%Nb atômico, tem-se que γ pode ser dado por (11a):

$$\gamma(35\% \text{ at Nb}) = 1,05 \cdot 10^4 \text{ erg}/\text{cm}^3 \text{K}^2$$

$$\gamma(40\% \text{ at Nb}) = 1,08 \cdot 10^4 \text{ erg}/\text{cm}^3 \text{K}^2$$

Como a faixa de composição acima é a faixa de interesse, e nesta região a curva é linear, (FIG.8.4 da REF.10) podemos considerar o valor $\gamma=1,07 \cdot 10^4$ $\text{erg}/\text{cm}^3 \text{K}^2$ como sendo o mais representativo para a liga Nb46,5%Ti.

2.2.1 - κ a partir de ρ_0

Da equação (4.4) temos que κ pode ser calculado a partir de ρ_0 . No entanto, segundo Meingast et al. (1), nos materiais otimizados a alta quantidade da fase Ti- α , que tem resistividade menor que a fase β -NbTi supercondutora ($\rho_0^{\alpha\text{-Ti}} < \rho_0^{\beta\text{-NbTi}}$) mascara o ρ_0 do material supercondutor. Meingast et al. (1) mediram a resistividade de $42 \mu\Omega \text{cm}$ a 77K.

Takei⁽¹¹⁾ obteve o valor de $\rho_0 = 64 \mu\Omega\text{cm}$ ($T < 77\text{K}$) para materiais com precipitação de Ti- α deformados e tratados. Já para materiais somente deformados, Bychkov et al.⁽¹²⁾ encontraram $\rho_0 = 71-80 \mu\Omega\text{cm}$ ($T < 30\text{K}$).

Devido a grande variação nos dados de ρ_0 , pode-se optar por uma outra forma de se calcular χ , através da inclinação da curva $B_{c2} \times T$ em $T = T_c$ $\left[(dB_{c2}/dT)_{T=T_c} \right]$.

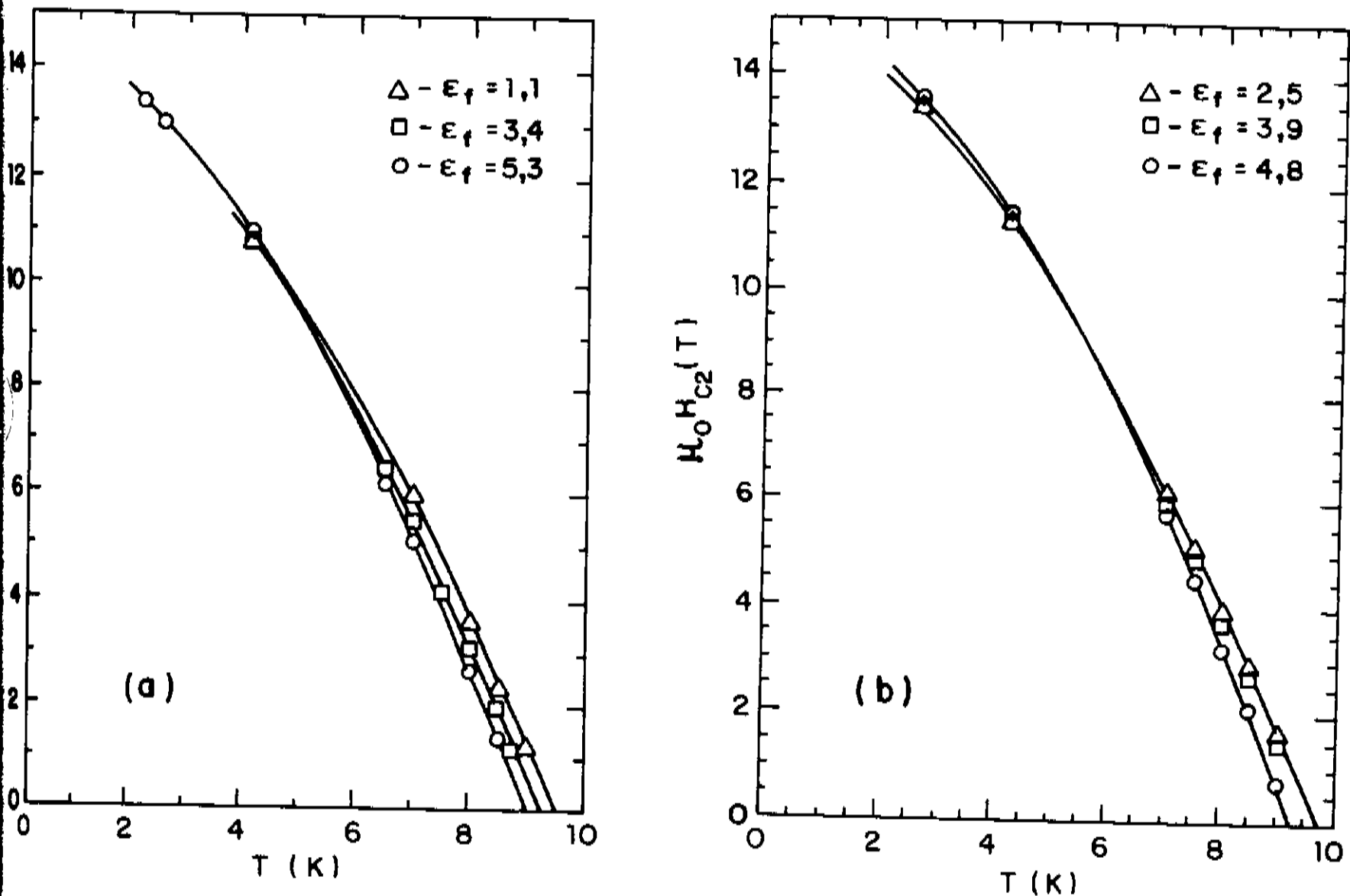


FIG.4.2 - MEDIDAS DE B_{c2} ; (a) MEDIDAS COM BAIXA DENSIDADE DE CORRENTE ($100\text{A}/\text{cm}^2$); (b) EXTRAPOLANDO F_p A ZERO⁽¹⁾.

2.2.2 - α a partir de $(dB_{c2}/dT)_{T=T_c}$.

Através da teoria de G-L e Gorkov (GLAG), o campo crítico superior está relacionado ao parâmetro α como sendo:

$$B_{c2} = \alpha_{GL} \sqrt{2} B_c \quad t = T/T_c \approx 1 \quad (4.5)$$

Ao estender a dependência da teoria para todo o intervalo de temperatura ($0 \leq T \leq T_c$), obtém-se a dependência de B_{c2} com t (T/T_c). As expressões (4.7) foram obtidas por Maki⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾. Assim:

$$B_{c2}(t) = \alpha_1(t) \sqrt{2} B_c(t) \quad (4.6)$$

$$\text{onde } \begin{cases} \alpha_1(t) = \alpha_{GL} (1,20 - 1,27t^2) & t \ll 1 \\ \alpha_1(t) = \alpha_{GL} (1,119 - 0,119t) & t \approx 1 \end{cases} \quad (4.7)$$

Pode-se observar que $\alpha_1(0) = 1,2 \alpha_{GL}$ e que $\alpha_1(T_c) = \alpha_{GL}$. Logo, uma interpolação das equações (4.7) para todo intervalo de temperatura resulta em :

$$\alpha_1(t) = \alpha_{GL} (1,2 - 0,2t) \quad (4.8)$$

Com relação ao campo crítico termodinâmico B_c , as seguintes equações são úteis no cálculo de $(dB_{c2}/dT)_{T=T_c}$:

$$B_c(T=0) = 2,43 \gamma^{1/2} T_c \quad (4.9)$$

$$B_c(t) = B_c(0) 1,74 (1 - T_c/T) \quad T \approx T_c \quad (4.10)$$

A expressão empírica mais utilizada para a dependência com a temperatura de B_c é dada por:

$$B_c(T) = B_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (4.11)$$

No entanto perto de T_c a dependência correta de $B_c(T)$ é, dada pela equação (4.10).

Para $T \approx T_c$ o parâmetro $x_1 = x_{GL}$ e x_{GL} é dado pela equação (4.4). Usando (4.9) e (4.10) temos que $B_{c2}(t)$ em função de γ e ρ_0 pode ser dado por:

$$B_{c2}(T) = 1,74 \gamma^{1/2} 2,43 T_c \sqrt{2} 7,19 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} \rho_0 \left(1 - \frac{T_c}{T} \right)$$

$$B_{c2}(T) = 4,48 \cdot 10^4 \gamma \rho_0 T_c \left(1 - \frac{T_c}{T} \right) \quad T \approx T_c \quad (4.12)$$

Portanto:

$$\left. \frac{dB_{c2}}{dT} \right|_{T_c} = 4,48 \cdot 10^4 \gamma \rho_0 \left(\frac{\text{Gauss}}{\text{K}} \right) \quad (4.13)$$

$$\left. \frac{dB_{c2}}{dT} \right|_{T_c} = 4,48 \gamma \rho_0 \quad (\text{Tesla/K})$$

Substituindo-se ρ_0 dado pela equação (4.13) na equação (4.4) temos que :

$$x_{GL} = \frac{7,49 \cdot 10^3 \gamma^{1/2}}{4,48 \gamma} \left(\frac{dB_{c2}}{dT} \right)_{T=T_c}$$

$$x_{GL} = \left(\frac{dB_{c2}}{dT} \right)_{T=T_c} 0,167 \gamma^{-1/2} \quad (4.14)$$

Com o auxílio das equações (4.8) e (4.14) podemos calcular os valores de $x(T)$ a partir dos dados experimentais de Meingast et al. Estes dados são apresentados na TAB.4.3.

TAB.4.3 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES DOS FIOS DE NbTi EM FUNÇÃO DO GRAU DE OTIMIZAÇÃO DADO POR $\epsilon_f^{(1)(5)}$.

ϵ_f	1,1	2,5	3,4	4,4	5,3
T_c (K)	9,47	9,30	9,20	9,14	9,00
$\frac{dB_{c2}}{dT} \Big _{T_c}$ (Tesla/K)	2,56	2,58	2,66	2,69	2,84
κ_{GL}	40,7	41,0	42,3	43,5	45,5
κ (em 4,2K)	45,2	45,5	46,9	48,2	50,4

2.3 - Resultados Gerais da Simulação para NbTi.

Afim de estudar o comportamento das variáveis da TACM fizemos dois conjuntos de simulação. O primeiro conjunto corresponderia aos NbTi otimizados ($\epsilon_f=5,3$) que têm $B_{c2}=11,0$ Tesla , $\kappa=50,4$ a 4,2K e $b(F_p^{\max}) \approx 0,45$. O valor da distância de interação entre vórtices e centros de aprisionamento é dado pela equação (3.45):

$$u = 0,39 a_0 \quad (4.15)$$

O segundo conjunto corresponderia aos NbTi não otimizados ($\epsilon_f=1,1$) que têm o mesmo campo crítico superior ($B_{c2}=11,0$ Tesla), $\kappa=45,2$ a 4,2K e $b(F_{pm\acute{a}x}) \approx 0,24$. Para estes dados a distância de interações u é dada pela equação (3.50) que em termos do parâmetro de rede a_0 é dado por:

$$u = 0,39 a_0 b \quad (4.16)$$

É interessante lembrar que o segundo conjunto de dados tem similaridade de comportamento ao Nb_3Sn e diferindo do NbTi nos valores de B_{c2} e κ . Na simulação, este fato refletirá apenas na ordem de grandeza dos parâmetros calculados.

Nos dois conjuntos de dados estudamos o comportamento dos parâmetros da TACM para os seguintes valores de r : 1, 2,5, 4,3, 5,5, 7,094 e 8,5. Os valores de $r=4,3$ e 7,094, estão relacionados ao termo $\ln(r/4,3)$ que rege o comportamento da energia das discordâncias em cunha e conseqüentemente a

energia total das discordâncias.

Estudaremos também o comportamento da função $g(r,l)$ para os dois conjuntos de dados estudados.

Por fim apresentaremos alguns dados experimentais em NbTi e os dados de cálculo de simulação ajustados.

2.4 - Dados Experimentais

Usaremos os dados experimentais de Meingast e Larbalestier⁽⁵⁾ para fios de NbTi a fim de comparar com os dados simulados pela TACM.

A TAB.4.3 apresenta para cada grau de otimização ϵ_f o valor do parâmetro de Ginzburg-Landau κ a 4,2K que é usado na simulação. O campo crítico superior B_{c2} usado foi 11,0 Tesla para todo ϵ_f .

TAB.4.4 - DADOS EXPERIMENTAIS USADOS PARA AJUSTE DE SIMULAÇÃO PARA NbTi⁽⁵⁾, $F_p(b_M)$, b_M e $r(=R_c/a_0)$ EM $x_e=0$ e $x_e=1$.

ϵ_f	b_M	$F_p(b_M)$	$r(x_e=0)$	$r(x_e=1)$
5,3	0,45	$1,68 \cdot 10^{10}$	$2,49^a$	$1,04^a$
4,4	0,36	$1,45 \cdot 10^{10}$	$2,70^a$	$1,18^a$
3,4	0,32	$1,10 \cdot 10^{10}$	$2,97^a$	$1,36^a$
2,5	0,28	$7,50 \cdot 10^9$	$4,40^b$	$1,65^a$
1,1	0,23	$2,85 \cdot 10^9$	$5,57^b$	$2,51^a$

O ajuste foi feito pelo ponto de máximo das curvas dos dados experimentais de $F_p \cdot b$. A TAB.4.4 também apresenta os valores de b para os quais F_p é máximo, os valores de F_p no ponto de máximo e os valores de r (R_c/a_0) para o qual ocorre o ajuste para $x_e=0$ e 1.

Na FIG.4.3(a-e) são apresentadas as curvas da densidade de força de aprisionamento $F_p \cdot b$ dos dados experimentais comparados aos resultados de simulação para $x_e=1$ e $x_e=0$ para os diversos graus de otimização ϵ_f .

Da FIG.4.3(a-e) observamos dos resultados de simulação, que tanto para $x_e=0$ quanto para $x_e=1$, obtém-se os melhores ajustes aos fios mais otimizados, ou seja, $\epsilon_f=5,3$ e $4,4$. Neste caso, a distância de interação vórtice-centro de

aprisionamento é dada por $u=0,39a_0$ e o máximo das curvas de F_p simulada está em $b_M \approx 0,4$ e de F_p experimental está em torno $b_M \approx 0,4-0,5$.

Dos resultados experimentais tem-se que, à medida que diminui o grau de otimização ($\epsilon_f=3,4$ a $1,1$), o valor de b para o qual ocorre o máximo de F_p diminui, caminhando para $b_M \approx 0,2-0,3$. Para $\epsilon_f=1,1$ a curva de simulação que melhor se ajusta é a de $x_e=0$ para $u=0,39a_0 b$. Para $x_e=1$ e $u=0,39a_0 b$ as curvas de F_p têm máximo em $b_M=0,5$ que está fora do ajuste esperado. Em $\epsilon_f=1,1$ a concordância da curva experimental com a teórica ($x_e=0$ e $u=0,39a_0 b$) é muito boa para $b \leq 0,4$. Para $b > 0,4$ os valores experimentais superam os teóricos da ordem de 50%.

Da FIG.4.4 (a-e) são apresentadas as curvas de densidade de corrente crítica $j_c x_b$ (A/cm^2) dos dados experimentais, comparados aos resultados de simulação em $x_e=1$ e $x_e=0$, para os diferentes graus de otimização ϵ_f .

A densidade de corrente crítica apresenta um máximo pouco pronunciado para $b_M \approx 0,2$, tanto para valores calculados para $x_e=0$ quanto para $x_e=1$. Isto está de acordo com os dados experimentais de Matsushita e Kuepfer⁽¹⁹⁾ apresentados na FIG.4.5, para fios com tratamento térmico de otimização e subsequente deformação ($\epsilon_f \approx 2,6$).

Na FIG.4.6 (a-b) e FIG.4.7 (a-b) são apresentadas as curvas de $V_c x_b$ e $W x_b$ respectivamente para os dados experimentais ajustados. Pode-se observar que tanto para $x_e=0$ quanto para $x_e=1$, o volume de correlação é decrescente com b e com o grau de otimização ϵ_f , ou seja, a medida que cresce ϵ_f , V_c diminui. Comparando as FIG.4.6 (a) e (b) observa-se que $V_c(x_e=1) < V_c(x_e=0)$ para todo ϵ_f .

O comportamento de $W x_b$ difere do geral apenas para $x_e=0$ e $\epsilon_f=2,5$ e $1,1$, pois para estes dois casos a distância de interação u usada nos cálculos foi $u=0,39a_0 b$, ao contrário de $u=0,39a_0$ usada nas outras curvas. O parâmetro W é decrescente com b nos dois casos.

Para as outras curvas de $x_e=0$ e $x_e=1$ W tem comportamento análogo apresentando um máximo em $b_M=0,3$.

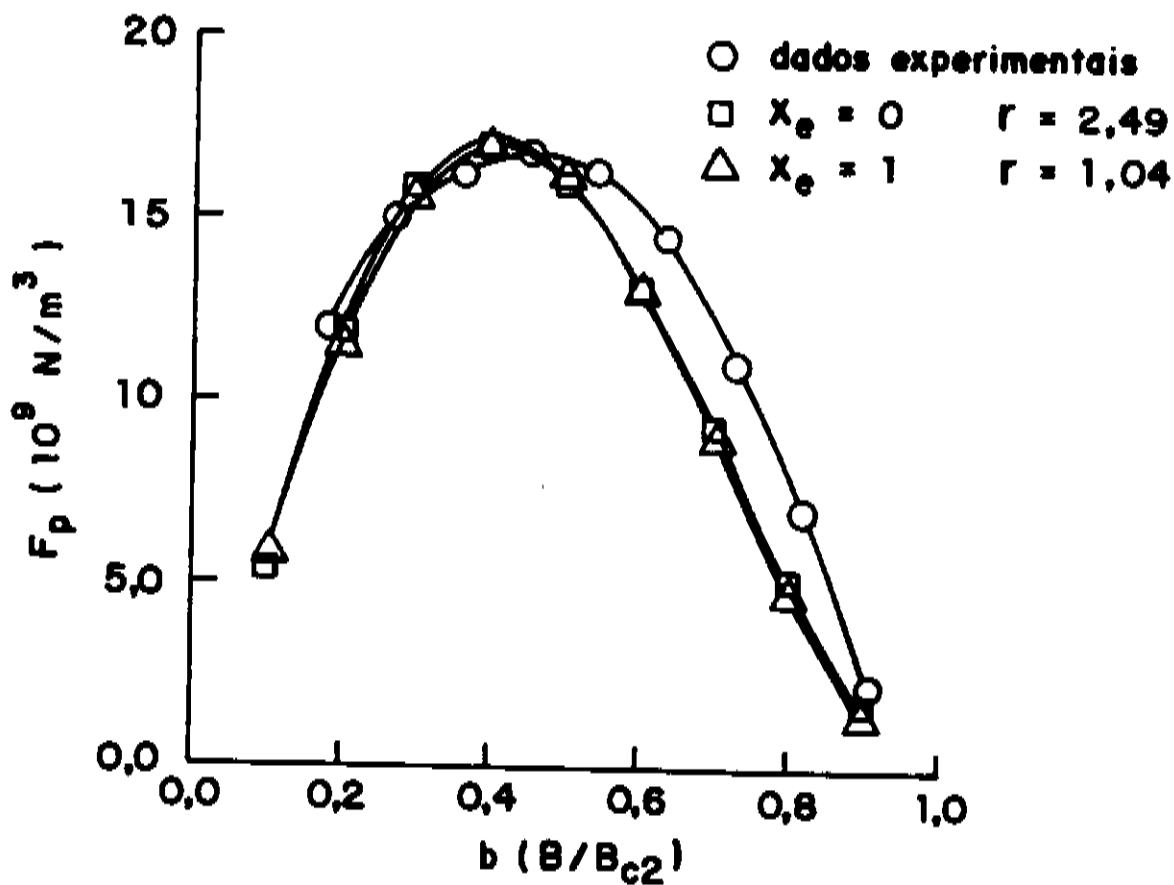


FIG. 4.3 (a) - $\chi = 50,4$

FIG.4.3 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DE DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO ($F_p \times b$) PARA $x_e=0$ e $x_e=1$ QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi COM $B_{c2}=11$ Tesla, PARA DIFERENTES GRAUS DE OTIMIZAÇÃO $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$: (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ e (e) $\epsilon_f=1,1$.

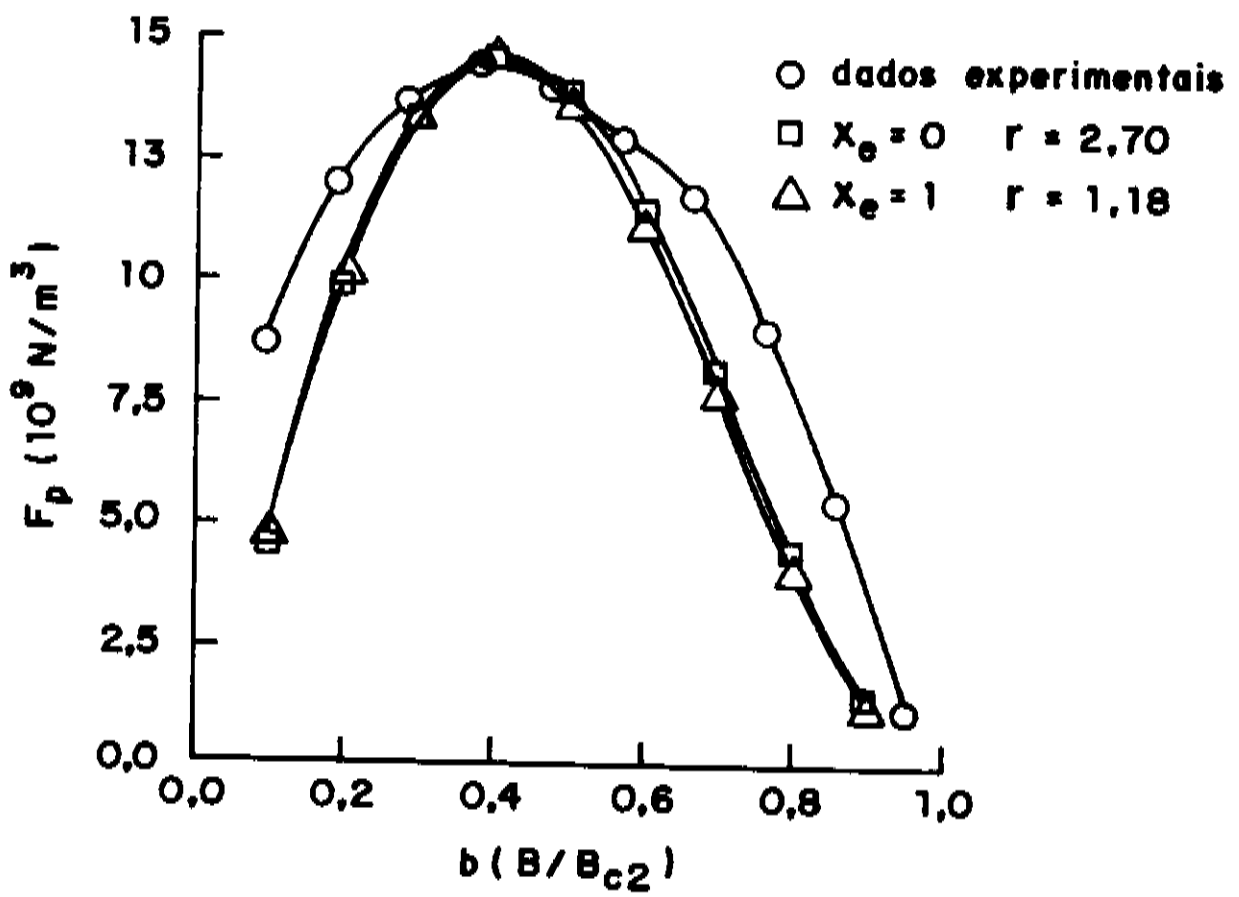


FIG. 4.3 (b) - $\chi = 48,2$

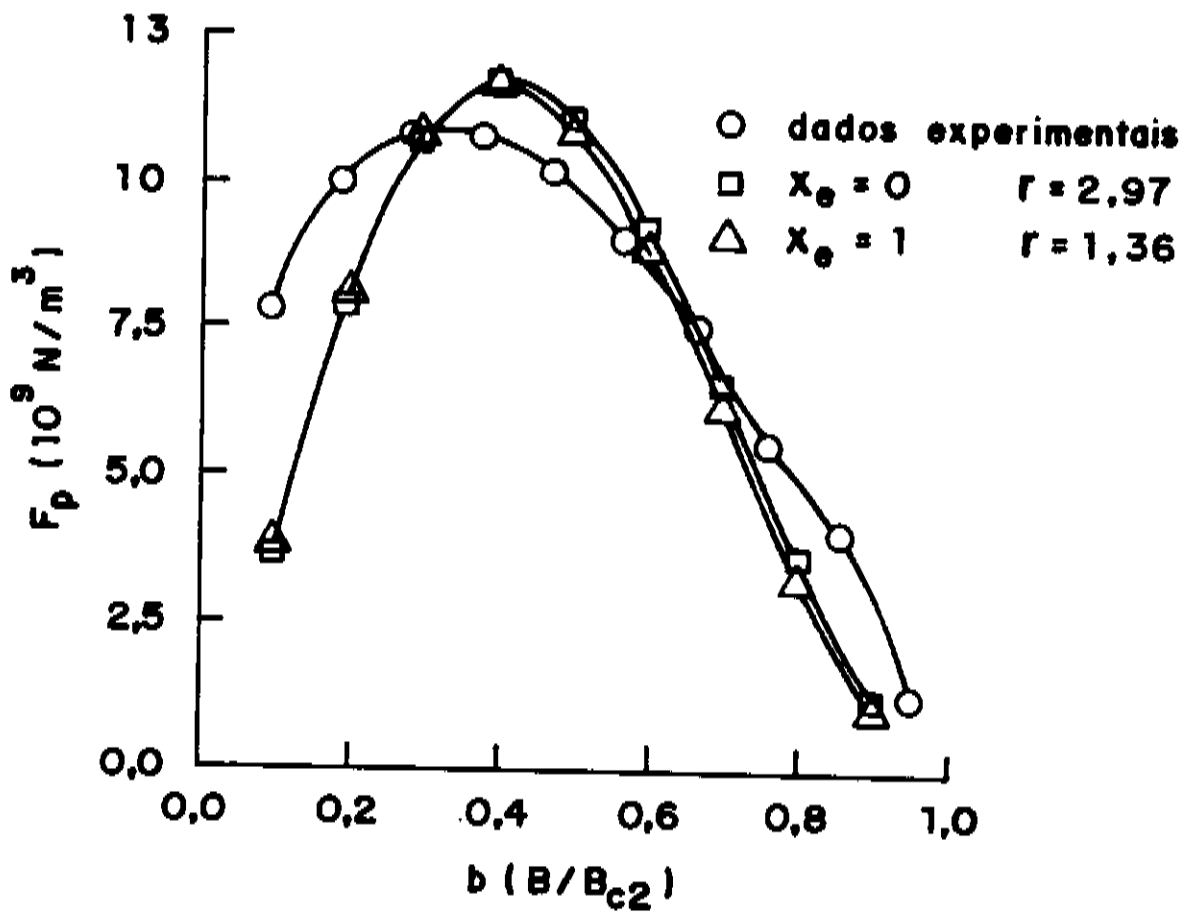


FIG. 4.3 (c) - $\chi = 46,9$

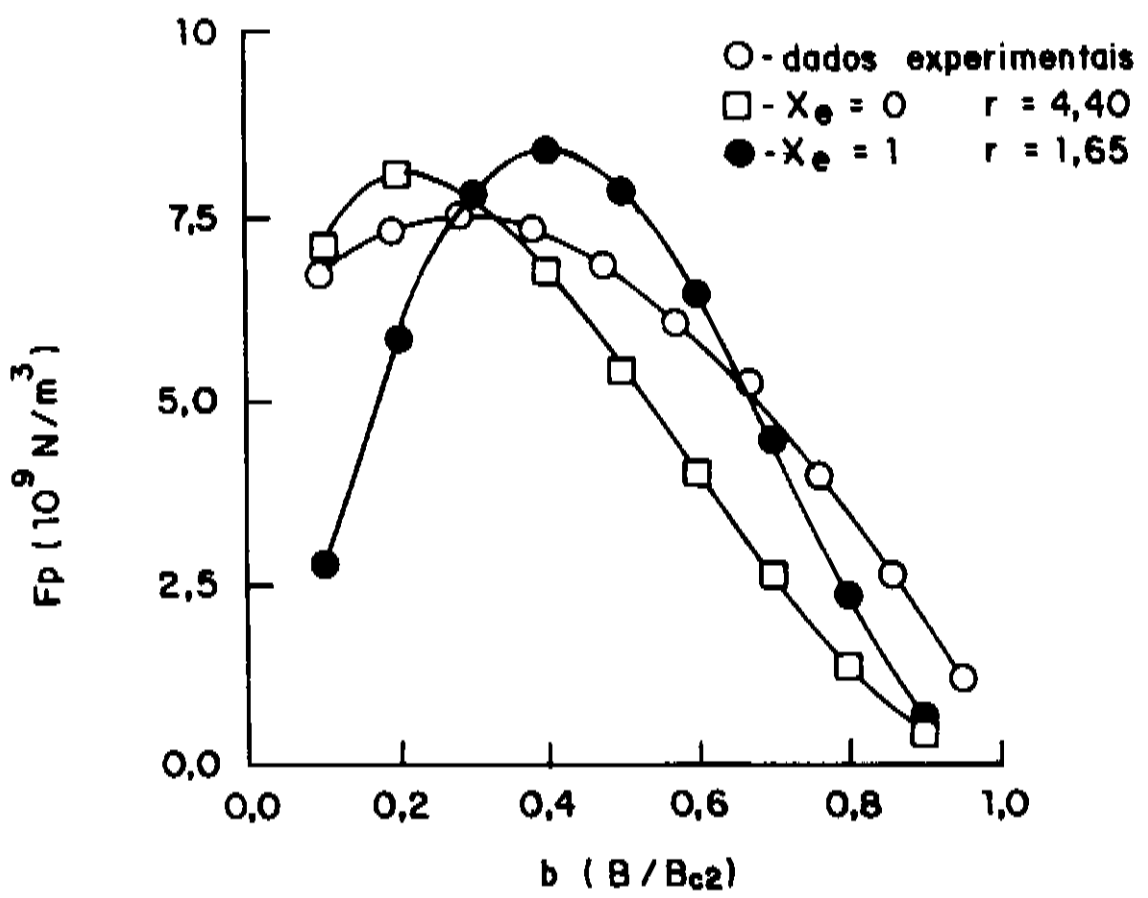


FIG. 4.3 (d) - $\chi = 45,5$

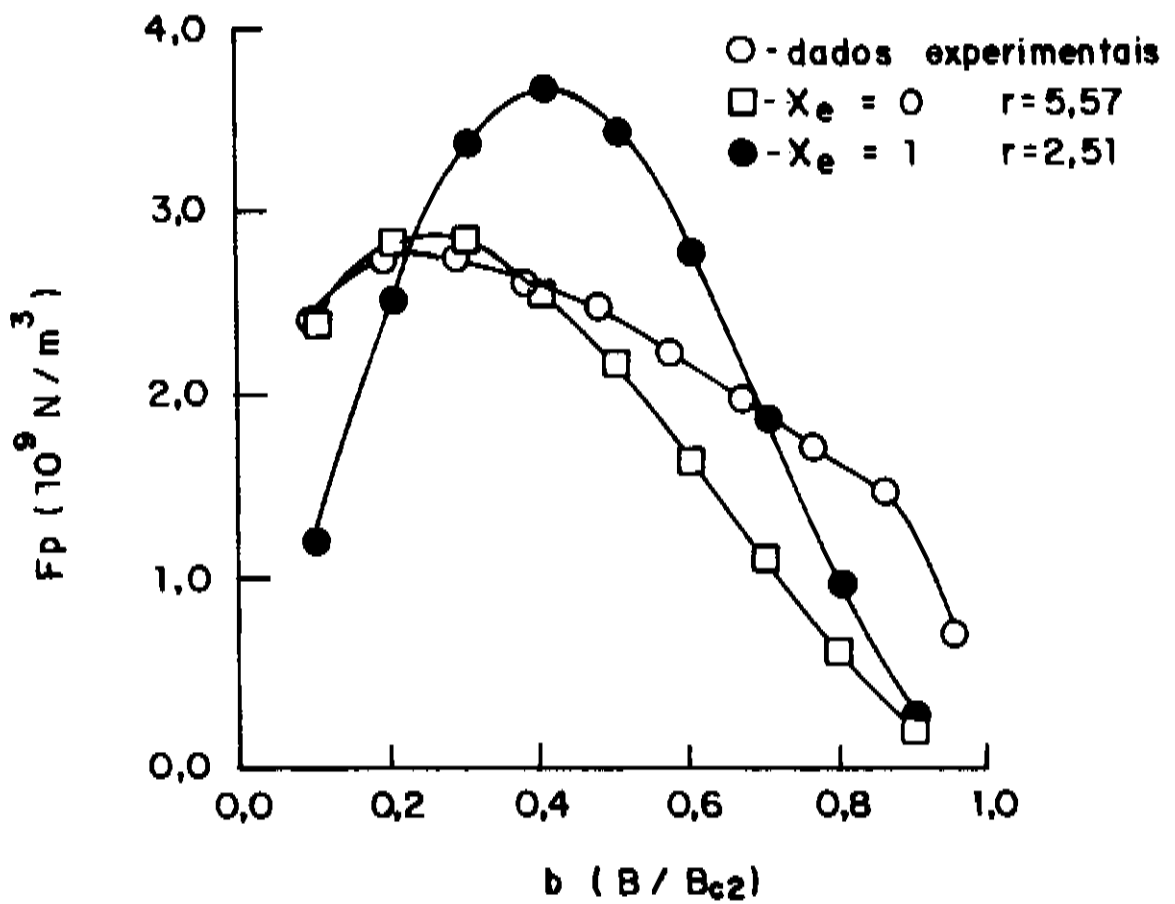


FIG. 4.3 (e) - $\chi = 45,2$

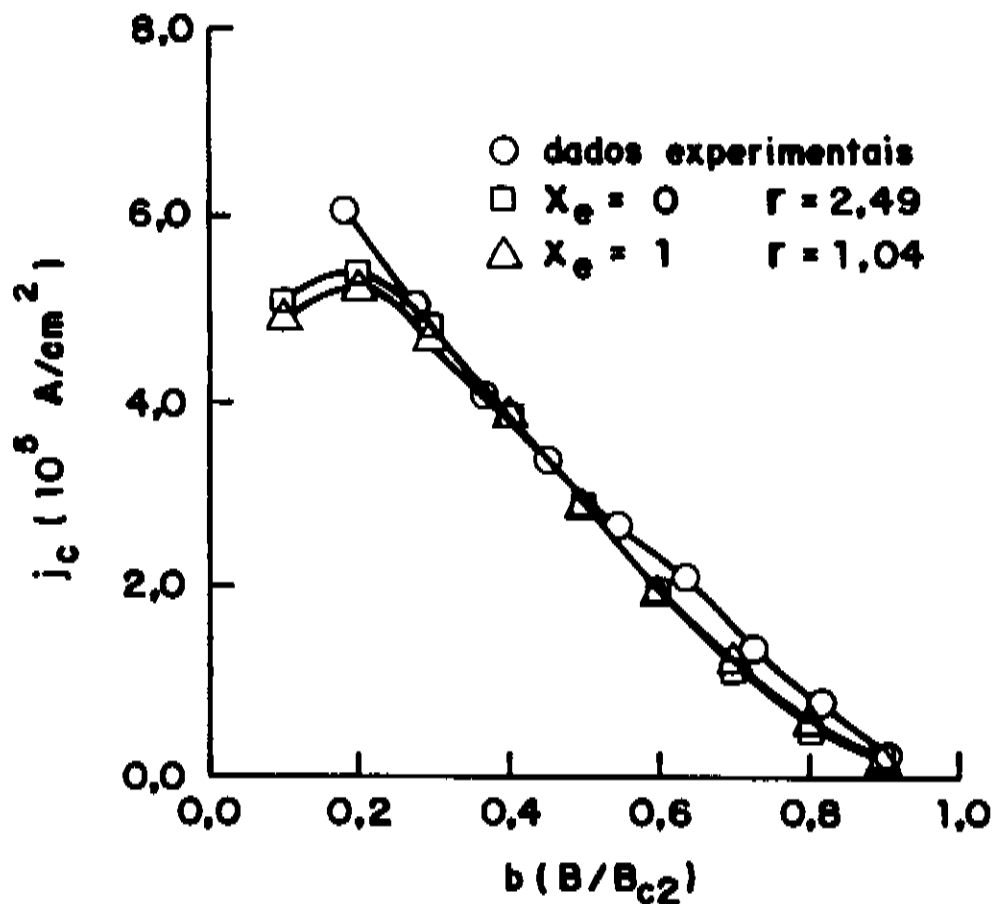


FIG. 4.4(a) - $\chi = 50,4$

FIG.4.4 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DE DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO ($j_c \times b$) PARA $x_e=0$ e $x_e=1$ QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi COM $B_{c2}=11$ Tesla, PARA DIFERENTES GRAUS DE OTIMIZAÇÃO $\epsilon_f = \ln(A_{TT}/A_{final})$: (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ e (e) $\epsilon_f=1,1$.

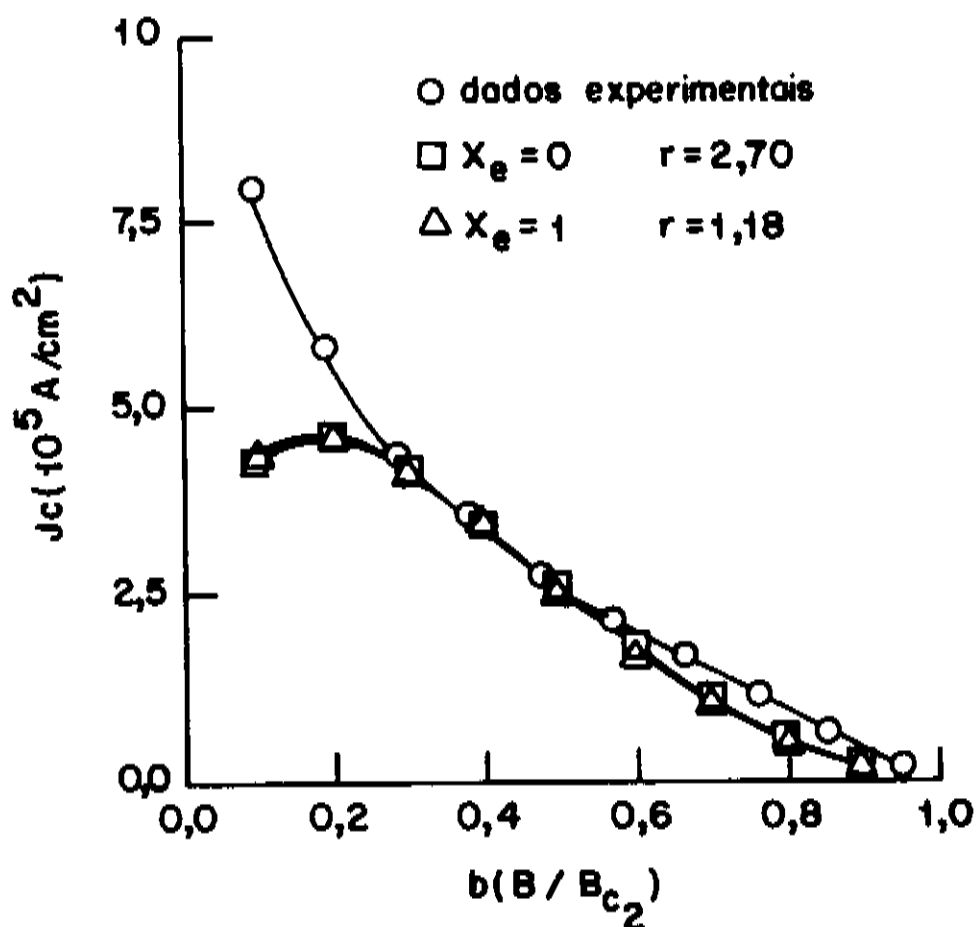


FIG. 4.4 (b) — $\kappa = 48,2$

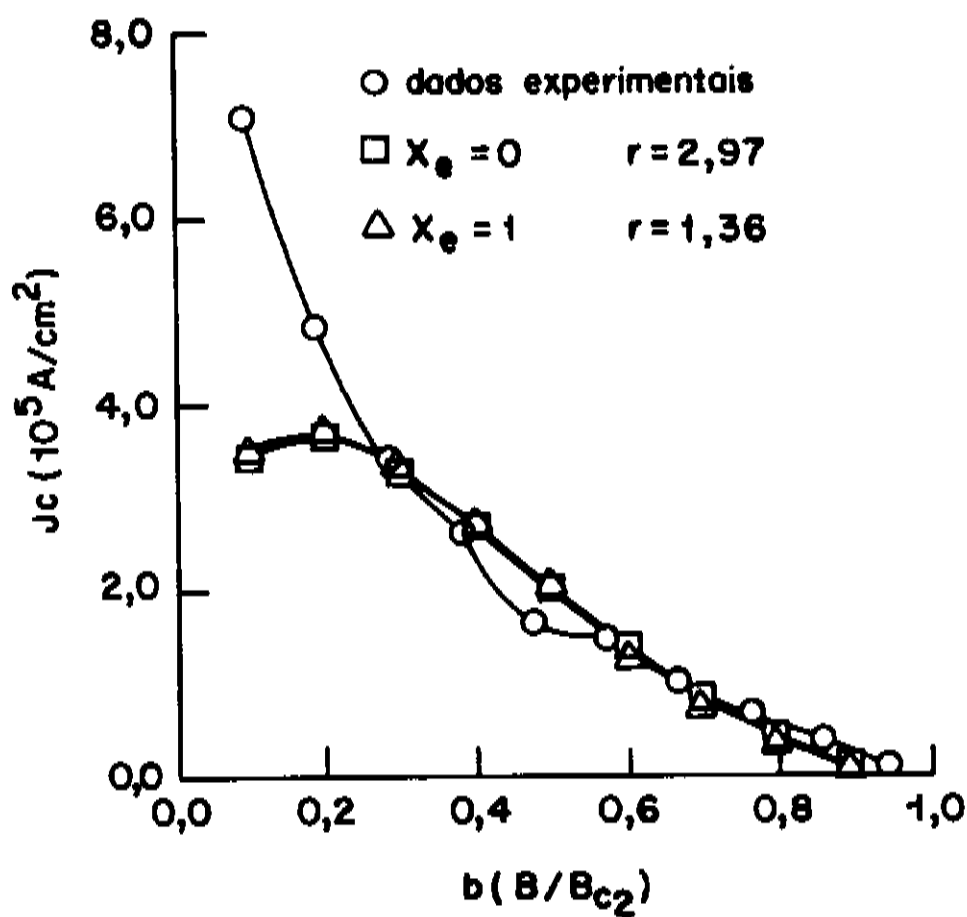


FIG. 4.4 (c) — $\kappa = 46,9$

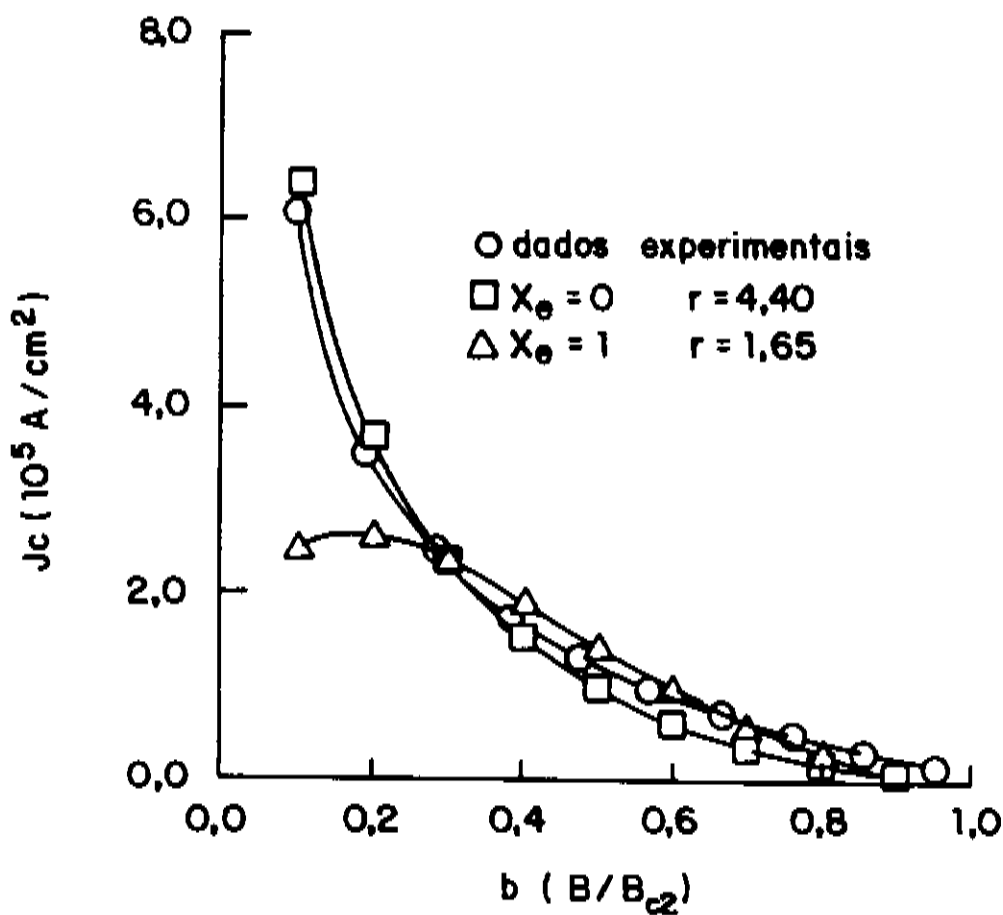


FIG. 4.4(d) - $\chi = 45,5$

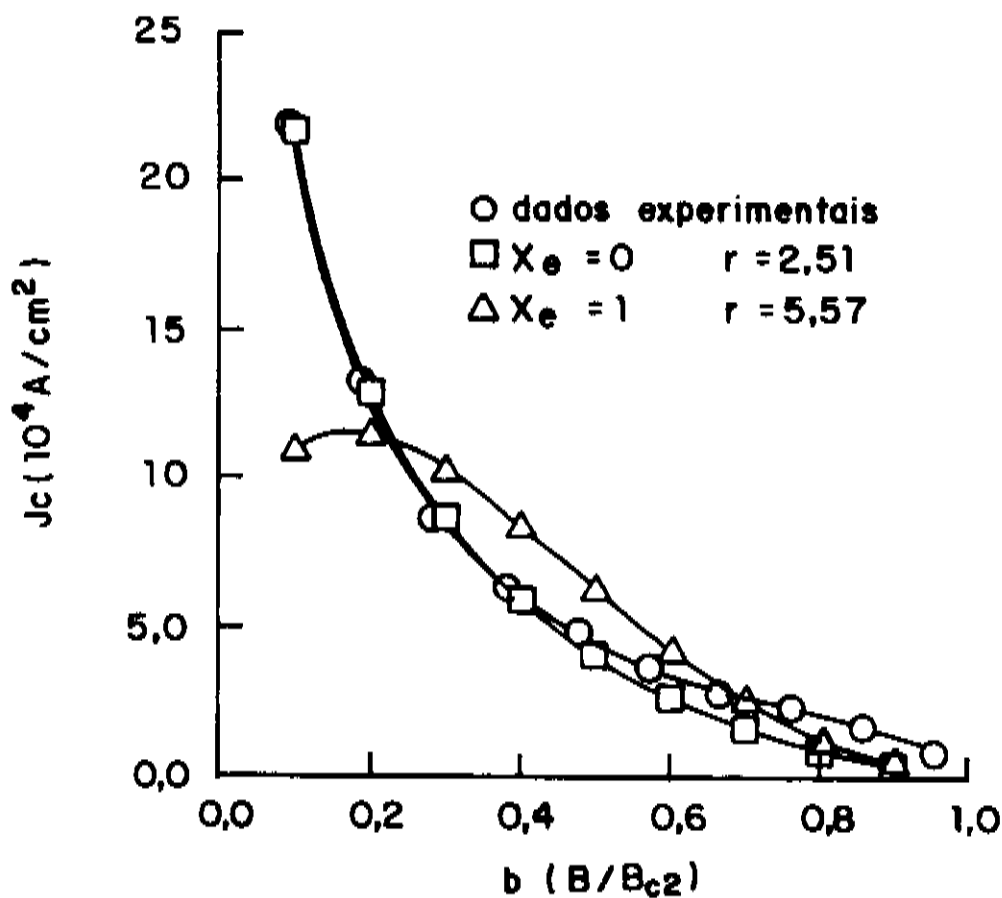


FIG. 4.4(e) - $\chi = 45,2$

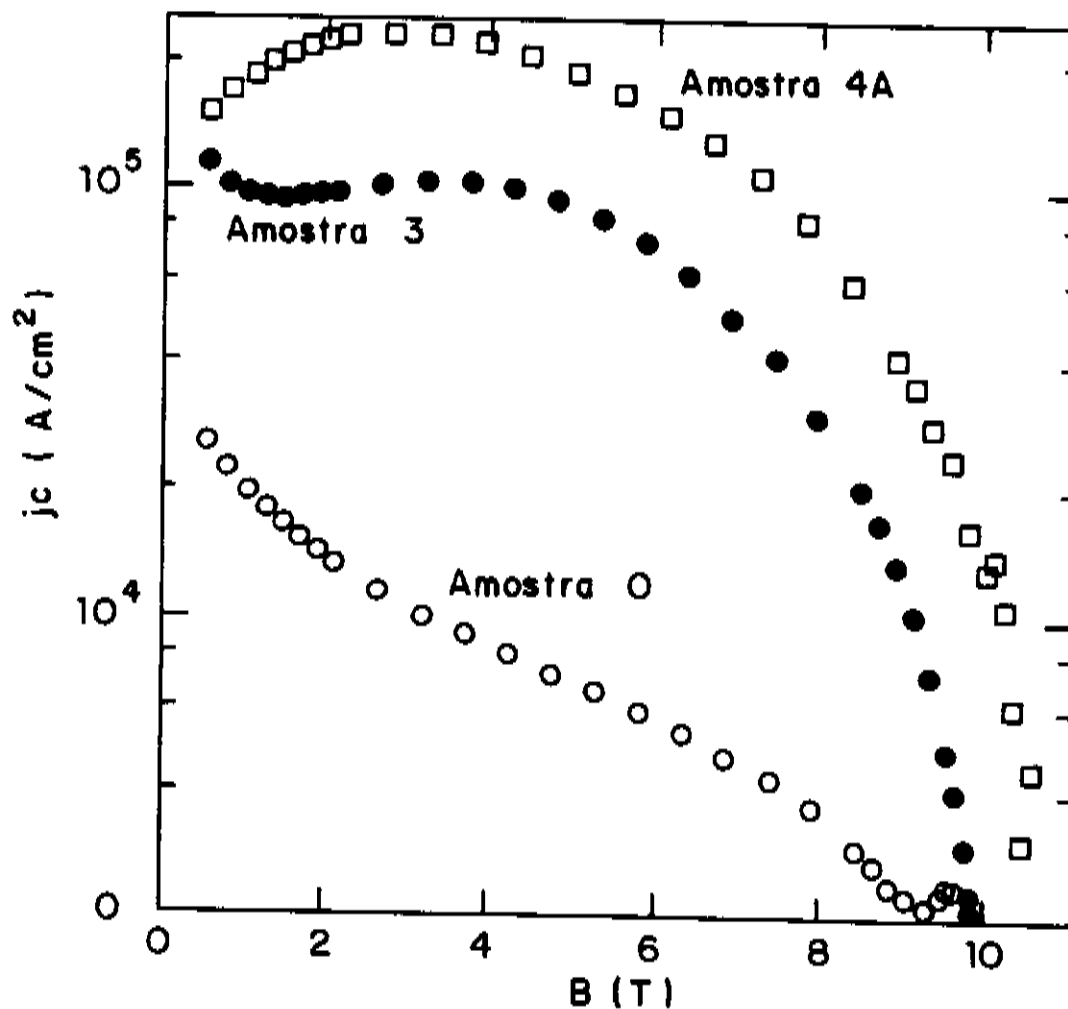


FIG.4.5 - DADOS EXPERIMENTAIS DE MATSUSHITA et al⁽²⁰⁾ DE DENSIDADE DE CORRENTE CRÍTICA (j_c) PARA NbTi COM $\alpha=50$, $B_{c2}=10$ Tesla e TEMPERATURA DE TRATAMENTO $T_{TT}=380^\circ\text{C}$: (□) AMOSTRA 4A $\rightarrow t_{TT}=100\text{h}$ COM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO ($\epsilon_f=2,6$), (●) AMOSTRA 3 $\rightarrow t_{TT}=50\text{h}$ SEM SUBSEQUENTE DEFORMAÇÃO ($\epsilon_f=0$), (○) AMOSTRA O \rightarrow SOMENTE DEFORMADA ATÉ O DIÂMETRO FINAL ($\epsilon_f=0$).

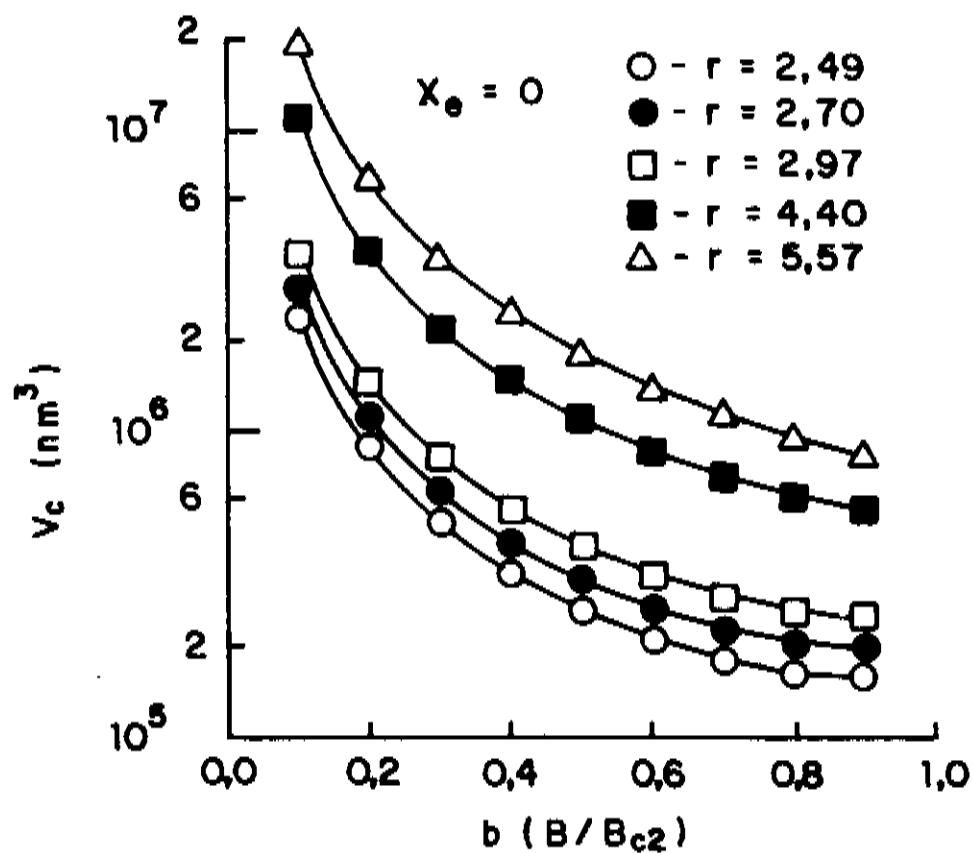


FIG. 4.6(a)

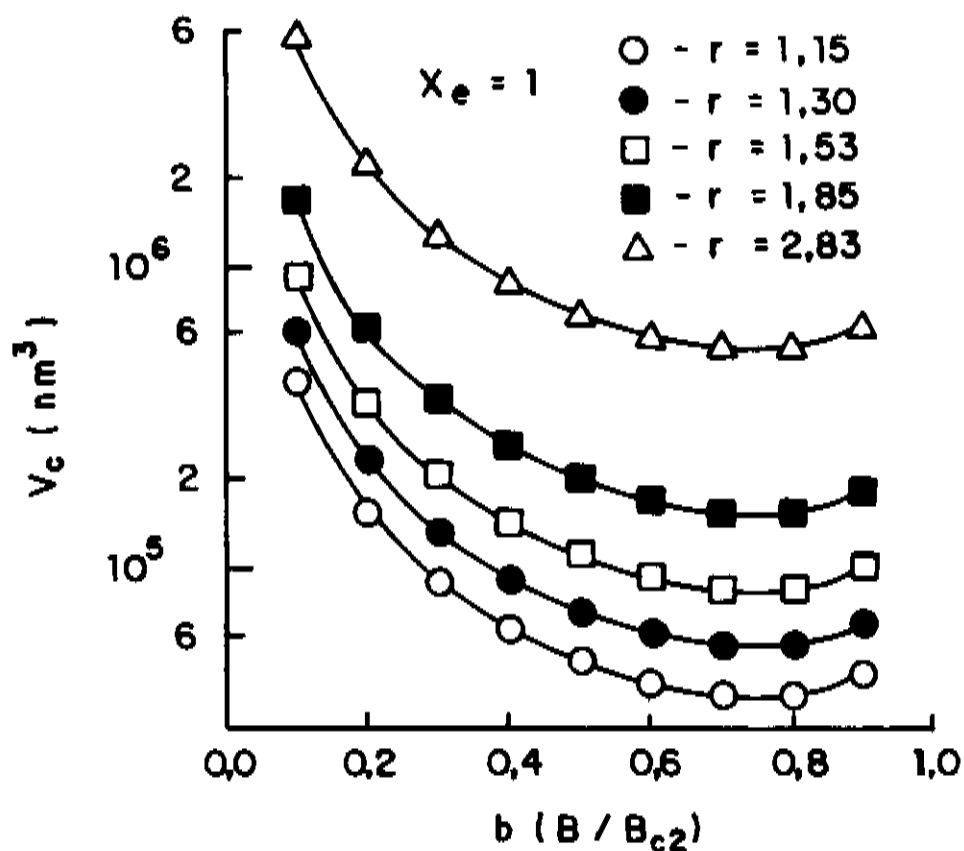


FIG. 4.6(b)

FIG.4.6 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DO VOLUME DE CORRELAÇÃO ($V_c \cdot x_b$) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM $NbTi^{(5)}$ COM $B_{c2}=11$ Tesla. A CADA ϵ_f CORRESPONDE UM $r=R_c/a_0$: (○) $\epsilon_f=5,3$, (●) $\epsilon_f=4,4$, (□) $\epsilon_f=3,4$, (■) $\epsilon_f=2,5$ e (Δ) $\epsilon_f=1,1$; (a) $x_e=0$ e (b) $x_e=1$.

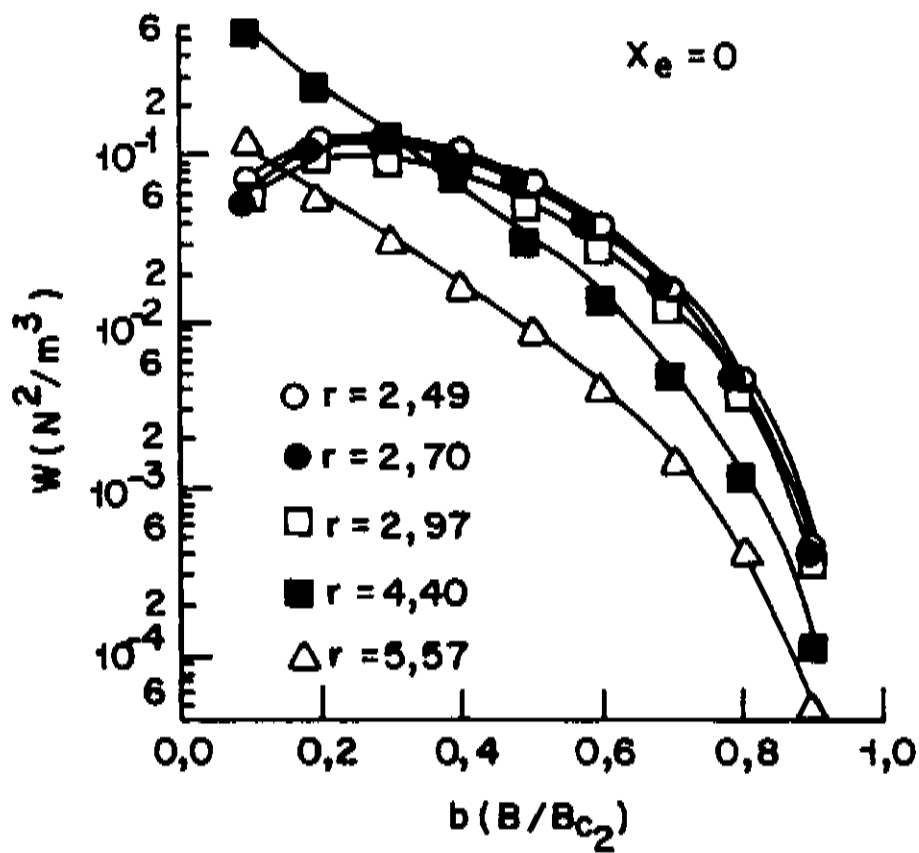


FIG. 4.7 (a)

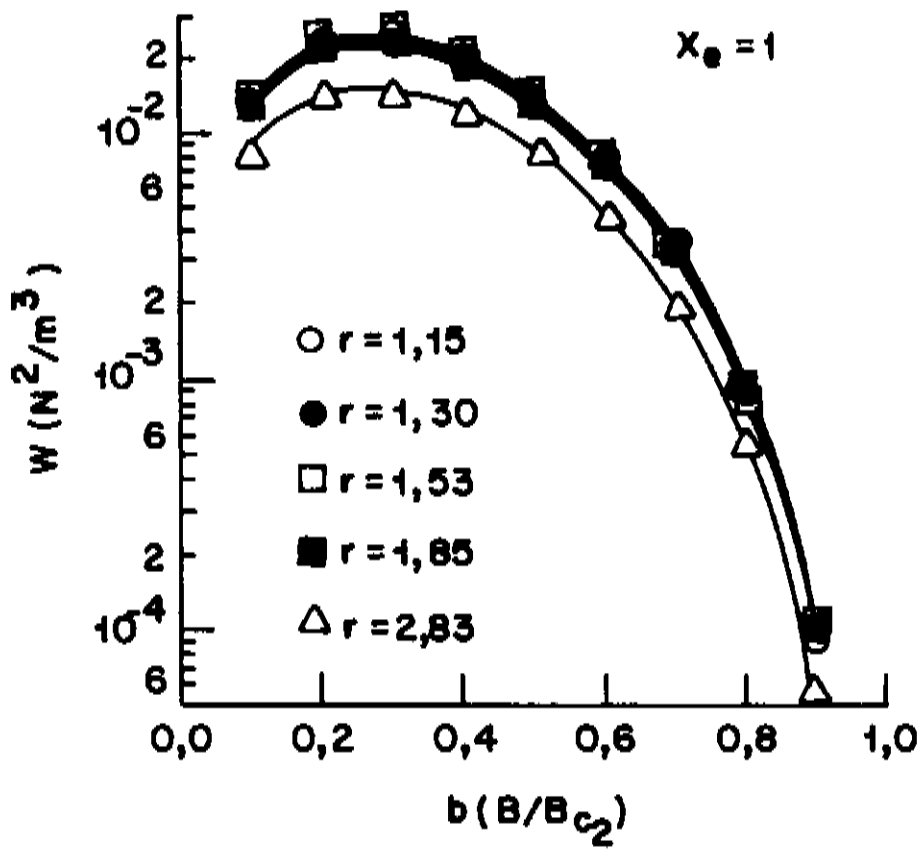


FIG. 4.7 (b)

FIG.4.7 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DO INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR ($W \times b$) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM $NbTi^{(5)}$ COM $B_{c2}=11$ Tesla. À CADA ϵ_f CORRESPONDE UM $r=R_c/a_0$: (o) $\epsilon_f=5,3$, (●) $\epsilon_f=4,4$, (□) $\epsilon_f=3,4$, (■) $\epsilon_f=2,5$ e (△) $\epsilon_f=1,1$; (a) $x_e=0$ e (b) $x_e=1$.

A FIG.4.8(a-b) grafica a densidade de energia total e_T em função de b para $x_e=0$ e $x_e=1$ para os diferentes graus de otimização. Observa-se que tanto para $x_e=0$ quanto para $x_e=1$ os fios com maior grau de otimização apresentam as menores energias.

A FIG.4.9(a-e) grafica a função $g(r,l)xb$ para os diferentes fios com diferentes graus de otimização. Observa-se desta figuras que para os fios otimizados ($\epsilon_f=5,3-3,4$), $g(r,l)$ é constante para $x_e=1$, enquanto que para $x_e=0$ é crescente. Para os fios menos otimizados, é constante para $x_e=1$, enquanto que para $x_e=0$ é decrescente.

As tabelas TAB.4.5(a-e) e TAB.4.6(a-e) dão os valores numéricos dos cálculos feitos para os dados experimentais em $x_e=0$ e $x_e=1$ respectivamente. Para $x_e=1$ os pontos obtidos são de mínimo, enquanto que para $x_e=0$ são pontos de sela. As energias para $x_e=0$ são menores que a energia para $x_e=1$ para $\epsilon_f \geq 3,4$, da ordem de 5 vezes. Já para $\epsilon_f < 3,4$ as energias para $x_e=1$ são menores que as energias para $x_e=0$.

Acreditamos ser os cálculos para $x_e=0$ os que melhor se ajustam aos dados experimentais, pois apesar de não ser pontos de equilíbrio estável (mínimo), são pontos de equilíbrio metaestável (sela) de energia muito mais baixa. Mesmo para $\epsilon_f < 3,4$, onde os dados para $x_e=1$ apresentam energia menor e são pontos de mínimo, os dados para $x_e=0$ se ajustam melhor aos resultados experimentais conforme pode ser observado pela FIG.4.3(e).

Pode-se observar que $W(x_e=0) > W(x_e=1)$, ou seja, em $x_e=0$ a interação vórtice-centro de aprisionamento é mais forte. Este comportamento é compatível com a descrição destes materiais otimizados, onde os precipitados de Ti- α afinados (após deformação) são considerados centros de aprisionamento fortes⁽¹⁶⁾.

Uma outra evidência que os dados teóricos para $x_e=1$ não seriam os mais adequados para descrever os dados em NbTi são os dados apresentados por Cooley et al.⁽⁶⁾, que através do alinhamento das microestruturas (fitas de Ti- α) com relação ao campo magnético aplicado, conseguiram medir densidades de corrente crítica de $5,2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ (a 5 Tesla ,4,2K), da ordem de 40% maiores que as já obtidas até então ($3,7 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$).

Estas novas densidades de corrente não são previstas teoricamente pela TACM em $x_e=1$ para $r=1$ que é o limite. A densidade de corrente crítica calculada em $x_e=1$ e $r=1$, está no intervalo entre $4,2 \cdot 10^5$ e $3,1 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ para $0,4 \leq b \leq 0,5$.

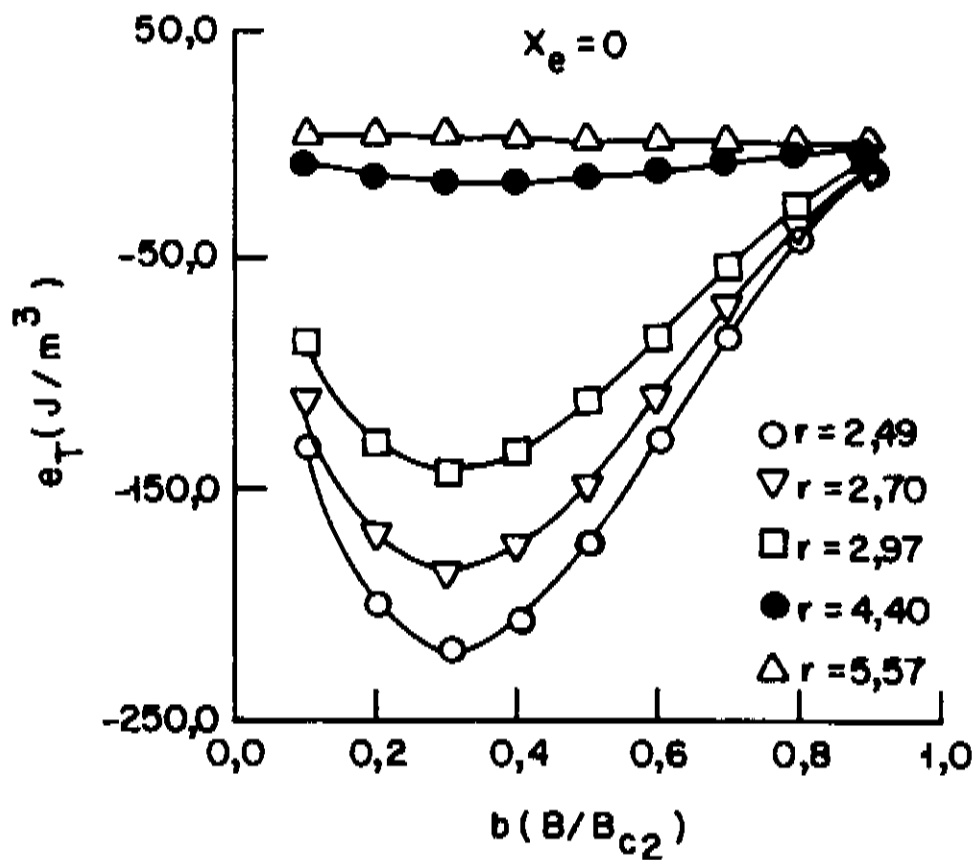


FIG. 4.8 (a)

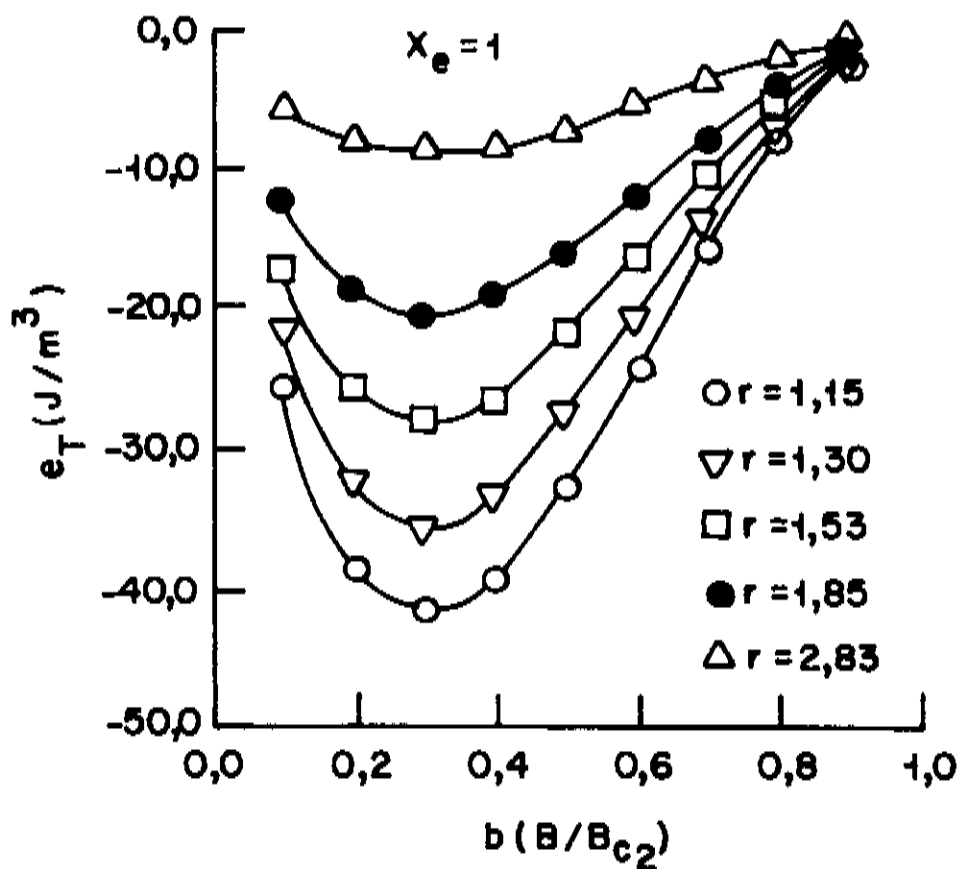


FIG. 4.8 (b)

FIG.4.8 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DE DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_T xb) QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi⁽⁵⁾ COM $B_{c2} = 11$ Tesla. À CADA ϵ_f CORRESPONDE UM $r = R_c/a_0$: (○) $\epsilon_f = 5,3$, (●) $\epsilon_f = 4,4$, (□) $\epsilon_f = 3,4$, (■) $\epsilon_f = 2,5$ e (△) $\epsilon_f = 1,1$; (a) $x_e = 0$ e (b) $x_e = 1$.

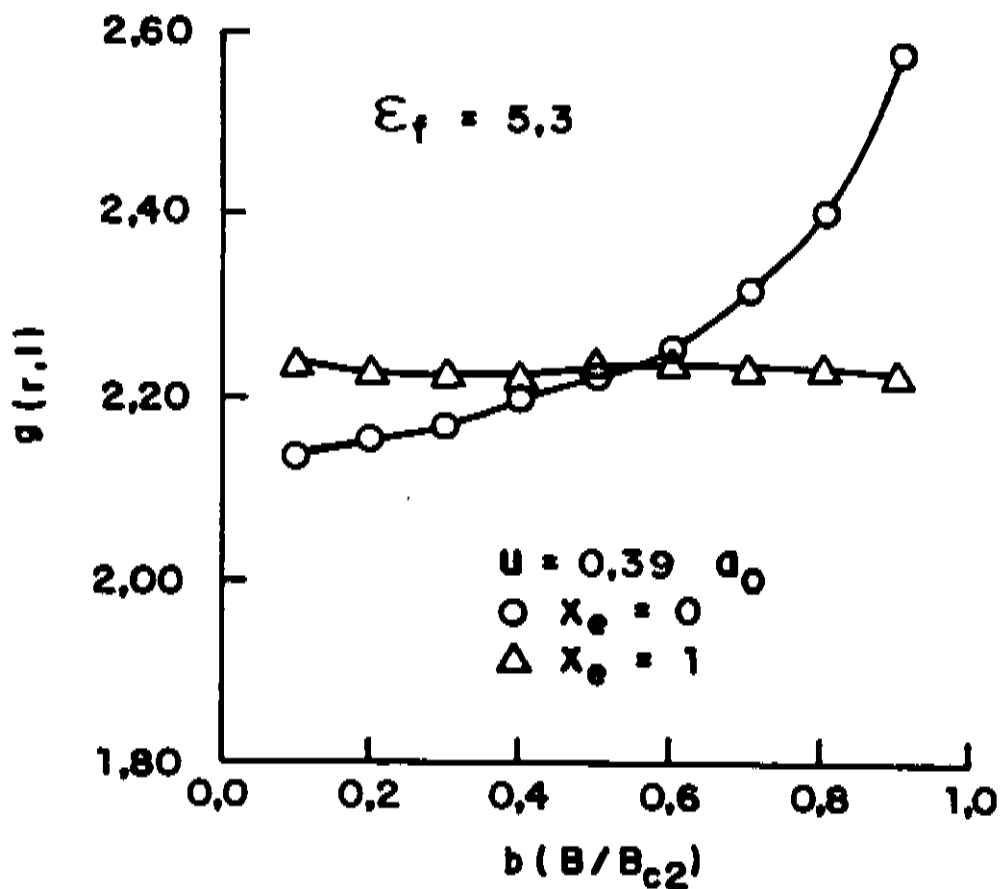


FIG. 4.9 (a)

FIG.4.9 - CURVAS TEÓRICAS SIMULADAS DA FUNÇÃO $g(r,l)xb$ QUE AJUSTAM OS DADOS EXPERIMENTAIS EM NbTi COM $B_{c2}=11$ Tesla, PARA $u=0,39a_0$: (a) $\epsilon_f=5,3$, (b) $\epsilon_f=4,4$, (c) $\epsilon_f=3,4$, (d) $\epsilon_f=2,5$ e (e) $\epsilon_f=1,1$.

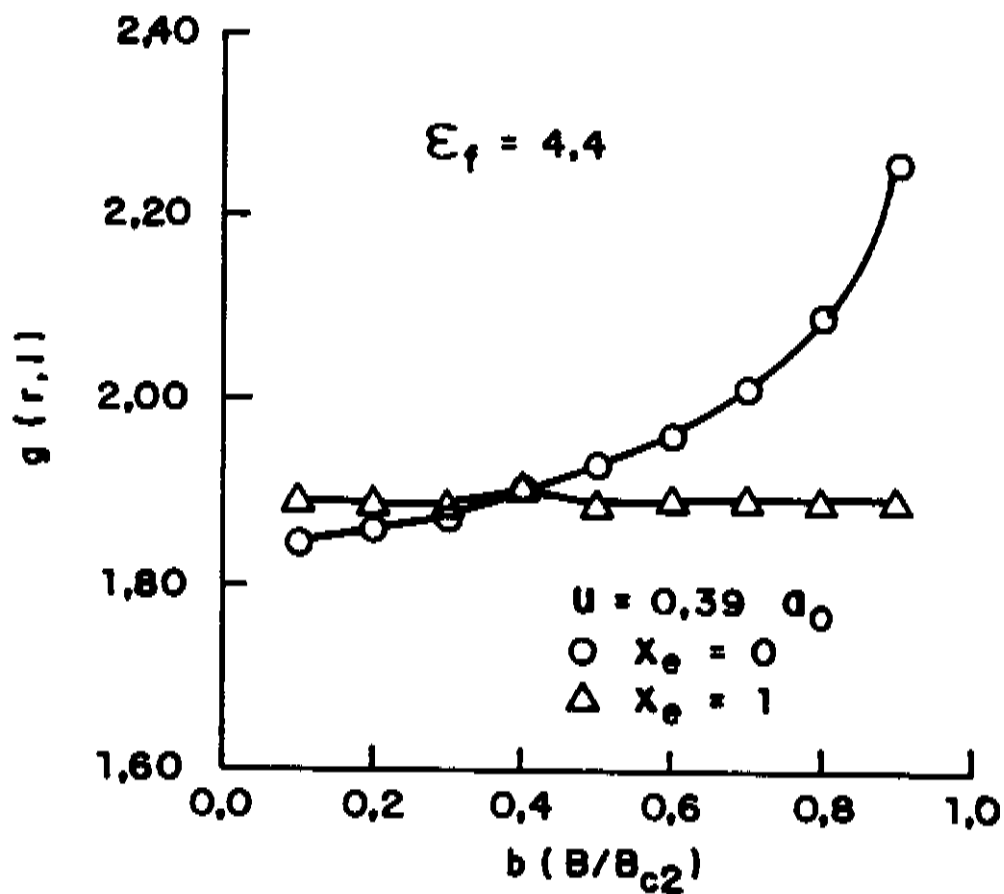


FIG. 4.9 (b)

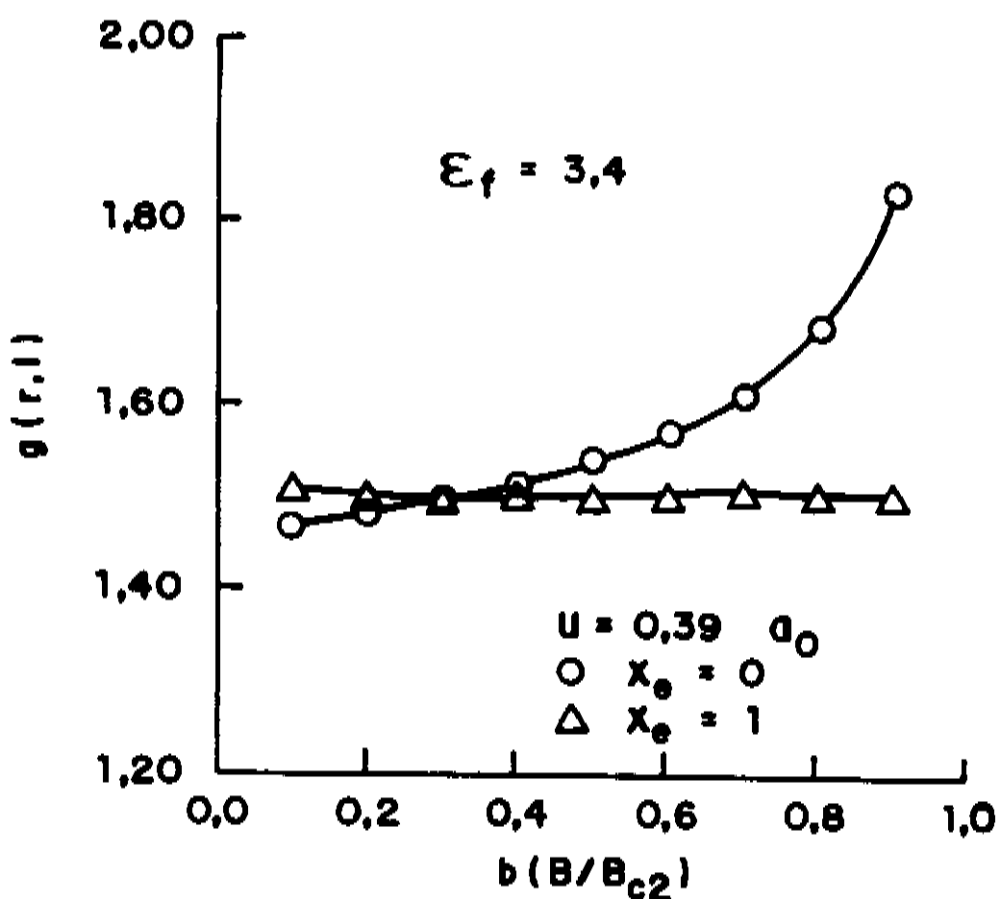


FIG. 4.9 (c)

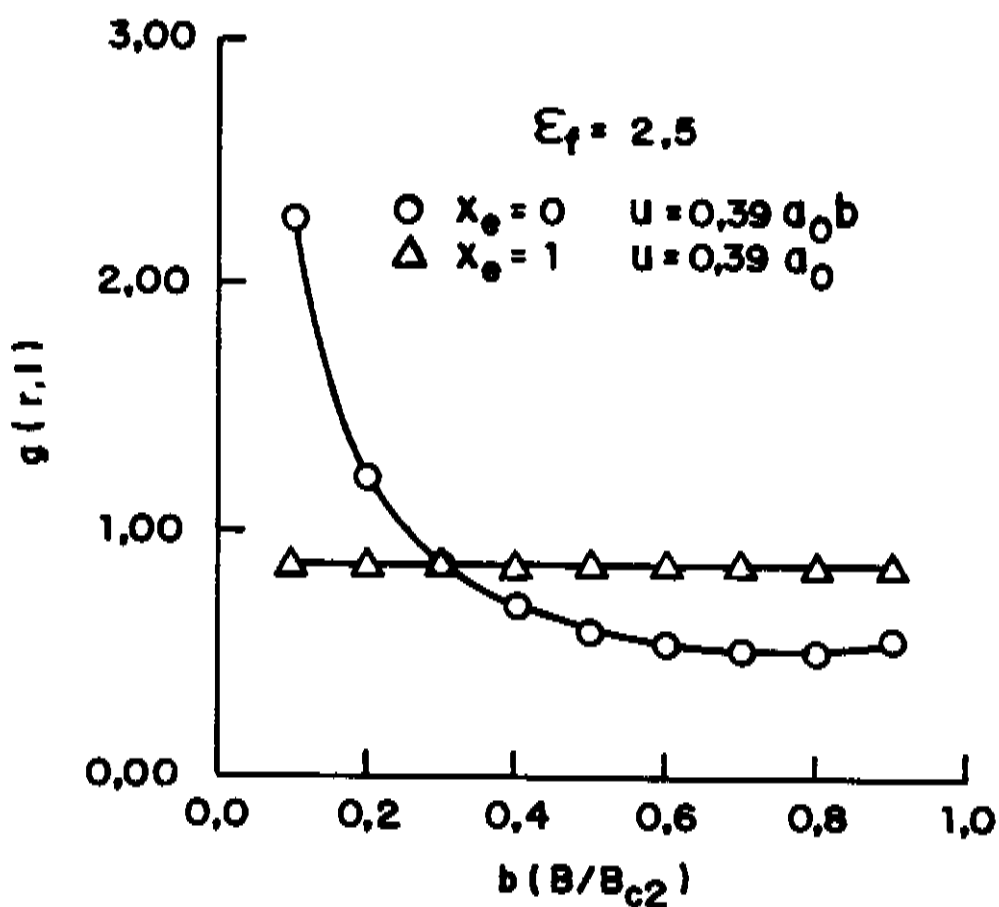


FIG. 4.9 (d)

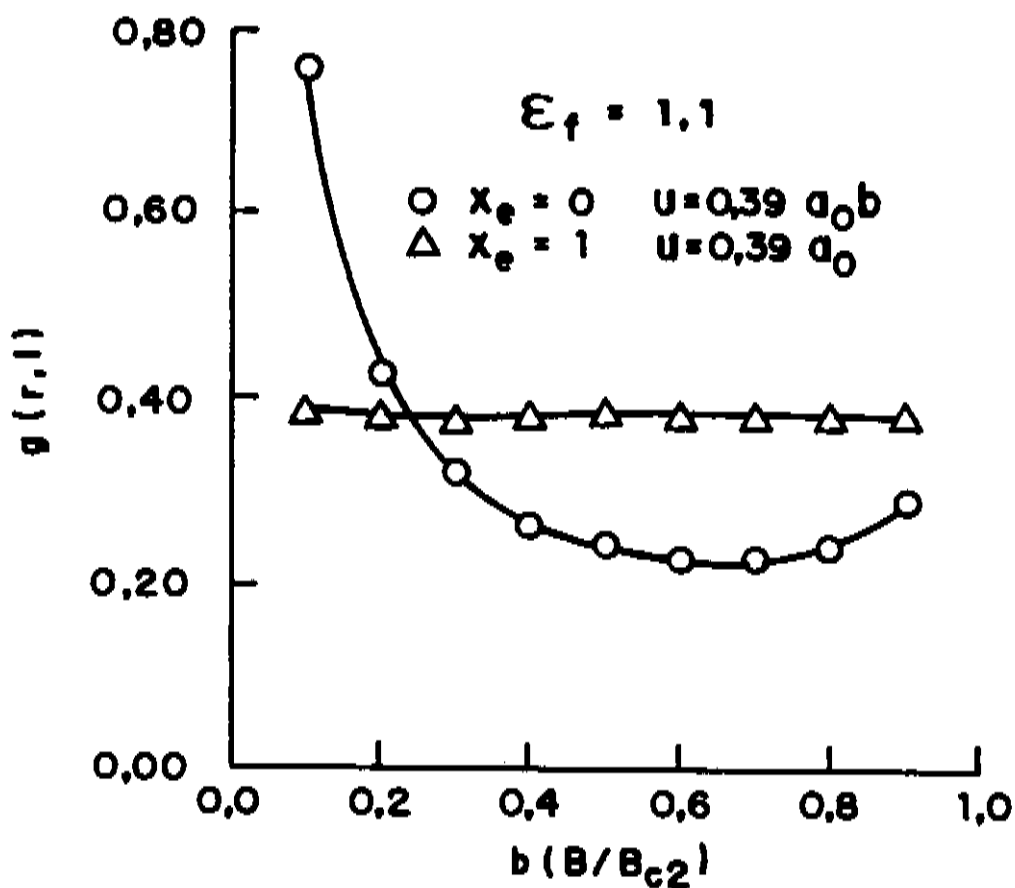


FIG. 4.9 (e)

As tabelas TAB.4.5(a-e) e TAB.4.6(a-e), bem como todas aquelas que apresentarem dados numéricos de simulação, têm seus parâmetros a seguir definidos:

l_{med} - raiz obtida a partir da equação (3.45).

e_{cc} - densidade de energia de interação entre discordâncias em cunha.

e_{hh} - densidade de energia de interação entre discordâncias em hélice.

e_{hhp} - densidade de energia de interação entre discordâncias em hélice perpendiculares.

No entanto, do cálculo para $x_e=0$ observa-se que a densidade de corrente de $5,2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ pode ser obtida para $x_e=0$ para r entre 1 e 2,5.

Os dados de simulação também revelam que $L_c(x_e=0) < L_c(x_e=1)$ e portanto a escolha de $x_e=0$, mais uma vez melhor se ajusta aos dados experimentais pois sabemos que a rede de vórtices é bastante deformada nestes materiais.

Na literatura ⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾ existem duas teorias que dão um limite superior para a densidade de corrente crítica j_c . A primeira é a teoria de Boyd ⁽¹⁷⁾, onde ele calcula a máxima densidade de corrente longitudinal de desemparelhamento dos pares supercondutores ("depairing") dada por:

$$j_c^{lon} = 0,33 \frac{B_{c2}}{\mu_0 x^2 \xi} (1-b)^{3/2} \quad (4.17)$$

A segunda teoria, de Brandt ⁽¹⁸⁾, dá a densidade corrente máxima transversal que um supercondutor pode suportar sem perdas:

$$j_c^{trans} = \frac{B_{c2}}{24x^2 \mu_0 \xi} (1-b) \quad (4.18)$$

Em $b=0,4$, para $x=50,4$ e $B_{c2}=11,0$ Tesla $j_c^{long}=2,92 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ e $j_c^{trans}=1,57 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$.

Do cálculo para $x_e=0$, $r=1$ e $b=0,4$ o valor para a densidade de corrente crítica obtida é $j_c^{TACM} = 4,68 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, resultado este situado entre os de Boyd e Brandt.

TAB.4.5 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA NbTi, PARA $x_e=0$, COMPARADOS AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA MATERIAIS COM DIFERENTES GRAUS DE DEFORMAÇÃO ϵ_f . AS VARIÁVEIS CALCULADAS SÃO: L_c e R_c (nm), V_c (nm³), $fN^{1/2}$ (nN), F_p (N/m³), j_c (A/cm²), W (N²/m³) E AS DENSIDADES DE ENERGIA EM (J/m³).

TAB.4.5(a) - $\epsilon_f=5,3$; $r=2,49$; $x=50,4$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	V_c (x10 ⁵)	$fN^{1/2}$ (x10 ⁻⁴)	F_p (x10 ⁹)	j_c (x10 ⁵)	W (x10 ⁻³)
0,10	4,47	208	116	24,3	131	5,38	4,89	70,2
0,20	4,63	153	82,0	8,89	102	11,5	5,22	117
0,30	4,81	129	67,0	5,03	78,0	15,5	4,70	121
0,40	5,03	117	58,0	3,41	57,9	17,0	3,86	98,3
0,50	5,31	111	51,9	2,58	41,2	16,0	2,91	6,0
0,60	5,65	108	47,4	2,09	27,6	13,2	2,01	36,6
0,70	6,11	108	43,8	1,79	16,8	9,36	1,22	15,7
0,80	6,81	112	41,0	1,63	8,44	5,16	0,586	4,35
0,90	8,09	126	38,7	1,63	2,66	1,63	0,165	0,435

TAB.4.5(a) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hbp}
0,10	-133	sela	-35,4	-97,7	0	-8,81	-11,3	-15,2
0,20	-200	sela	-52,7	-148	0	-13,2	-16,2	-23,3
0,30	-220	sela	-57,4	-163	0	-14,4	-16,7	-26,2
0,40	-208	sela	-53,4	-154	0	-13,5	-14,5	-25,4
0,50	-174	sela	-44,0	-130	0	-11,3	-10,8	-22,0
0,60	-131	sela	-32,4	-98,3	0	-8,36	-6,87	-17,1
0,70	-84,7	sela	-20,4	-64,3	0	-5,34	-3,34	-11,7
0,80	-43,0	sela	-9,86	-33,2	0	-2,66	-0,81	-6,38
0,90	-12,5	sela	-2,59	-9,90	0	-0,74	0,27	-2,11

$$x_e = 0$$

TAB.4.5(b) - $\epsilon_f=4,4$; $r=2,70$; $\alpha=48,2$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$W (x10^{-2})$
0,10	4,75	221	126	30,3	14,1	4,65	4,23	6,55
0,20	4,91	162	89,0	11,1	11,0	9,94	4,52	10,9
0,30	5,11	138	72,6	6,28	8,40	13,4	4,05	11,2
0,40	5,33	142	62,9	4,25	6,23	14,7	3,33	9,13
0,50	5,59	117	56,3	3,19	4,44	13,9	2,53	6,18
0,60	5,95	113	51,4	2,59	2,97	11,5	1,74	3,40
0,70	6,41	113	47,5	2,21	1,80	8,13	1,06	1,46
0,80	7,11	117	44,5	2,01	0,900	4,49	0,510	0,404
0,90	8,35	130	41,9	1,97	0,283	1,43	0,145	0,0404

TAB.4.5(b) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-113	sela	-28,0	-84,5	0	-6,98	-7,75	-13,3
0,20	-169	sela	-41,7	-128	0	-10,5	-10,8	-20,5
0,30	-186	sela	-45,1	-140	0	-11,4	-10,7	-23,0
0,40	-175	sela	-41,8	-133	0	-10,7	-8,88	-22,3
0,50	-148	sela	-34,6	-113	0	-8,92	-6,26	-19,4
0,60	-110	sela	-25,1	-85,1	0	-6,62	-3,38	-15,1
0,70	-71,5	sela	-15,7	-55,8	0	-4,23	-1,09	-10,4
0,80	-36,3	sela	-7,48	-28,8	0	-2,11	0,34	-5,69
0,90	-10,6	sela	-1,89	-8,67	0	-0,58	0,60	-1,90

$$x_e = 0$$

TAB.4.5(c) - $\epsilon_f=3,4$; $r=2,97$; $\chi=46,9$; $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$w (x10^{-2})$
0,10	5,09	237	138	39,3	14,6	3,70	3,37	5,39
0,20	5,25	173	97,8	14,3	11,4	7,92	3,60	9,01
0,30	5,45	147	79,9	8,10	8,66	10,7	3,24	9,26
0,40	5,67	132	69,2	5,48	6,42	11,7	2,66	7,52
0,50	5,95	124	61,9	4,11	4,54	11,1	2,01	5,04
0,60	6,29	120	56,5	3,31	3,04	9,20	1,39	2,80
0,70	6,75	119	52,3	2,82	1,84	6,52	0,847	1,20
0,80	7,41	122	48,9	2,53	0,918	3,63	0,412	0,333
0,90	8,61	134	46,1	2,46	0,286	1,16	0,117	0,0333

TAB.4.5(c) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-86,8	sela	-19,5	-67,3	0	-4,84	-3,82	-10,85
0,20	-131	sela	-28,9	-102	0	-7,25	-4,98	-16,71
0,30	-143	sela	-31,1	-112	0	-7,93	-4,38	-18,80
0,40	-135	sela	-28,7	-107	0	-7,42	-2,99	-18,27
0,50	-113	sela	-23,4	-90,0	0	-6,19	-1,26	-15,91
0,60	-85,1	sela	-16,9	-68,2	0	-4,60	0,22	-12,49
0,70	-55,1	sela	-10,3	-44,8	0	-2,93	1,21	-8,58
0,80	-28,1	sela	-4,78	-23,3	0	-1,46	1,45	-4,77
0,90	-8,14	sela	-1,10	-7,04	0	-0,41	0,91	-1,61

$$x_e = 0$$

TAB.4.5(d) - $\epsilon_f=2,5$; $r=4,40$; $\chi=45,5$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0 b$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$W (x10^{-2})$
0,10	6,50	303	205	110	77,9	7,07	6,42	55,0
0,20	6,62	218	145	39,7	32,0	8,06	3,66	25,8
0,30	6,78	182	118	22,1	17,0	7,68	2,33	13,0
0,40	6,94	162	103	14,7	9,90	6,73	1,53	6,66
0,50	7,18	150	91,7	10,9	5,83	5,35	0,973	3,12
0,60	7,42	141	83,7	8,56	3,39	3,96	0,600	1,34
0,70	7,74	136	77,5	7,09	1,83	2,58	0,335	0,470
0,80	8,18	135	72,5	6,13	0,831	1,36	0,154	0,113
0,90	8,82	137	68,3	5,54	0,243	0,439	0,0443	0,0107

TAB.4.5(d) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-8,46	sela	4,38	-12,8	0	0,15	4,65	-0,41
0,20	-14,2	sela	6,49	-20,7	0	0,22	7,55	-1,28
0,30	-17,1	sela	7,11	-24,2	0	0,24	9,07	-2,19
0,40	-17,7	sela	6,73	-24,5	0	0,22	9,40	-2,89
0,50	-15,9	sela	5,86	-21,7	0	0,19	8,86	-3,19
0,60	-13,0	sela	4,62	-17,6	0	0,14	7,55	-3,08
0,70	-9,10	sela	3,29	-12,4	0	0,09	5,74	-2,54
0,80	-4,98	sela	1,98	-6,96	0	0,04	3,61	-1,67
0,90	-1,60	sela	0,79	-2,39	0	0,01	1,46	-0,69

$$x_e = 0$$

TAB.4.5(e) - $\epsilon_f=1,1$; $r=5,57$; $x=45,2$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0 b$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^6)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$W (x10^{-3})$
0,10	7,06	329	260	19,2	45,7	2,38	21,7	109
0,20	7,14	235	184	6,86	19,4	2,83	12,9	55,1
0,30	7,22	194	150	3,78	10,8	2,85	8,63	30,6
0,40	7,34	171	130	2,49	6,39	2,56	5,82	16,4
0,50	7,42	155	116	1,80	3,96	2,19	3,99	8,69
0,60	7,58	144	106	1,40	2,34	1,67	2,53	3,91
0,70	7,74	136	98,1	1,14	1,30	1,15	1,49	1,49
0,80	7,94	131	91,8	0,954	0,616	0,647	0,735	0,399
0,90	8,22	127	86,5	0,827	0,189	0,229	0,231	0,0433

TAB.4.5(e) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	2,39	sela	6,72	-4,33	0	1,04	5,93	-0,24
0,20	2,97	sela	10,3	-7,28	0	1,55	9,45	-0,75
0,30	2,51	sela	11,5	-8,96	0	1,70	11,1	-1,30
0,40	1,80	sela	11,1	-9,31	0	1,59	11,3	-1,73
0,50	0,76	sela	9,68	-8,92	0	1,33	10,3	-1,95
0,60	0,24	sela	7,67	-7,44	0	0,98	8,59	-1,90
0,70	-0,13	sela	5,39	-5,51	0	0,63	6,36	-1,60
0,80	-0,20	sela	3,12	-3,32	0	0,31	3,90	-1,09
0,90	-0,09	sela	1,16	-1,25	0	0,09	1,54	-0,47

TAB.4.6 - VALORES NUMÉRICOS SIMULADOS PARA NbTi, PARA $x_e=1$, COMPARADOS AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA MATERIAIS COM DIFERENTES GRAUS DE DEFORMAÇÃO ϵ_f . AS VARIÁVEIS CALCULADAS SÃO: L_c e R_c (nm), V_c (nm³), $fN^{1/2}$ (nN), F_p (N/m³), j_c (A/cm²), W (N²/m³) E AS DENSIDADES DE ENERGIA EM (J/m³).

TAB.4.6(a) - $\epsilon_f=5,3$; $r=1,04$; $x=50,4$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c(x10^4)$	$fN^{1/2}(x10^{-4})$	$F_p(x10^9)$	$j_c(x10^5)$	$W(x10^{-2})$
0,10	4,37	204	48,5	41,4	23,4	5,64	5,13	13,2
0,20	4,64	153	34,3	15,6	18,5	11,9	5,42	22,1
0,30	4,97	134	28,0	9,07	14,4	15,9	4,82	22,9
0,40	5,36	125	24,2	6,35	11,0	17,2	3,92	18,9
0,50	5,87	122	21,7	4,98	8,01	16,1	2,92	12,9
0,60	6,56	125	19,8	4,23	5,54	13,1	1,98	7,26
0,70	7,58	134	18,3	3,88	3,50	9,02	1,17	3,16
0,80	9,29	153	17,1	3,89	1,87	4,80	0,545	0,896
0,90	13,2	205	16,2	4,62	0,651	1,41	0,142	0,0918

TAB.4.6(a) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-25,9	mínimo	0	-102	76,6	0	0	0
0,20	-38,5	mínimo	0	-153	115	0	0	0
0,30	-41,6	mínimo	0	-167	125	0	0	0
0,40	-39,3	mínimo	0	-157	117	0	0	0
0,50	-32,9	mínimo	0	-131	97,9	0	0	0
0,60	-24,4	mínimo	0	-97,1	72,7	0	0	0
0,70	-15,6	mínimo	0	-62,0	46,4	0	0	0
0,80	-7,73	mínimo	0	-30,8	23,1	0	0	0
0,90	-2,13	mínimo	0	-8,54	6,41	0	0	0

$$x_e = 1$$

TAB.4.6(b) - $\epsilon_f=4,4$; $r=1,18$; $x=48,2$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^4)$	$fN^{1/2} (x10^{-4})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$w (x10^{-3})$
0,10	4,97	232	55,0	60,7	28,9	4,77	43,3	13,8
0,20	5,27	174	38,9	22,7	23,0	10,1	45,9	23,2
0,30	5,63	152	31,7	13,2	17,9	13,5	41,0	24,3
0,40	6,08	142	27,5	9,28	13,6	14,7	33,3	19,9
0,50	6,68	139	24,6	7,29	9,91	13,6	24,7	13,5
0,60	7,46	142	22,4	6,19	6,86	11,1	16,8	7,60
0,70	8,60	152	20,8	5,67	4,34	7,66	9,95	3,33
0,80	10,6	174	19,4	5,69	2,31	4,07	4,62	0,941
0,90	14,9	232	18,3	6,75	8,08	1,20	1,21	0,0967

TAB.4.6(b) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-21,7	mínimo	0	-86,6	65,0	0	0	0
0,20	-32,5	mínimo	0	-130	97,3	0	0	0
0,30	-35,7	mínimo	0	-142	106	0	0	0
0,40	-33,5	mínimo	0	-133	99,6	0	0	0
0,50	-27,4	mínimo	0	-110	83,0	0	0	0
0,60	-20,5	mínimo	0	-82,1	61,6	0	0	0
0,70	-13,2	mínimo	0	-52,6	39,4	0	0	0
0,80	-6,53	mínimo	0	-26,1	19,6	0	0	0
0,90	-1,81	mínimo	0	-7,25	5,44	0	0	0

$$x_e = 1$$

TAB.4.6(c) - $\epsilon_f=3,4$; $r=1,36$; $\chi=46,9$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-4})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$W (x10^{-3})$
0,10	5,72	277	63,4	9,27	35,3	3,80	3,46	13,4
0,20	6,08	201	44,8	3,49	28,0	8,02	3,65	2,4
0,30	6,50	175	36,6	2,03	21,8	10,7	3,25	23,4
0,40	7,01	163	31,7	1,42	16,5	11,6	2,65	19,3
0,50	7,70	161	28,3	1,12	12,1	10,8	1,96	13,0
0,60	8,60	164	25,9	0,949	8,35	8,80	1,33	7,35
0,70	9,92	175	23,9	0,868	5,28	6,09	0,790	3,22
0,80	12,2	201	22,4	0,872	2,81	3,23	0,367	0,909
0,90	17,2	267	21,1	1,03	0,983	0,952	0,0962	0,0936

TAB.4.6(c) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-17,4	mínimo	0	-69,1	51,7	0	0	0
0,20	-25,7	mínimo	0	-103	77,4	0	0	0
0,30	-28,1	mínimo	0	-113	84,5	0	0	0
0,40	-26,6	mínimo	0	-106	79,2	0	0	0
0,50	-21,8	mínimo	0	-87,8	66,0	0	0	0
0,60	-16,3	mínimo	0	-65,3	49,0	0	0	0
0,70	-10,5	mínimo	0	-41,8	31,3	0	0	0
0,80	-5,17	mínimo	0	-20,8	15,6	0	0	0
0,90	-1,44	mínimo	0	-5,77	4,33	0	0	0

$$x_e = 1$$

TAB.4.6(d) - $\epsilon_f=2,5$; $r=1,65$; $x=45,5$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$W (x10^{-3})$
0,10	6,98	325	76,9	16,6	4,53	2,72	24,7	12,3
0,20	7,38	243	54,4	6,22	3,61	5,80	26,4	20,9
0,30	7,88	212	44,4	3,61	2,81	7,78	23,6	21,9
0,40	8,53	199	38,4	2,54	2,13	8,38	19,0	17,8
0,50	9,33	194	34,4	1,99	1,56	7,83	14,2	12,2
0,60	10,4	198	31,4	1,69	1,08	6,37	9,65	6,87
0,70	12,0	212	29,1	1,55	0,682	4,40	5,72	3,00
0,80	14,8	243	27,2	1,56	0,363	2,33	2,65	0,845
0,90	20,9	324	25,6	1,84	0,127	0,688	0,695	0,0872

TAB.4.6(d) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-12,2	mínimo	0	-49,5	37,2	0	0	0
0,20	-18,7	mínimo	0	-74,6	55,9	0	0	0
0,30	-20,6	mínimo	0	-81,7	61,1	0	0	0
0,40	-19,0	mínimo	0	-76,1	57,1	0	0	0
0,50	-16,0	mínimo	0	-63,7	47,7	0	0	0
0,60	-11,9	mínimo	0	-47,3	35,4	0	0	0
0,70	-7,62	mínimo	0	-30,3	22,6	0	0	0
0,80	-3,72	mínimo	0	-15,0	11,2	0	0	0
0,90	-1,04	mínimo	0	-4,17	3,13	0	0	0

$$x_e = 1$$

TAB.4.6(e) - $\epsilon_f=1,1$; $r=2,51$; $\chi=45,2$ e $\mu_0 H_{c2}=11$ Tesla; $u=0,39a_0$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$W (x10^{-3})$
0,10	10,55	491,5	117	58,2	7,02	1,21	11,0	8,46
0,20	11,25	370,6	82,7	21,9	5,55	2,53	11,5	14,0
0,30	12,05	324,1	67,5	12,8	4,31	3,37	10,2	14,5
0,40	12,95	310,7	58,5	8,93	3,29	3,68	8,36	12,1
0,50	14,15	294,8	52,4	6,98	2,41	3,45	6,27	8,30
0,60	15,85	301,5	47,7	5,95	1,66	2,79	4,23	4,64
0,70	18,35	323,1	44,2	5,47	1,05	1,92	2,49	2,01
0,80	22,45	369,8	41,3	5,47	0,560	1,027	1,16	0,572
0,90	31,75	493,1	39,0	6,49	0,196	0,301	0,304	0,0589

TAB.4.6(e) - continuação

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,10	-5,55	mínimo	0	-21,3	16,4	0	0	0
0,20	-8,04	mínimo	0	-32,5	24,4	0	0	0
0,30	-8,69	mínimo	0	-35,3	26,7	0	0	0
0,40	-8,38	mínimo	0	-33,4	25,0	0	0	0
0,50	-7,10	mínimo	0	-28,0	20,9	0	0	0
0,60	-5,21	mínimo	0	-20,7	15,5	0	0	0
0,70	-3,28	mínimo	0	-13,2	9,89	0	0	0
0,80	-1,64	mínimo	0	-6,57	4,93	0	0	0
0,90	-0,46	mínimo	0	-1,83	1,37	0	0	0

No desenvolvimento deste trabalho inicialmente considerou-se que a rede de discordâncias de rede de vórtices era quadrada ao invés de triangular⁽³⁾. Naquele caso para $x_e=1$ não havia ajuste com os dados experimentais, porém havia para $x_e=0,7$ em sistemas de mais baixo grau de otimização ($\epsilon_f=1,1$). Entretanto este sistema de rede quadrada não corresponde aos sistemas de menor energia.

Matsushita et al.⁽²⁰⁾ usando uma técnica AC, onde campos magnéticos DC e AC são superpostos e aplicados ao longo do eixo da amostra, mede a distância de interação u_i de aprisionamento.

O fluxo magnético entrando e saindo da amostra é medido como função da amplitude AC do campo. Usando a análise desenvolvida por Campbell⁽²¹⁾, é possível obter a curva de força em função da distância para a rede de vórtices aprisionada. A curva Fx_{u_i} apresenta comportamento análogo à deformação dos materiais (tensão σ x deformação ϵ) onde inicialmente uma região elástica e reversível é obtida, enquanto que depois ocorre a deformação plástica da rede.

A quantidade u_i dá o deslocamento médio necessário para que os vórtices cheguem ao estado crítico a partir do estado inicial livre de força de arraste.

A FIG.4.10 apresenta a curva de Fx_{u_i} .

A distância de interação u é obtida extrapolando-se a parte linear da curva Fx_{u_i} até o ponto onde esta reta se encontra com a reta constante para a qual F atinge seu valor máximo. O deslocamento no qual F atinge o valor de máximo é $2u$.

A FIG.4.11⁽¹⁹⁾ apresenta os dados de u em função de b para o NbTi para diversos graus de otimização.

Podemos observar que para a amostra 4A que é a de maior grau de otimização ($\epsilon_f=2,6$), a distância de interação u tem o mesmo comportamento do valor teórico calculado $u=0,39a_0$, $u=1,05\xi/b^{1/2}$, decrescente com b .

Para materiais somente tratados ($\epsilon_f=0$ - amostra 4), u apresenta um máximo para um determinado b , que depende do tempo de tratamento térmico.

A parte inicial crescente está de acordo com o segundo tipo de interação por nós estudados $u=0,39a_0$ $u=1,05\xi b^{1/2}$, porém depois do b_M o comportamento volta a ser decrescente com b e pode ser novamente dado por $u=0,39 = 1,05\xi/b^{1/2}$. Este fato pode explicar a boa concordância dos dados experimentais para $\epsilon_f=1,1$ (FIG.4.3(e)), onde a curva de F_p se ajusta bem aos dados experimentais para $b<0,4$ onde foi usado $u=1,05\xi b^{1/2}$.

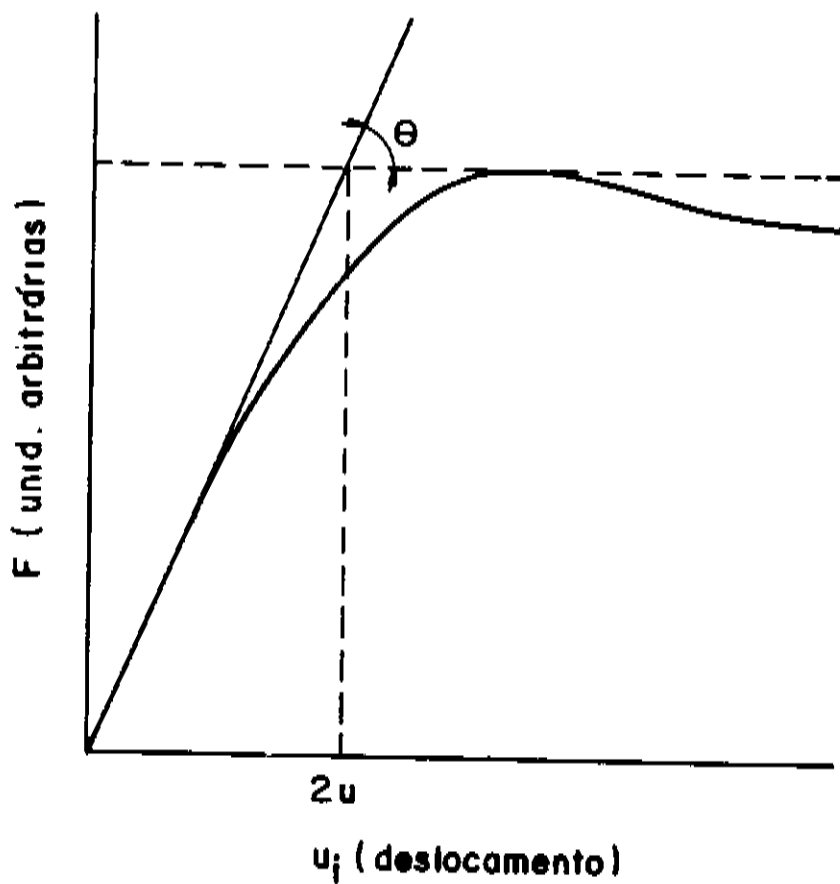


FIG.4.10 - FORÇA DE RESTAURAÇÃO (F) DA REDE DE VÓRTICES EM FUNÇÃO DO DESLOCAMENTO (u) PARA O CAMPO MAGNÉTICO APLICADO (B) FIXO.

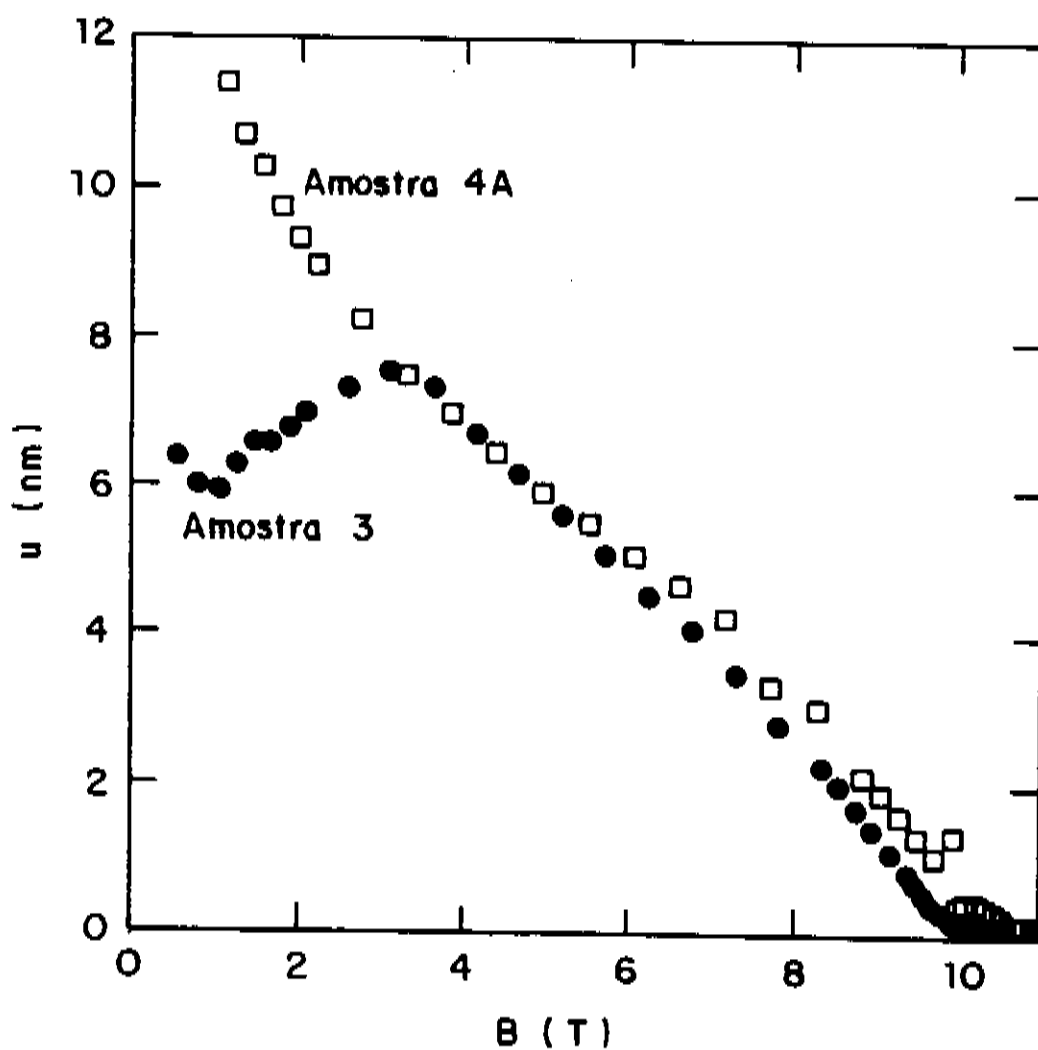


FIG.4.11 - DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO MEDIDA EXPERIMENTALMENTE ENTRE VÓRTICES E CENTROS DE APRISIONAMENTO (u_i) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO APLICADO (B) PARA NbTi, ONDE: (\square) AMOSTRA 4A: $\epsilon_f=2,6$ e (\bullet) AMOSTRA 3: $\epsilon_f=0$.

Se esta suposição estivesse correta, implicaria que para $b > 0,4$ haveria uma mudança de interação entre vórtices e centros de aprisionamento. Mais adiante será possível observar que outros valores de u são possíveis, no entanto, é necessário usá-los e calculá-los de uma maneira correta e consistente com as premícias da TACM.

Este rápido decréscimo de u com o aumento do campo magnético aplicado, representa segundo Matsushita et al.⁽¹⁹⁾, uma propriedade da rede de vórtices na região de saturação (explicação detalhada no CAP.1).

Da FIG.4.11 pode-se observar que à medida que θ cresce u diminui. O ângulo θ tem $\text{tg}\theta = \alpha_L$, onde α_L é o parâmetro de Labush que nada mais é que o módulo de Young para a rede de vórtices para pequenas deformações da rede. Logo, a medida que θ cresce, o valor de u para atingir o valor máximo de tensão elástica diminui e portanto a rede se torna mais frágil. Esta natureza frágil da rede de vórtices é considerada por Matsushita et al.⁽²⁰⁾ como sendo a causadora dos defeitos estruturais da rede de vórtices.

Em materiais que apresentam não saturação, u é decrescente com b em todo intervalo de campo. Isto significa, segundo a argumentação de Matsushita, que nestes materiais a rede de vórtices é frágil e muito defeituosa em toda região de b aplicado. No entanto estes materiais possuem centros de aprisionamento fortes que barrariam a propagação da deformação plástica.

A rede defeituosa é estabilizada pelos fortes centros de aprisionamento, que deixa de ser frágil. Por isto, as distâncias de interação u seriam maiores e α_L menores, sendo portanto a rede mais macia (comparação da amostra 4 com a 4A).

A interpretação acima está de acordo com os valores usados para u , onde $u = 1,05\xi/b^{1/2}$ seria para os não saturados e $u = 1,05\xi b^{1/2}$ para os saturados em campos baixos.

3 - SIMULAÇÃO PARA O Nb_3Sn

Neste item apresentaremos dados de simulação para o Nb_3Sn a fim de comparar com os dados experimentais de F_p , obtidos pelo processo bronze⁽²²⁾ do trabalho de Hascicek et al.⁽²³⁾.

A comparação de dados experimentais com teorias em compostos A15 é complexa e conceitualmente difícil. Medidas de corrente crítica j_c são muito sensíveis às irregularidades nos filamentos e variações locais na microestrutura, muito

comuns nestes materiais. A teoria deve explicar todas estas dificuldades.

A distribuição das inhomogeneidades ao longo dos filamentos requer uma análise estatística cuidadosa dos dados pois afeta as curvas de i_c (corrente crítica) em função de V (tensão que aparece na amostra após sofrer transição para o estado normal), ou seja, o critério de corrente. O critério de $10^{-14} \Omega m$ ($0,05 - 0,1 \mu V/cm$), determina o início do movimento dos vórtices na pior secção do filamento não correspondendo ao valor médio sobre todas as secções do fio.

Quanto mais inhomogênea a amostra e quanto mais exigente o critério de corrente usado, maior o erro pois mais distante estará a medida do valor médio.

A temperatura e tempo de reação influenciam na variação de x , T_c e B_{c2} chegando a 25% para estes e de 100-500% para tamanho de grão ⁽²⁴⁾.

No item 3.1 apresentaremos uma forma de determinar B_{c2} e x a partir dos dados experimentais, usando teoria de cisalhamento da rede de vórtices. No item 3.2 calcularemos B_{c2} e x a partir dos dados experimentais usando a análise feita no item 3.1. No item 3.3, são apresentados os dados de simulação comparados aos dados experimentais.

3.1 - B_{c2} e x em Nb_3Sn .

Neste item um breve estudo de como determinar B_{c2} e x em função de dados experimentais é apresentado.

3.1.1 - Teoria

Na análise de materiais supercondutores A15, o modelo mais comumente utilizado é o modelo de Kramer ⁽²⁵⁾, ou também denominado modelo de cisalhamento da rede de vórtices ("flux shear model").

Este modelo sugere que se o aprisionamento por contornos de grão pode ser evitado, a rede de vórtices sofre cisalhamento e pode se movimentar por caminhos localizados sobre os contornos de grãos. Isto ocorre pois existem partes dos contornos que são paralelas à força de Lorentz, havendo assim um grau de liberdade para a movimentação.

Alguns autores ⁽²⁶⁾⁻⁽²⁹⁾ propuseram algumas alterações ao modelo de Kramer. A potencialidade deste modelo reside no fato de muitos materiais, inclusive aqueles de importância tecnológica obtido pelo método bronze (Nb_3Sn) exibirem comportamento linear quando graficados $j_c^{1/2} B^{1/4} \times B$ numa faixa extensa de B . A representação $j_c^{1/2}$

$B^{1/4}$ é chamada de gráfico de Kramer ("Kramer Plot").

Nos modelos de cisalhamento de fluxo, j_c é proporcional à constante elástica de cisalhamento C_{66} . Também depende do tamanho de grão D , ou da densidade de discordâncias do material ρ_d $\left[D = 1/\rho_d^{1/2} \right]$ e do parâmetro de rede a_0 da rede de vórtices.

Kahan⁽³¹⁾ faz uma análise de três modelos: Kramer (KR)⁽²⁵⁾, Dew-Hughes (DH)⁽²⁸⁾ e Evetts e Plummer (EP)⁽²⁷⁾, usando duas expressões diferentes para C_{66} . Uma derivada por Labush⁽³¹⁾ (LB) e a outra por Brandt (BR), a última dada pela equação (3.1).

Através de ajustes de dados experimentais pelo método dos mínimos quadrados, observou que apenas alguns dos modelos resultam em valores realistas para D e χ .

Nos modelos citados as equações para F_p são dadas por:

$$KR - F_P^{KR} = \frac{1}{12\pi^2} \frac{D^2}{a_0(D - a_0)^2} C_{66} \quad (4.19)$$

$$EP - F_P^{EP} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(D - a_0)} C_{66} \quad (4.20)$$

$$DH - F_P^{DH} = \frac{1}{2\pi} \frac{\ln(D/a_0)}{D} C_{66} \quad (4.21)$$

A constante elástica C_{66} de Labush pode ser dada segundo Kahan por:

$$(C_{66})_{LB} \approx 3,6 \cdot 10^4 (B_{c2}/\chi)^2 (1 - b) \quad b > 0,5 \quad (4.22)$$

A equação (4.22) é um fator de dois menor que a original obtida por Labush.

Kahan afirma que se o cálculo de Labush for refeito cuidadosamente, este erro pode ser encontrado. Ainda mais, esta discrepância em C_{66} tem se perpetuado na literatura desde 1969.

Como já visto anteriormente, a constante elástica de C_{66} de Brandt é dada por:

$$(C_{66})_{BR} = \frac{B_{c2}^2}{8\mu_0 x^2} b(1 - 0,58b + 0,29b^2) (1 - b)^2 \quad (3.1)$$

para qualquer b e $x \gg 1$.

No processo de ajuste, M pontos experimentais foram ajustados através da minimização da função:

$$\sigma^2 = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \left[(j_{cal} - j_{exp})_n \right]^2 \quad (4.23)$$

Na verdade, por consistência com o gráfico de Kramer ($j_c^{1/2} B^{1/4}$) σ deve ser definido em termos de $j_c^{1/2}$.

Os melhores modelos devem apresentar as menores variâncias (σ). Outro fator a ser considerado é a consistência dos resultados com os dados experimentais. Um dado experimental importante que deve ser levado em conta é o valor de $b=b_M$, ou seja, o valor para o qual F_p apresenta o máximo. Sabe-se que para Nb_3Sn , $0,17 \leq b_M \leq 0,30$, sendo que os materiais otimizados apresentam $b_M=0,2$. Os parâmetros x , B_{c2} e D obtidos também devem ser consistentes com os dados experimentais.

Ao fazermos as combinações das equações (4.19) - (4.22) e da equação (3.1) temos que os modelos possíveis são: KR-LB, KR-BR, EP-LB, EP-BR, DH-LB e DH-BR.

Kahan concluiu que os modelos de EP-LB e DH-BR são inaplicáveis pois resultam em altos valores de σ e valores de x e D indeterminados. O modelo KR-LB apesar de apresentar σ pequeno e x e B_{c2} únicos, é insensível a D . Além disto para $0,20 < b_M < 0,43$, D é negativo.

Quanto a b_M , o modelo EP-LB não apresenta pico para F_p sendo decrescente em todo intervalo. Os picos b_M para DH-BR só existem para $b > 0,33$.

Os modelos aceitáveis são KR-BR, EP-BR e DH-LB. Quanto a variância temos que $\sigma_{KR-BR} > \sigma_{EP-BR} > \sigma_{DH-LB}$. O modelo KR-BR tem picos de F_p para $0,21 < b_M < 0,4$ mas não tem pico em $b_M=0,2$ que corresponde aos valores otimizados. Já EP-BR e DH-LB apresentam máximo de F_p em $b_M=0,2$. Para EP-BR $0,16 \leq b_M \leq 0,30$ e para DH-LB não há restrição para b_M .

Com estas condições, tanto o modelo EP-BR quanto o DH-LB poderia ser escolhido. No entanto Kahan em outro trabalho mostrou que o melhor modelo seria o DH-LB⁽³²⁾.

O argumento se resume a que em Nb₃Sn, o processo de otimização consiste em produzir uma estrutura de grão mais fina (D menores) e maiores valores de B_{c2}. Com isto, F_p cresce e os valores de b_M crescem à medida que D diminui. Portanto, b_M decresce com o aumento de D.

Dos cálculos de Kahan observa-se da FIG.4.12 que no modelo EP-BR o valor de b_M, onde F_p apresenta o máximo, cresce com o aumento de D. No modelo DH-BR, b_M decresce com D, estando portanto de acordo com os dados experimentais.

Assim o modelo que apresenta melhor concordância com os dados experimentais é o de DH-LB. A expressão para F_p neste caso fica sendo dada por:

$$F_{p}^{DH-LB} = \frac{5,73 \cdot 10^3}{x^2 D} \ln \frac{Db^{1/2}}{2,69\xi} (B_{c2}^{-B}) \quad (4.24)$$

e o gráfico de Kramer pode ser obtido por:

$$j_c^{1/2} B^{1/4} = \frac{7,57 \cdot 10^1}{x D^{1/2}} \left[\ln \frac{0,93 D}{\phi_0^{1/2}} + \frac{1}{2} \ln B \right]^{1/2} \frac{(B_{c2}^{-B})}{B^{1/4}} \quad (4.25)$$

Ainda houve por Kahan⁽³²⁾ uma modificação no modelo DH-LB onde é considerado o cisalhamento de vórtices ativado por fontes de Frank-Read. No modelo DH-LB como F_p é proporcional a ln(D/a₀), para F_p < 0 e portanto j_c pode ser negativo. Kahan propõe uma modificação de forma que F_p ∝ ln(1+D/a₀) e este problema pode ser evitado. Os resultados são próximos àqueles obtidos por DH-LB.

Nos casos que estudaremos para Nb₃Sn temos que D varia de 86 a 161nm, sendo que a₀ varia de 11 a 48nm para 1T < B < 20T. Portanto, como D > a₀ sempre, o modelo DH-LB pode ser usado sem problemas.

Desta forma, a partir do gráfico de Kramer j_c^{1/2} B^{1/4} x B dos dados experimentais, podemos tirar o valor de B_{c2} que corresponde a j_c^{1/2} B^{1/4} = 0.

A partir da inclinação da reta experimental, usando a equação (4.25) com D e B_{c2} substituídos, pode-se calcular o valor de x.

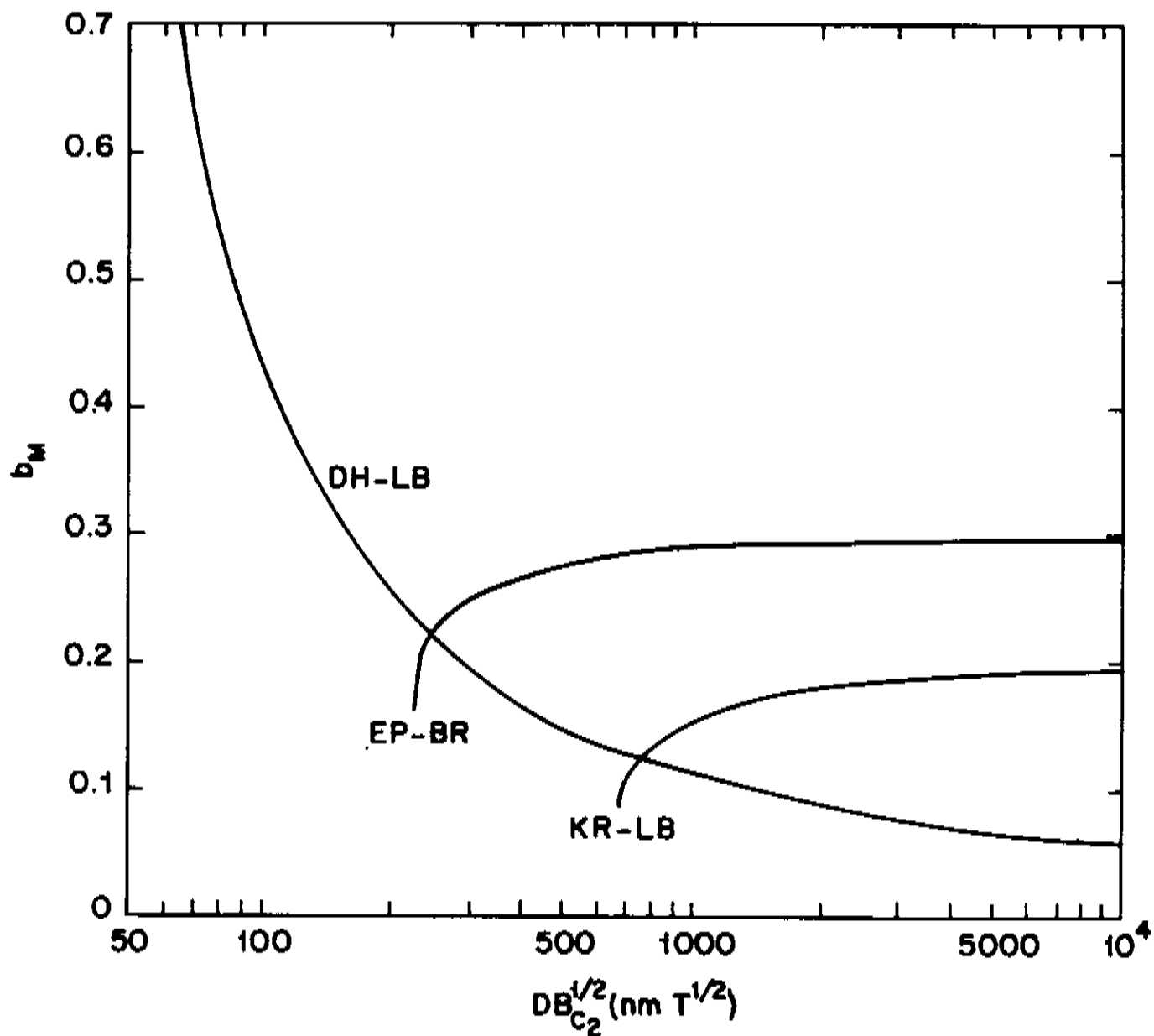


FIG.4.12 - VALORES DE b_M (ONDE F_p É MÁXIMO) EM FUNÇÃO DE $DB_{c2}^{1/2}$ PARA OS MODELOS DE CISALHAMENTO DE KRAMER-LABUSH (KR-LB), EVETTS-PLUMMER-BRANDT (EP-BR) e DEW - HUGHES - BRANDT (DH-BR).

3.1.2 - Cálculo de κ e B_{c2} a partir dos dados experimentais

A partir dos dados experimentais de Hascicek et al⁽²³⁾⁽³³⁾, os valores obtidos de B_{c2} para as diversas amostras são: B_{c2} (amostra A)=21,6 Tesla, B_{c2} (amostra B)=22,0 Tesla, B_{c2} (amostra C)=19,6 Tesla, B_{c2} (amostra D)=22,3 Tesla.

Precisamos também dos valores do tamanho de grão (D), que podem ser tirados da FIG.4.13. Estes valores são: D (amostra A)= 110 nm, D (amostra B)= 116 nm, D (amostra C)= 100 nm e D (amostra D)= 160 nm.

Com B_{c2} e D determinados e substituídos na equação (4.25), obtemos através do gráfico de Kramer para o modelo DH-LB, a equação da reta que contém a dependência com κ . A partir dos dados experimentais de $j_c^{1/2} B^{1/4}$ obtém-se a equação de reta, que comparada à obtida pelo modelo DH-LB nos fornece os valores de κ .

A TAB.4.7 nos fornece os dados de B_{c2} , D, κ e as equações das retas para os dados experimentais e para o modelo DH-LB.

As FIG.4.14 a 4.17 apresentam as retas para os valores experimentais no modelo DH-LB, para as amostras A, B, C e D.

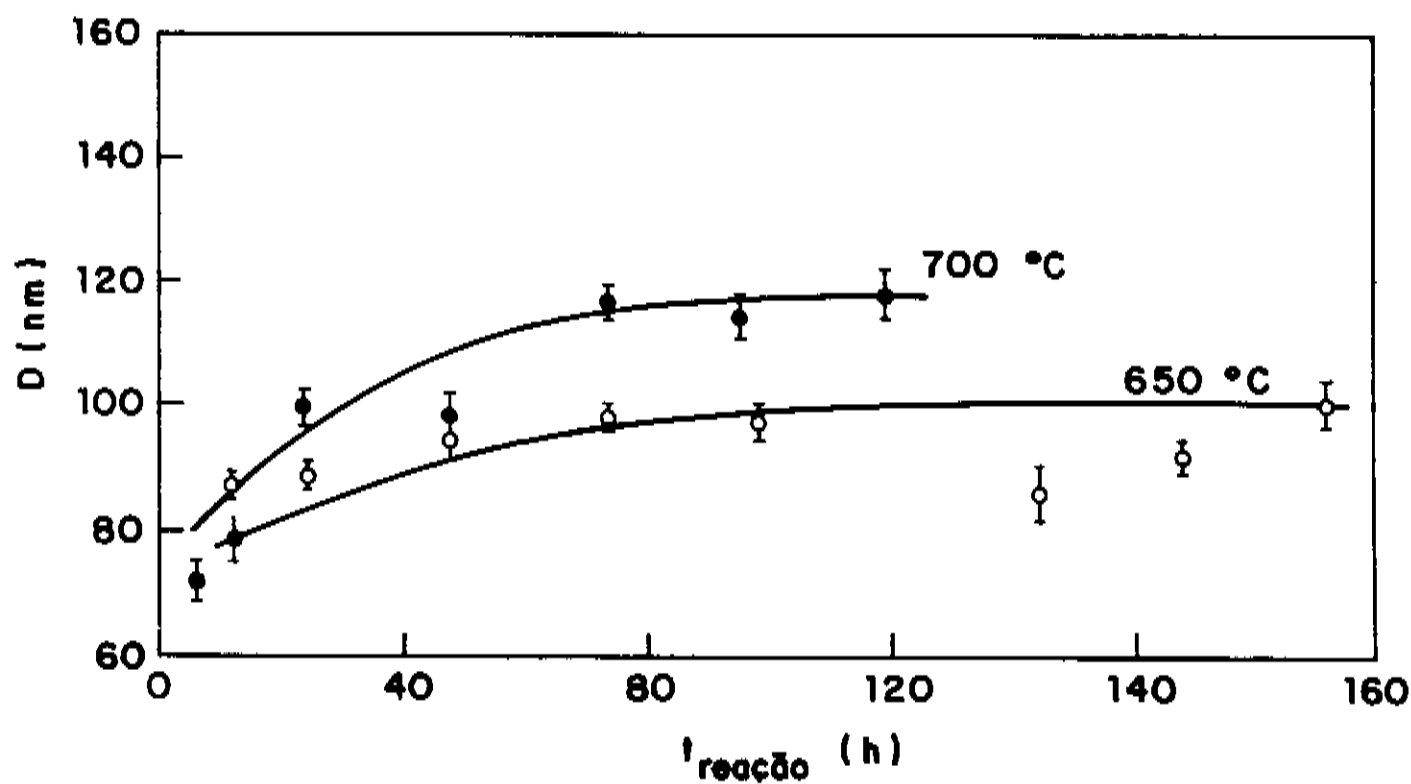
3.2. Comparação com os dados experimentais.

Com os valores de B_{c2} e κ determinados, só nos resta escolher o tipo de distância de interação vórtice - centro de aprisionamento a ser usado e também o valor de b ou B para qual será feito o ajuste. Faremos a simulação para os dois tipos de distância de interação vórtice-centro de aprisionamento, ou seja, $u=0,39a_0$ e $u=0,39a_0b$.

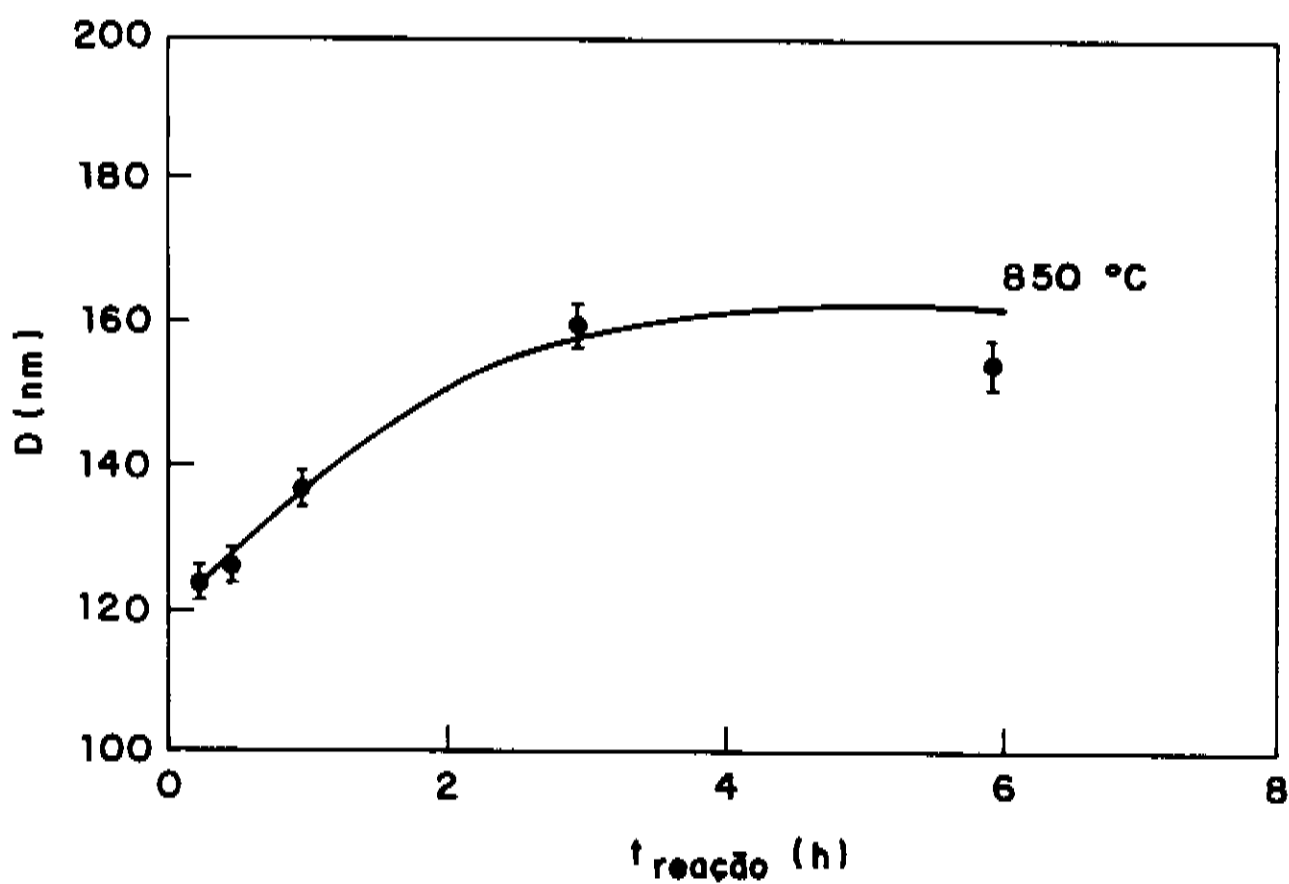
3.2.1. Simulação para $u=0,39a_0b$

Sabemos que o Nb_3Sn apresenta máximo de F_p para $0,17 < b_M < 0,30$, sendo que os materiais otimizados apresentam $b_M=0,2$. Na simulação para o NbTi, a escolha de $u = 0,39a_0b = 1,05 \xi b^{1/2}$ e $x_e=0$ resultam em F_p , dada pela equação (3.50), com máximo em $b_M=0,2$. Assim, a escolha de $u=0,39a_0b$ para o Nb_3Sn é justificada pelo ponto de máximo de F_p .

Quanto à escolha do ponto para qual deve ser feito o ajuste, será arbitrária, tendo em vista que os dados experimentais escolhidos não são apresentados com os pontos onde F_p é máxima (para seguir o mesmo critério usado em NbTi).



(a)



(b)

FIG.4.13 - TAMANHO DE GRÃO (D) DE Nb_3Sn EM FUNÇÃO DO TEMPO DE REAÇÃO ($t_{\text{reacção}}$). AS AMOSTRAS FORAM REAGIDAS À TEMPERATURA DE : (a) AMOSTRAS A e B - 700°C, AMOSTRA C - 650°C, (b) AMOSTRA D - 850°C.

TABELA 4.7 - DADOS DE B_{C2} , D (TAMANHO DE GRÃO) E χ PARA Nb_3Sn
 (33)(34)
 OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE.

AMOSTRA	B_{C2} (T)	D (nm)	χ	RETA EXPERIMENTAL	RETA MODELO DH-LB
A $\left\{ \begin{array}{l} t = 24 \text{ h} \\ T = 700^\circ\text{C} \\ p = 3000\text{psi} \end{array} \right.$	21,6	110	2 8,0	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,45 \cdot 10^5 - 6,43 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,67 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,89 \cdot 10^5}{\chi} B$
B $\left\{ \begin{array}{l} t = 96 \text{ h} \\ T = 700^\circ\text{C} \end{array} \right.$	22,0	116	2 4,1	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,64 \cdot 10^5 - 7,55 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,67 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,67 \cdot 10^5}{\chi} B$
C $\left\{ \begin{array}{l} t = 145 \text{ h} \\ T = 650^\circ\text{C} \end{array} \right.$	19,6	100	2 3,9	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,54 \cdot 10^5 - 7,89 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,94 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,82 \cdot 10^5}{\chi} B$
D $\left\{ \begin{array}{l} t = 6 \text{ h} \\ T = 850^\circ\text{C} \end{array} \right.$	22,3	160	2 8,9	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,28 \cdot 10^5 - 5,73 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,94 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,85 \cdot 10^5}{\chi} B$

TABELA 4.7 - DADOS DE B_{C2} , D (TAMANHO DE GRÃO) E χ PARA Nb_3Sn
 OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE (33)(34)

AMOSTRA	B_{C2} (T)	D (nm)	χ	RETA EXPERIMENTAL	RETA MODELO DH-LB
A $\left\{ \begin{array}{l} t = 24 \text{ h} \\ T = 700^\circ\text{C} \\ p = 3000 \text{ psi} \end{array} \right.$	21,6	110	2 8,0	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,45 \cdot 10^5 - 6,43 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,67 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,89 \cdot 10^5}{\chi} B$
B $\left\{ \begin{array}{l} t = 96 \text{ h} \\ T = 700^\circ\text{C} \end{array} \right.$	22,0	116	2 4,1	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,64 \cdot 10^5 - 7,55 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,67 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,67 \cdot 10^5}{\chi} B$
C $\left\{ \begin{array}{l} t = 145 \text{ h} \\ T = 650^\circ\text{C} \end{array} \right.$	19,6	100	2 3,9	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,54 \cdot 10^5 - 7,89 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,94 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,82 \cdot 10^5}{\chi} B$
D $\left\{ \begin{array}{l} t = 6 \text{ h} \\ T = 850^\circ\text{C} \end{array} \right.$	22,3	160	2 8,9	$J_C^{1/2} B^{1/4} = 1,28 \cdot 10^5 - 5,73 \cdot 10^3 B$	$J_C^{1/2} B^{1/4} = \frac{3,94 \cdot 10^6}{\chi} - \frac{1,85 \cdot 10^5}{\chi} B$

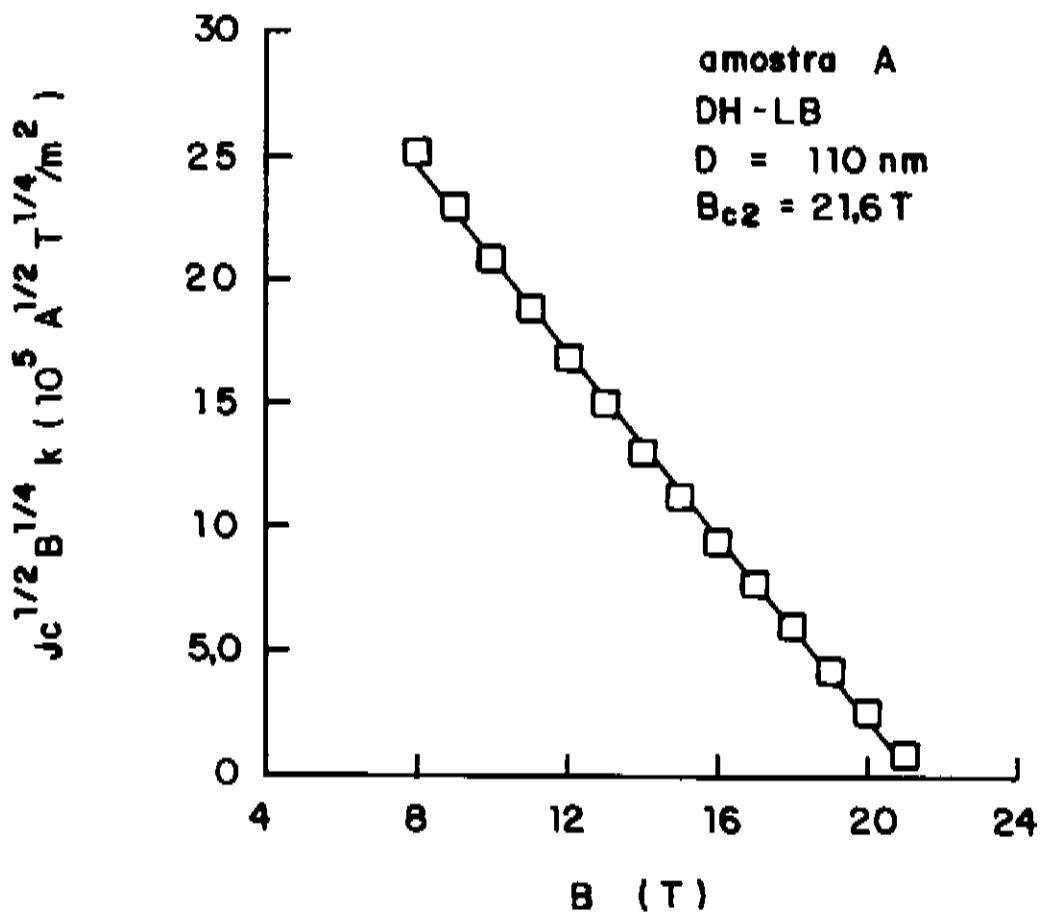


FIG.4.14 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA A FOI REAGIDA A 700 °C, POR 24 h, À UMA PRESSÃO DE Ar DE 3000 psi.

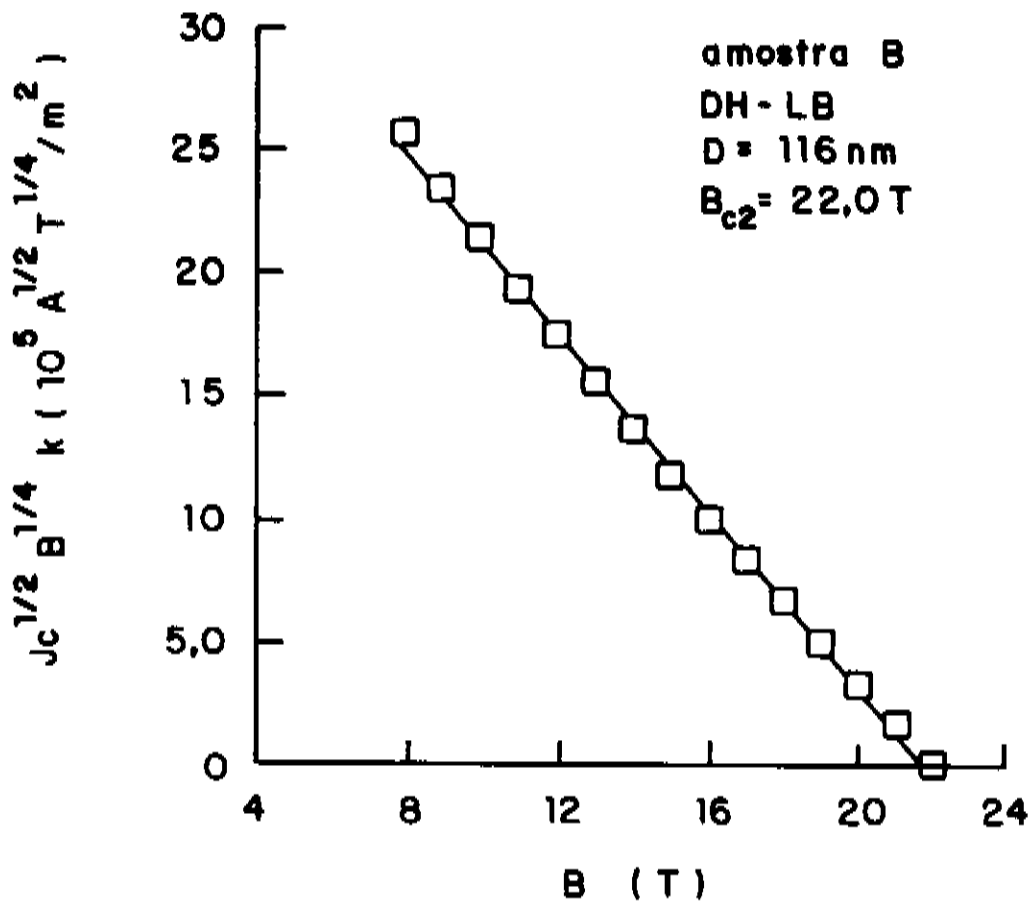


FIG.4.15 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA B FOI REAGIDA A 700 °C, POR 96 h.

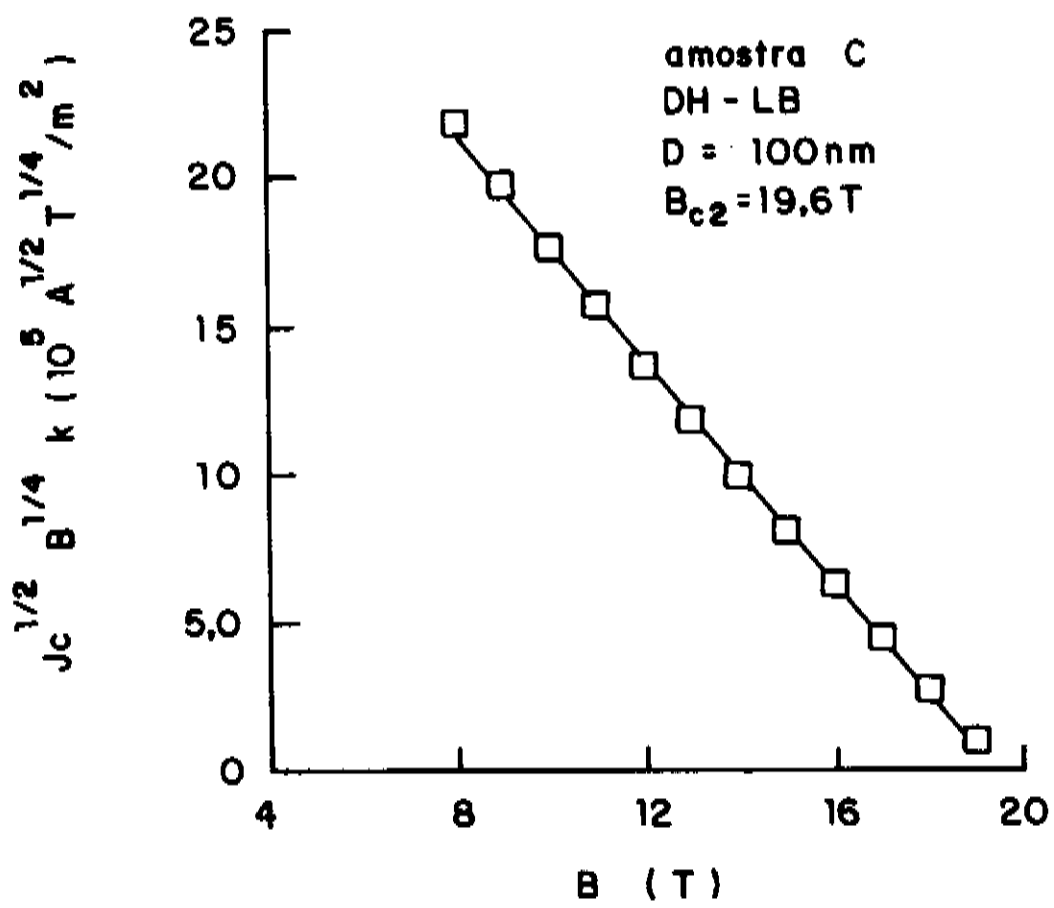


FIG.4.16 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA C FOI REAGIDA A 650 °C, POR 145 h.

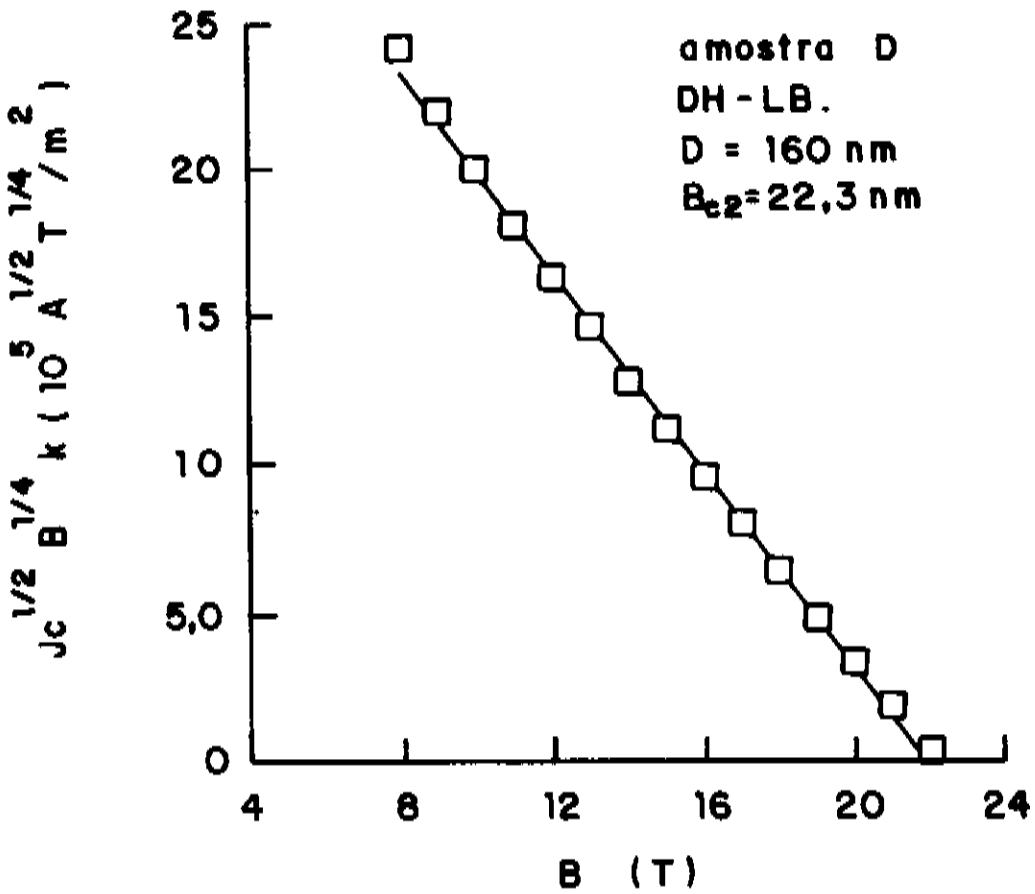


FIG.4.17 - GRÁFICO DE KRAMER PARA O MODELO DH-LB. A AMOSTRA D FOI REAGIDA A 850 °C, POR 6 h.

Com isto, escolhemos $B=12,0$ Tesla como sendo o ponto de ajuste. É um valor arbitrário mas pode-se argumentar que não é um valor muito baixo de campo ($\approx B_{c2}$) onde normalmente os gráficos de Kramer para os dados experimentais apresentam comportamento linear. Portanto, pode-se dizer que a escolha de $B=12,0$ Tesla é consistente com o tratamento feito dos dados.

A TAB.4.8 apresenta os dados de simulação para as amostras A, B, C e D para $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$, para o r de ajuste experimental e $r=1$.

As FIG.4.18(a-d) apresentam gráficos de Kramer para a reta experimental e simulada para as amostras A, B, C e D.

As FIG.4.19 a 4.22 graficam respectivamente V_c , W , F_p e e_T em função de b , para as amostras A, B, C e D em $x_e=0$ e $b>0,3$.

As amostras A e B segundo a FIG.4.21 apresentam praticamente a mesma densidade de força de aprisionamento F_p . No entanto a amostra B tem F_p ligeiramente maior. Quanto à densidade de energia total, a amostra A apresenta os menores valores. A amostra A tem volume de coerência (V_c) menor, porém a amostra B tem a interação de aprisionamento elementar (W) maior, conforme pode ser observado pelas FIG.4.19 e 4.20.

As inversões nos comportamentos dos parâmetros da TACM ocorrem para o Nb_3Sn , devido às diferentes combinações de B_{c2} e κ . Em $NbTi$ já vimos anteriormente que B_{c2} é fixo e somente κ varia com a otimização. Em Nb_3Sn , tanto κ quanto B_{c2} variam para diferentes otimizações (temperatura e tempos de reação variáveis), além disso, a amostra A tem ainda um outro grau de liberdade de variação que é a pressão (3000psi-Ar = 20MPa) sob a qual é feita a reação.

Dos dados de densidade de energia total e_T em função de b , observamos que na verdade a amostra A é a que apresenta a menor energia, sendo portanto o sistema mais estável.

Dos dados experimentais⁽³⁴⁾ sabe-se que as reações em alta pressão (amostra A) apresentam camadas de Nb_3Sn mais uniformes e maiores. Isto provavelmente ocorre devido a diminuição da nucleação de bolhas de Kirkendall na matriz de bronze. Com a diminuição das bolhas há redução do estanho residual na matriz, melhorando a estabilidade dos magnetos fabricados com estes fios através da redução da resistividade no estado normal.

Para Hacicek⁽³⁴⁾, a mostra A é a mais otimizada. Porém, cabe ressaltar que o parâmetro de otimização para ele é a corrente crítica (i_c), enquanto que para nós é a densidade de corrente (j_c).

TAB.4.8 - VALORES NUMÉRICOS DE SIMULAÇÃO AJUSTADOS PARA Nb₃Sn OBTIDO PELO MÉTODO DO BRONZE, PARA A DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO ENTRE VÓRTICES E CENTROS DE APRISIONAMENTO $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$.

TAB.4.8(a) - AMOSTRA A: $\xi=3,84\text{nm}$ e $B_{c2}=21,6$ Tesla

$r=6,30$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^4)$	$W (\times 10^{-2})$
0,37	7,27	124	107	12,3	24,6	20,0	25,1	49,4
0,47	7,33	111	95,0	8,66	15,8	18,2	17,9	28,7
0,57	7,39	101	86,3	6,54	9,98	15,3	12,4	15,2
0,67	7,45	94,2	79,6	5,17	6,00	11,6	8,02	6,96
0,77	7,54	88,9	74,3	4,25	3,15	7,42	4,46	2,34
0,87	7,63	84,7	69,9	3,58	1,23	3,45	1,84	0,426
0,97	7,81	82,1	66,2	3,11	0,124	0,397	0,190	0,00491

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,37	73,4	sela	123	-49,2	0	19,0	116	-12,8
0,47	60,4	sela	111	-50,3	0	16,4	109	-15,1
0,57	44,2	sela	90,7	-46,5	0	12,6	93,6	-15,6
0,67	28,2	sela	66,5	-38,1	0	8,50	71,9	-13,9
0,77	15,1	sela	41,4	-26,3	0	4,64	47,1	-10,3
0,87	5,49	sela	18,5	-13,0	0	1,65	22,3	-5,47
0,97	0,53	sela	2,11	-1,58	0	0,10	2,74	-0,73

$r=1$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (\times 10^3)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^{11})$	$j_c (\times 10^7)$	$W (\times 10^2)$
0,37	2,32	39,5	17,0	9,89	75,5	76,3	9,55	5,76
0,47	2,49	37,5	15,1	7,40	45,2	61,1	6,01	2,76
0,57	2,68	36,7	13,7	5,97	26,9	45,0	3,66	1,21
0,67	2,97	37,5	12,6	5,19	15,2	29,3	2,03	0,446
0,77	3,39	39,9	11,8	4,80	7,60	15,8	0,952	0,120
0,87	4,15	46,0	11,1	4,90	2,79	5,70	0,303	0,0159
0,97	6,90	72,4	10,5	6,92	0,253	0,365	0,0174	$9,22 \times 10^{-5}$

b	$e_T (\times 10^4)$	tipo de ponto	$e_{\text{dis}} (\times 10^3)$	$e_p (\times 10^4)$	e_{el}	$e_{\text{cc}} (\times 10^3)$	$e_{\text{hh}} (\times 10^3)$	$e_{\text{hhp}} (\times 10^3)$
0,37	-2,84	sela	-9,72	-1,87	0	-2,88	-5,25	-1,59
0,47	-2,56	sela	-8,71	-1,69	0	-2,49	-4,45	-1,77
0,57	-2,07	sela	-7,02	-1,37	0	-1,92	-3,40	-1,70
0,67	-1,46	sela	-4,91	-0,970	0	-1,29	-2,23	-1,39
0,77	-0,841	sela	-2,81	-0,560	0	-0,703	-1,19	-0,914
0,87	-0,320	sela	-1,05	-0,214	0	-0,250	-0,403	-0,399
0,97	-0,0212	sela	-0,0673	-0,0145	0	-0,0148	-0,0197	-0,0329

TAB.4.8(b) - AMOSTRA B: $\xi=3,8\text{nm}$ e $B_{c2}=22$ Tesla

$r=6,58$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^5)$	$W (\times 10^{-2})$
0,36	7,21	123	112	13,4	29,1	21,7	2,74	63,2
0,46	7,24	109	99,3	9,34	19,4	20,8	2,05	40,3
0,56	7,30	99,9	90,0	7,01	12,5	17,8	1,44	22,1
0,66	7,33	92,4	82,9	5,50	7,76	14,1	0,972	11,0
0,76	7,36	86,5	77,3	4,47	4,31	9,65	0,577	4,16
0,86	7,42	81,9	72,6	3,74	1,80	4,81	0,254	0,864
0,96	7,51	78,5	68,7	3,21	0,258	0,802	0,0380	$2,07 \times 10^{-2}$

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,36	123	sela	175	-52,0	0	27,4	163	-16,1
0,46	103	sela	160	-56,0	0	23,9	155	-19,5
0,56	79,4	sela	132	-53,0	0	18,7	134	-20,3
0,66	52,6	sela	98,4	-45,8	0	12,7	104	-18,5
0,76	29,0	sela	62,5	-33,6	0	7,14	69,5	-14,2
0,86	11,6	sela	29,4	-17,8	0	2,71	34,5	-7,89
0,96	1,48	sela	4,62	-3,14	0	0,250	5,85	-1,47

$r=1$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (\times 10^3)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^{12})$	$j_c (\times 10^7)$	$W (\times 10^2)$
0,36	2,31	39,4	17,1	9,92	109	11,0	13,9	12,0
0,46	2,47	37,3	15,1	7,36	65,1	8,85	8,75	5,77
0,56	2,67	36,5	13,7	5,91	38,9	6,58	5,34	2,56
0,66	2,94	37,0	12,6	5,09	22,2	4,36	3,00	0,966
0,76	3,33	39,1	11,7	4,66	11,3	2,42	1,45	0,273
0,86	4,05	44,7	11,0	4,71	0,435	0,922	0,487	$4,01 \times 10^{-2}$
0,96	6,27	65,5	10,4	6,19	0,0551	0,0890	0,0421	$4,90 \times 10^{-4}$

b	$e_T (\times 10^4)$	tipo de ponto	$e_{\text{dis}} (\times 10^3)$	$e_p (\times 10^4)$	e_{el}	$e_{\text{cc}} (\times 10^3)$	$e_{\text{hh}} (\times 10^3)$	$e_{\text{hhp}} (\times 10^3)$
0,36	-4,00	sela	-13,7	-2,63	0	-4,07	-7,42	-2,18
0,46	-3,63	sela	-12,4	-2,40	0	-3,55	-6,36	-2,45
0,56	-2,97	sela	-10,1	-1,97	0	-2,77	-4,90	-2,40
0,66	-2,13	sela	-7,17	-1,41	0	-1,89	-3,28	-2,00
0,76	-1,26	sela	-4,22	-0,842	0	-1,06	-1,80	-1,36
0,86	-0,510	sela	-1,68	-0,3414	0	-0,402	-0,652	-0,626
0,96	-0,0512	sela	-0,164	-0,0348	0	-0,0364	-0,0510	-0,0760

TAB.4.8(c) - AMOSTRA C: $\xi=4,03\text{nm}$ e $B_{c2}=19,6$ Tesla

$r=6,59$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$W (x10^{-2})$
0,40	7,24	124	113	13,8	21,9	15,9	20,3	34,8
0,50	7,27	112	101	9,90	14,6	14,8	15,1	21,5
0,60	7,30	102	92,3	7,56	9,45	12,5	10,6	11,8
0,70	7,33	95,2	85,5	6,02	5,68	9,43	6,87	5,36
0,80	7,39	89,7	80,0	4,97	2,87	5,76	3,68	1,65
0,90	7,45	85,3	75,4	4,20	0,956	2,28	1,29	0,218

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,40	95,2	sela	138	-42,6	0	21,3	131	-14,2
0,50	76,9	sela	121	-44,2	0	17,7	119	-16,2
0,60	55,4	sela	96,3	-41,0	0	13,2	99,2	-16,0
0,70	34,4	sela	67,8	-33,4	0	8,41	73,2	-13,7
0,80	17,5	sela	39,3	-21,8	0	4,19	44,6	-9,49
0,90	5,40	sela	14,5	-9,14	0	1,16	17,5	-4,16

$r=1$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$W (x10^1)$
0,40	2,37	40,6	17,2	10,4	80,4	7,75	9,89	62,3
0,50	2,55	39,1	15,4	7,98	48,2	6,04	6,16	29,1
0,60	2,76	38,6	14,0	6,57	28,4	4,33	3,68	12,3
0,70	3,07	39,9	13,0	5,81	15,7	2,69	1,96	4,22
0,80	3,57	43,3	12,1	5,52	7,35	1,33	0,848	0,977
0,90	4,56	52,1	11,4	5,91	2,24	0,379	0,215	0,0847

b	$e_T (x10^4)$	tipo de ponto	$e_{\text{dis}} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{\text{cc}} (x10^3)$	$e_{\text{hh}} (x10^3)$	$e_{\text{hhp}} (x10^3)$
0,40	-3,15	sela	-10,8	-2,08	0	-3,16	-5,71	-1,89
0,50	-2,74	sela	-9,13	-1,81	0	-2,63	-4,68	-2,00
0,60	-2,14	sela	-7,24	-1,42	0	-1,95	-3,44	-1,84
0,70	-1,43	sela	-4,82	-0,954	0	-1,25	-2,15	-1,42
0,80	-0,755	sela	-2,51	-0,504	0	-0,621	-1,04	-0,854
0,90	-0,226	sela	-0,739	-0,152	0	-0,173	-0,271	-0,296

TAB.4.8(d) - AMOSTRA D: $\xi=3,78\text{nm}$ e $B_{c2}=22,3$ Tesla

$r=6,70$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^4)$	$W (x10^{-2})$
0,36	7,18	122	114	13,6	18,8	13,8	17,2	25,9
0,46	7,21	108	101	9,49	12,7	13,3	13,0	16,9
0,56	7,24	98,6	91,2	7,09	8,38	11,8	9,45	9,89
0,66	7,27	91,2	84,0	5,57	5,25	9,42	6,40	4,95
0,76	7,30	85,3	78,2	4,52	2,92	6,46	3,81	1,89
0,86	7,36	80,9	73,6	3,79	1,22	3,23	1,68	0,395
0,96	7,42	77,2	69,6	3,24	0,178	0,550	0,257	$9,80 \cdot 10^{-3}$

b	e_T	tipo de ponto	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,36	92,6	sela	125	-32,8	0	19,7	117	-11,1
0,46	78,8	sela	115	-35,9	0	17,2	111	-13,5
0,56	60,0	sela	95,1	-35,1	0	13,4	95,8	-14,1
0,66	40,4	sela	70,6	-30,4	0	9,15	74,5	-12,9
0,76	22,6	sela	45,0	-22,4	0	5,13	49,7	-9,83
0,86	9,26	sela	21,2	-11,9	0	1,95	24,7	-5,48
0,96	1,19	sela	3,33	-2,14	0	0,180	4,18	-1,03

$r=1$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-2})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$W (x10^2)$
0,36	2,31	39,2	17,0	9,76	7,71	7,90	9,84	6,09
0,46	2,47	37,1	15,0	7,24	4,61	6,36	6,20	2,93
0,56	2,67	36,3	13,6	5,82	2,75	4,73	3,78	1,30
0,66	2,94	36,8	12,5	5,01	1,57	3,13	2,13	0,490
0,76	3,33	38,9	11,7	4,59	0,798	1,74	1,03	0,139
0,86	4,05	44,4	11,0	4,64	0,307	0,662	0,345	$2,04 \cdot 10^{-2}$
0,96	6,27	65,1	10,4	6,09	$3,89 \cdot 10^{-2}$	$6,39 \cdot 10^{-2}$	$2,99 \cdot 10^{-2}$	$2,49 \cdot 10^{-4}$

b	$e_T (x10^4)$	tipo de ponto	$e_{\text{dis}} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{\text{cc}} (x10^3)$	$e_{\text{hh}} (x10^3)$	$e_{\text{hhp}} (x10^3)$
0,37	-2,86	sela	-9,78	-1,88	0	-2,91	-5,30	-1,56
0,47	-2,60	sela	-8,84	-1,71	0	-2,54	-4,54	-1,76
0,57	-2,12	sela	-7,19	-1,40	0	-1,98	-3,50	-1,72
0,67	-1,52	sela	-5,12	-1,01	0	-1,35	-2,35	-1,43
0,77	-0,903	sela	-3,01	-0,602	0	-0,758	-1,29	-0,969
0,87	-0,364	sela	-1,20	-0,244	0	-0,287	-0,466	-0,448
0,97	-0,0366	sela	-0,117	-0,0249	0	-0,026	-0,036	-0,055

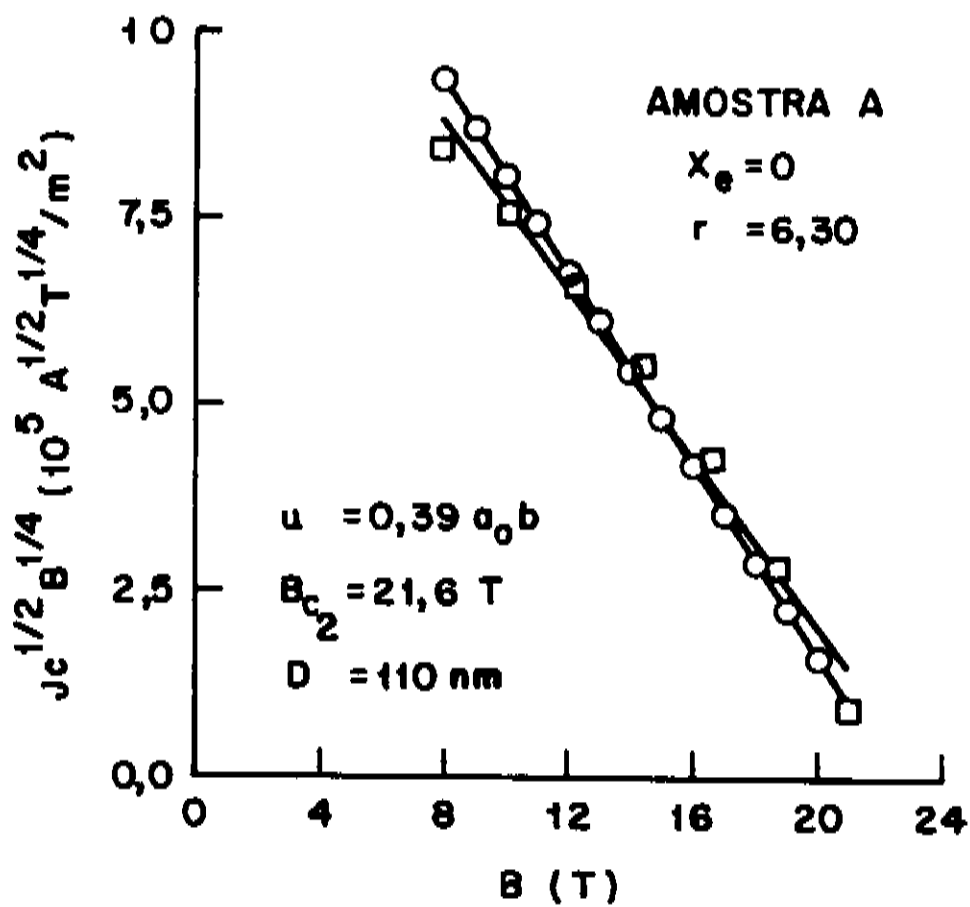


FIG. 4.18 (a)

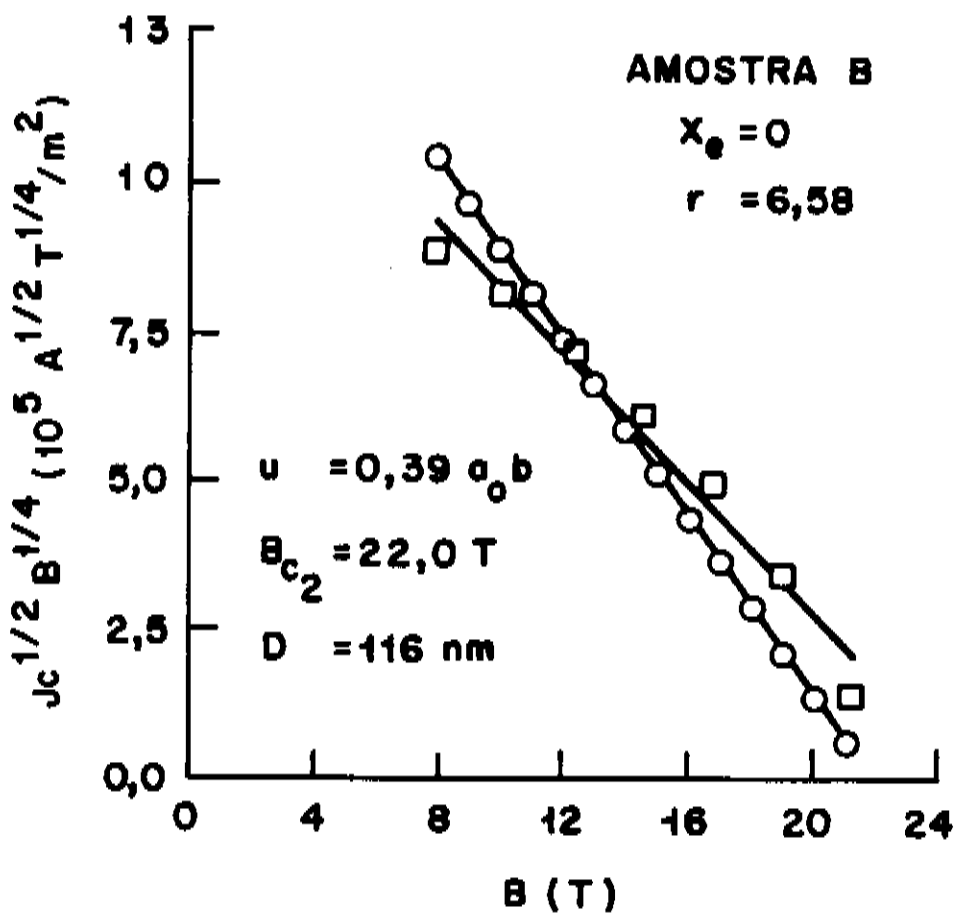


FIG. 4.18 (b)

FIG.4.18 - GRÁFICO DE KRAMER PARA Nb_3Sn PARA DADOS: (o) EXPERIMENTAIS e (□) SIMULADOS PARA $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$; (a) AMOSTRA A, (b) AMOSTRA B, (c) AMOSTRA C e (d) AMOSTRA D.

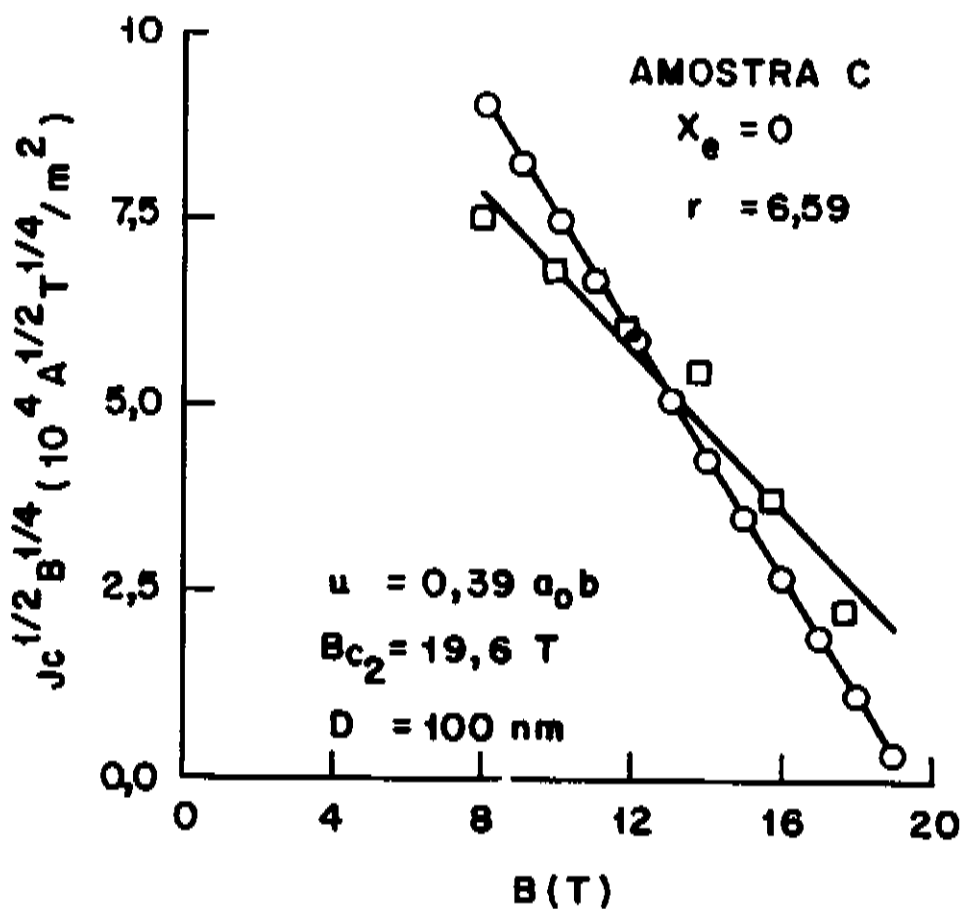


FIG. 4.18 (c)

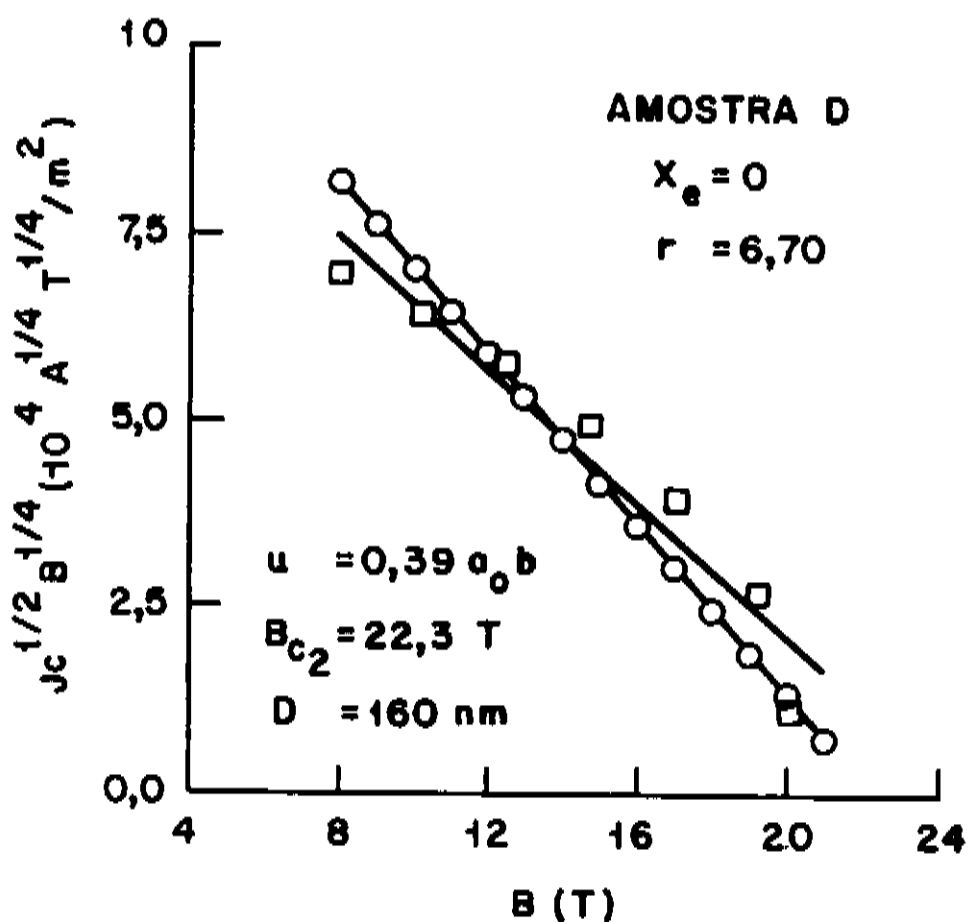


FIG. 4.18 (d)

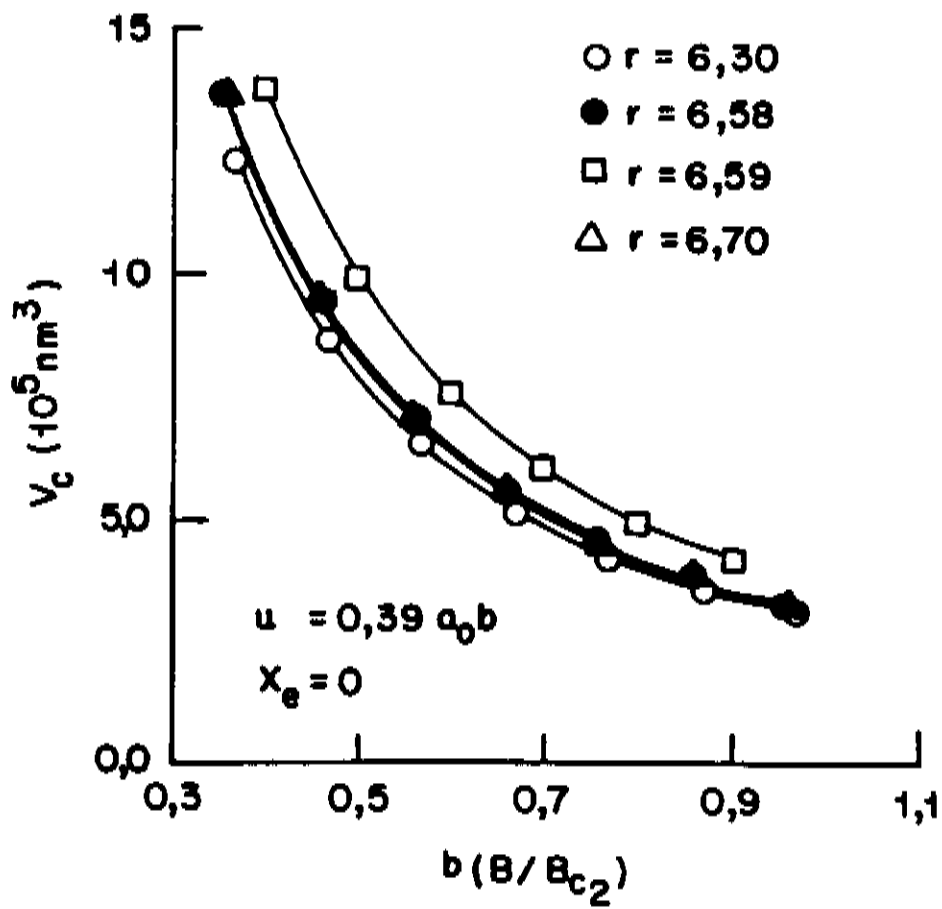


FIG.4.19 - VOLUME DE CORRELAÇÃO (V_c) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (\circ) AMOSTRA A, (\bullet) AMOSTRA B, (\square) AMOSTRA C e (\triangle) AMOSTRA D.

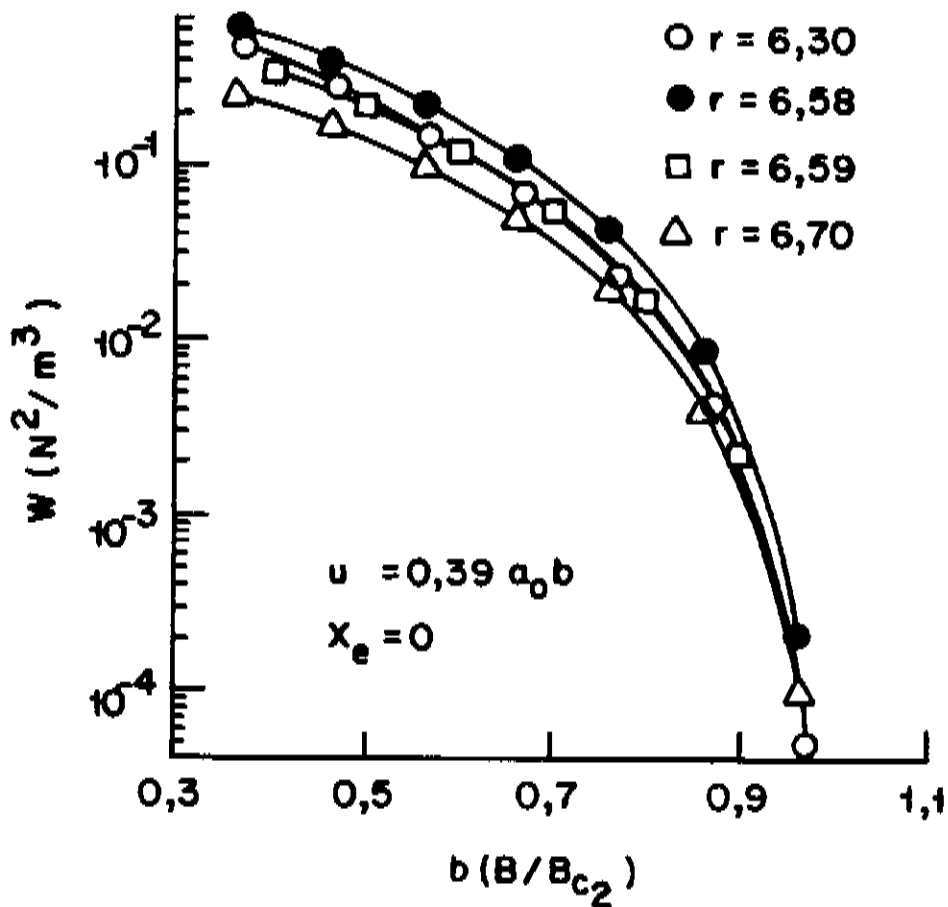


FIG.4.20 - INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR (W) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (\circ) AMOSTRA A, (\bullet) AMOSTRA B, (\square) AMOSTRA C e (\triangle) AMOSTRA D.

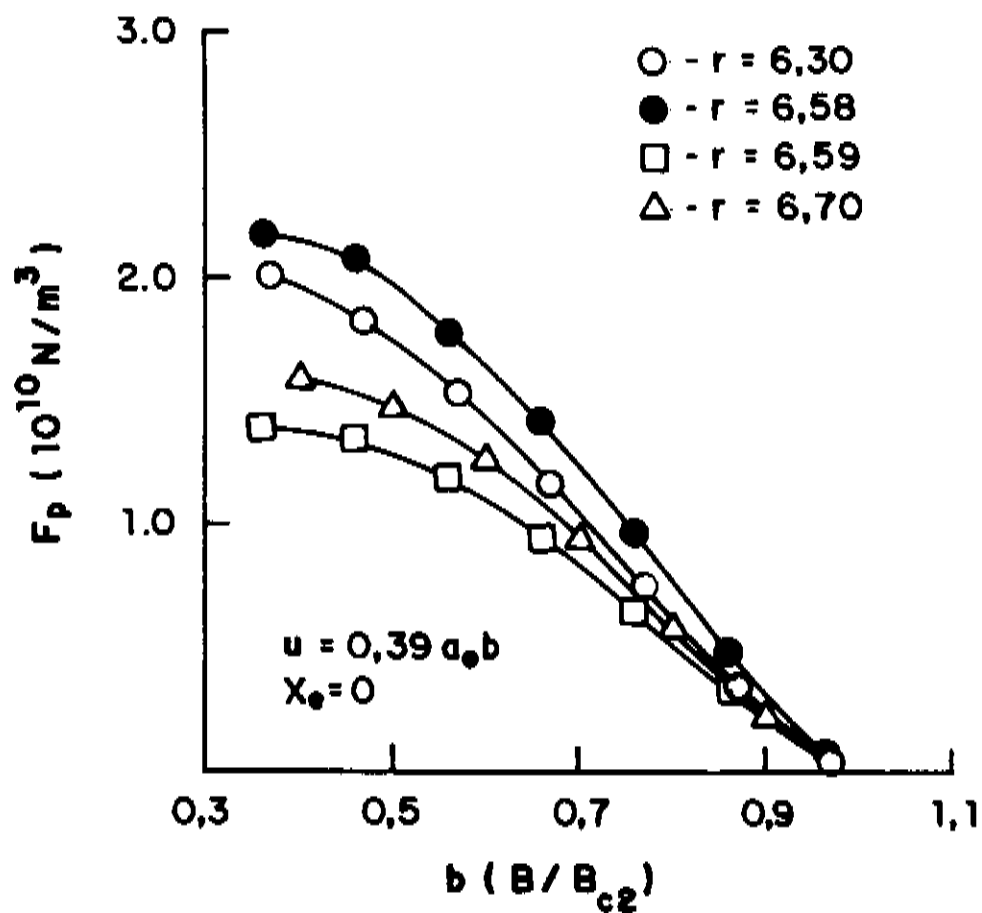


FIG.4.21 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO (F_p) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.

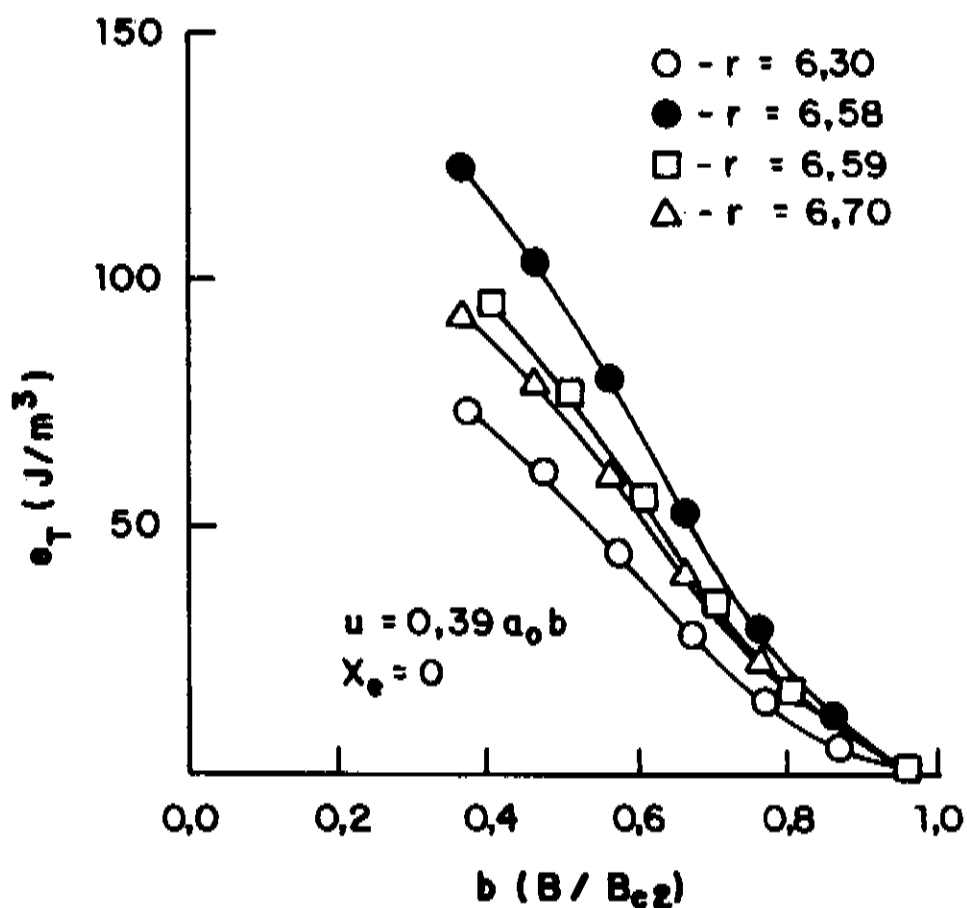


FIG.4.22 - DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_T) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (△) AMOSTRA D.

Quanto à variação do tamanho de grão D para as amostras A, B e C (110, 116 e 100nm), esperaria-se que a ordem fosse 100, 110 e 116 nm para as amostras A, B e C respectivamente.

Das FIG.4.18(a-d) observa-se que a curva de simulação para a amostra A é a que apresenta comportamento mais próximo do linear. A amostra A também é a que melhor se ajusta aos cálculos feitos pela TACM para $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$. Para as amostras B, C e D as curvas simuladas apresentam comportamentos não lineares e a concordância com resultados experimentais é pior.

3.2.2. Simulação para $u=0,39a_0$

Este valor de distância de interação u entre vórtices e centros de aprisionamento, apesar de fornecer as curvas de F_p com máximo em $b_M=0,2$, esperado para o Nb_3Sn , é o que apresenta as energias mais baixas.

Na TAB.4.9 são apresentados os valores de R_c reduzido (r) que melhor ajustam os dados experimentais para x_e variando de $x_e=0$ a 1. Também são apresentados os valores das energias totais correspondentes. Para $x_e=1$ os pontos ajustados são de mínimo, enquanto que para os outros valores de x_e , para os quais é possível ajuste, os pontos são de sela.

Observa-se da TAB.4.9 que os menores valores de energia ocorrem para $x_e=0,6$, para todas as amostras.

A escolha do ponto de ajuste também foi para $B=12,0$ T, da mesma forma como foi feito no item 3.2.1 para a distância de interação $u=0,39a_0b$.

A TAB.4.10(a-d) apresenta os dados simulados para as amostras A, B, C e D em $x_e=0,6$ para os valores de r que ajustam os dados experimentais. São apresentados também os cálculos para $r=1$.

As FIG.4.23(a-d) apresentam as curvas simuladas ajustadas aos dados experimentais de $j_c^{1/2} B^{1/4} \times B$ juntamente com as curvas para os dados experimentais.

Para esta escolha de u , a amostra C é a amostra que apresenta os menores valores de energia e maior densidade de força de aprisionamento, conforme pode ser observado nas FIG.4.26 e 4.27. Das FIG.4.24 e 4.25 observa-se que apesar das amostras A e B apresentarem os menores volumes de coerência (V_c), a amostra C é a que apresenta o maior valor da interação de aprisionamento elementar (W).

Aqui também as inversões nos comportamentos dos parâmetros da TACM podem ser atribuídos às diferentes combinações de B_{c2} e x .

TABELA - 4.9 - VALORES DE r E e_T (J/m^3) QUE AJUSTAM AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA AS AMOSTRAS A, B, C E D A DISTÂNCIA DE INTERAÇÃO USADA FOI $u=0,39 a_0$.

X_e	AMOSTRA A	AMOSTRA B	AMOSTRA C	AMOSTRA D
0,0	$r = 6,64$ $e_T = 34,5$	$r = 6,43$ $e_T = 16,6$	$r = 6,52$ $e_T = 16,1$	$r = 6,52$ $e_T = 21,0$
0,1	—	—	—	—
0,2	—	—	—	—
0,3	—	—	—	—
0,4	—	—	—	—
0,5	—	—	—	—
0,6	$r = 1,73$ $e_T = -106$	$r = 1,79$ $e_T = -115$	$r = 1,75$ $e_T = -76,0$	$r = 1,83$ $e_T = -66,8$
0,7	$r = 1,49$ $e_T = -76,0$	$r = 1,56$ $e_T = -45,0$	$r = 3,10$ $e_T = 7,10$	$r = 3,78$ $e_T = 3,30$
0,8	$r = 3,40$ $e_T = -5,30$	$r = 4,05$ $e_T = -8,60$	$r = 4,02$ $e_T = -6,10$	$r = 4,40$ $e_T = -5,60$
0,9	$r = 3,91$ $e_T = -14,8$	$r = 4,41$ $e_T = -16,0$	$r = 4,38$ $e_T = -11,0$	$r = 4,71$ $e_T = -11,5$
1,0	$r = 4,17$ $e_T = -20,6$	$r = 4,64$ $e_T = -24,0$	$r = 4,65$ $e_T = -16,7$	$r = 4,93$ $e_T = -16,0$

TAB.4.10(a) - AMOSTRA A: $\xi=3,84\text{nm}$ e $B_{c2}=21,6$ Tesla

$r=1,73$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-4})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^4)$	$W (\times 10^{-2})$
0,50	16,1	236	25,3	1,31	25,1	19,2	17,8	4,82
0,55	17,1	239	24,1	1,20	19,5	16,2	13,6	3,15
0,60	18,3	244	23,1	1,13	14,6	13,0	10,0	1,89
0,65	19,7	253	22,2	1,08	10,5	9,69	6,90	1,01
0,70	21,6	267	21,4	1,06	6,98	6,61	4,37	0,461
0,75	23,9	286	20,7	1,06	4,18	3,96	2,44	0,165
0,80	27,2	315	20,0	1,09	2,02	1,86	1,07	$3,76 \times 10^{-2}$
0,85	32,1	360	19,4	1,17	0,526	0,448	0,244	$2,36 \times 10^{-3}$
0,90	40,4	441	18,9	1,36	0,312	0,230	0,118	$7,15 \times 10^{-4}$

b	e_T	tipo	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,50	-138	sela	-234	-110	210	-194	31,4	-74,9
0,55	-109	sela	-204	-88,0	183	-170	31,3	-65,0
0,60	-81,9	sela	-169	-67,5	155	-144	30,0	-54,8
0,65	-57,0	sela	-135	-48,5	126	-118	27,7	-44,4
0,70	-35,6	sela	-102	-31,9	98,1	-92,1	24,5	-34,3
0,75	-18,7	sela	-72,2	-18,4	71,9	-67,8	20,5	-24,9
0,80	-6,59	sela	-46,6	-8,37	48,4	-45,9	15,8	-16,6
0,85	0,550	sela	-26,1	-1,96	28,6	-27,2	10,8	-9,63
0,90	1,12	sela	-11,2	-0,980	13,3	-12,7	5,94	-4,38

AMOSTRA A

r=1

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$W (x10^1)$
0,50	2,54	37,2	14,6	6,90	23,7	3,43	3,18	8,12
0,55	2,64	36,9	13,9	6,21	19,7	3,17	2,67	6,24
0,60	2,76	36,9	13,4	5,70	16,1	2,82	2,18	4,53
0,65	2,90	37,3	12,8	5,31	12,8	2,42	1,72	3,10
0,70	3,07	38,0	12,4	5,03	9,93	1,97	1,31	1,96
0,75	3,28	39,2	11,9	4,85	7,36	1,52	0,938	1,12
0,80	3,56	41,2	11,6	4,77	5,12	1,07	0,621	0,550
0,85	3,95	44,4	11,2	4,84	3,23	0,667	0,363	0,215
0,90	4,56	49,8	10,9	5,12	1,69	0,329	0,169	$5,56 \cdot 10^{-2}$

b	$e_T (x10^4)$	tipo	$e_{dis} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^2)$	$e_{hh} (x10^2)$	$e_{hhp} (x10^2)$
0,50	-2,96	sela	-10,00	-1,96	0	-23,3	-41,5	-35,5
0,55	-2,60	sela	-8,80	-1,72	0	-20,4	-36,1	-31,5
0,60	-2,22	sela	-7,48	-1,47	0	-17,3	-30,4	-27,1
0,65	-1,82	sela	-6,13	-1,21	0	-14,1	-24,6	-22,6
0,70	-1,43	sela	-4,80	-0,951	0	-11,0	-19,0	-18,0
0,75	-1,06	sela	-3,55	-0,707	0	-8,12	-13,8	-13,6
0,80	-0,725	sela	-2,41	-0,484	0	-5,50	-9,17	-9,46
0,85	-0,436	sela	-1,44	-0,292	0	-3,26	-5,31	-5,84
0,90	-0,208	selasela	-0,682	-0,140	0	-1,53	-2,39	-2,90

TAB.4.10(b) - AMOSTRA B: $\xi=3,8\text{nm}$ e $B_{c2}=22$ Tesla

$r=1,79$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^4)$	$w (\times 10^{-2})$
0,50	16,4	237	25,9	1,38	3,07	22,3	20,3	6,85
0,55	17,4	240	24,7	1,27	2,35	18,6	15,4	4,38
0,60	18,6	246	233,7	1,19	1,73	14,5	11,0	2,52
0,65	20,1	255	22,7	1,14	1,21	10,6	7,43	1,29
0,70	21,9	268	21,9	1,11	0,778	6,98	4,53	0,543
0,75	24,3	288	21,2	1,11	0,433	3,89	2,35	0,168
0,80	27,6	316	20,5	1,15	0,175	1,52	0,863	$2,65 \times 10^{-2}$
0,85	32,5	361	19,9	1,23	$2,33 \times 10^{-3}$	$1,88 \times 10^{-2}$	$1,01 \times 10^{-2}$	$4,38 \times 10^{-6}$
0,90	41,0	443	19,3	1,43	$8,33 \times 10^{-2}$	0,583	0,294	$4,85 \times 10^{-3}$

b	e_T	tipo	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,50	-145	sela	-294	-126	275	-245	46,8	-96,4
0,55	-112	sela	-252	-100	240	-214	46,0	-83,9
0,60	-80,0	sela	-208	-75,0	203	-182	43,7	-70,4
0,65	-52,5	sela	-166	-52,6	166	-148	40,0	-57,1
0,70	-29,4	sela	-125	-33,3	129	-116	35,0	-44,1
0,75	-11,8	sela	-88,4	-17,9	94,5	-85,3	28,9	-32,0
0,80	$-5,00 \times 10^{-2}$	sela	-56,9	-6,78	63,7	-57,7	22,1	-21,3
0,85	5,84	sela	-31,7	$-8,00 \times 10^{-2}$	37,6	-34,3	15,0	-12,4
0,90	1,53	sela	-13,5	-2,45	17,5	-16,0	8,21	-5,65

AMOSTRA B

r=1

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$W (x10^1)$
0,50	2,54	36,8	14,5	6,68	32,4	4,85	4,41	15,8
0,55	2,64	36,5	13,8	6,02	27,0	4,48	3,70	12,1
0,60	2,76	36,5	13,2	5,52	22,0	3,99	3,02	8,80
0,65	2,90	36,9	12,7	5,15	17,6	3,42	2,39	6,01
0,70	3,07	37,6	12,2	4,88	13,6	2,79	1,81	3,80
0,75	3,28	38,8	11,8	4,70	10,1	2,15	1,30	2,17
0,80	3,56	40,8	11,4	4,63	7,03	1,52	0,863	1,07
0,85	3,95	43,9	11,1	4,69	4,42	0,944	0,505	0,417
0,90	4,56	49,3	10,8	4,96	2,31	0,466	0,235	0,108

b	$e_T (x10^4)$	tipo	$e_{dis} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^3)$	$e_{hh} (x10^3)$	$e_{hhp} (x10^3)$
0,50	-4,14	sela	-14,0	-2,74	0	-3,26	-5,81	-4,97
0,55	-3,65	sela	-12,3	-2,41	0	-2,85	-5,05	-4,41
0,60	-3,10	sela	-10,5	-2,06	0	-2,42	-4,25	-3,80
0,65	-2,55	sela	-8,58	-1,69	0	-1,98	-3,44	-3,16
0,70	-2,00	sela	-6,72	-1,33	0	-1,55	-2,66	-2,52
0,75	-1,48	sela	-4,97	-0,991	0	-1,14	-1,93	-1,90
0,80	-1,01	sela	-3,38	-0,678	0	-0,770	-1,28	-1,32
0,85	-0,610	sela	-2,02	-0,409	0	-0,457	-0,743	-0,818
0,90	-0,292	sela	-0,955	-0,196	0	-0,214	-0,335	-0,406

TAB.4.10(c) - AMOSTRA C: $\xi=4,03\text{nm}$ e $B_{c2}=19,6$ Tesla

$r=1,75$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-3})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^4)$	$W (\times 10^{-2})$
0,50	16,2	248	26,9	1,55	3,74	24,1	21,9	9,00
0,55	17,2	251	25,6	1,43	2,89	20,2	16,7	5,84
0,60	18,4	258	24,5	1,34	2,15	16,1	12,2	3,46
0,65	19,9	266	23,6	1,29	1,53	11,9	8,31	1,82
0,70	21,7	281	22,7	1,26	1,01	8,05	5,23	0,813
0,75	24,1	302	21,9	1,26	0,592	4,71	2,85	0,279
0,80	27,3	332	21,9	1,30	0,274	2,12	1,20	$5,81 \cdot 10^{-2}$
0,85	32,2	379	20,6	1,39	$5,52 \cdot 10^{-2}$	0,396	0,212	$2,19 \cdot 10^{-3}$
0,90	40,7	465	20,0	1,61	$6,31 \cdot 10^{-2}$	0,391	0,198	$2,47 \cdot 10^{-3}$

b	e_T	tipo	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,50	-177	sela	-320	-144	287	-262	44,8	-102
0,55	-134	sela	-274	-115	250	-230	44,4	-88,8
0,60	-103	sela	-227	-87,8	212	-195	42,6	-74,6
0,65	-70,1	sela	-180	-62,1	173	-159	39,3	-60,3
0,70	-43,0	sela	-137	-40,7	135	-124	34,6	-46,7
0,75	-21,2	sela	-96,7	-23,0	98,6	-91,6	28,8	-33,9
0,80	-6,05	sela	-62,4	-10,0	66,4	-62,0	22,1	-22,6
0,85	2,55	sela	-34,8	-1,82	39,2	-36,8	15,1	-13,1
0,90	1,56	sela	-14,9	-1,75	18,2	-17,2	8,28	-5,96

AMOSTRA C

r=1

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-2})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$w (x10^1)$
0,50	2,54	39,1	15,4	7,97	3,65	4,58	4,16	16,7
0,55	2,64	38,7	14,6	7,18	3,04	4,23	3,49	12,8
0,60	2,76	38,7	14,0	6,59	2,48	3,76	2,85	9,33
0,65	2,90	39,1	13,5	6,14	1,98	3,22	2,25	6,38
0,70	3,07	39,9	13,0	5,82	1,53	2,63	1,71	4,03
0,75	3,28	41,2	12,5	5,60	1,14	2,03	1,23	2,30
0,80	3,56	43,3	12,1	5,52	0,790	1,43	0,814	1,13
0,85	3,95	46,6	11,8	5,59	0,497	0,890	0,476	0,443
0,90	4,56	52,2	11,4	5,92	0,260	0,440	0,222	0,114

b	$e_T (x10^4)$	tipo	$e_{dis} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^3)$	$e_{hh} (x10^3)$	$e_{hhp} (x10^3)$
0,50	-4,14	sela	-14,0	-2,74	0	-3,26	-5,81	-4,97
0,55	-3,65	sela	-12,3	-2,41	0	-2,85	-5,05	-4,41
0,60	-3,10	sela	-10,5	-2,06	0	-2,42	-4,25	-3,80
0,65	-2,55	sela	-8,58	-1,69	0	-1,98	-3,44	-3,16
0,70	-2,00	sela	-6,72	-1,33	0	-1,55	-2,66	-2,52
0,75	-1,48	sela	-4,97	-0,991	0	-1,14	-1,93	-1,90
0,80	-1,01	sela	-3,38	-0,678	0	-0,770	-1,28	-1,32
0,85	-0,610	sela	-2,02	-0,409	0	-0,457	-0,743	-0,818
0,90	-0,292	sela	-0,955	-0,196	0	-0,214	-0,335	-0,406

TAB.4.10(d) - AMOSTRA D: $\xi=3,78\text{nm}$ e $B_{c2}=22,3$ Tesla

$r=1,83$ (dados experimentais)

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (\times 10^5)$	$fN^{1/2} (\times 10^{-4})$	$F_p (\times 10^9)$	$j_c (\times 10^4)$	$W (\times 10^{-3})$
0,50	16,6	239	26,3	1,44	19,9	13,9	12,5	27,7
0,55	17,6	241	25,1	1,32	15,1	11,5	9,34	17,3
0,60	18,8	247	24,1	1,24	11,0	8,84	6,61	9,70
0,65	20,3	256	23,1	1,18	7,49	6,32	4,36	4,74
0,70	22,2	270	22,3	1,16	4,63	3,99	2,56	1,85
0,75	24,6	289	21,5	1,16	2,39	2,06	1,23	0,492
0,80	27,9	318	20,8	1,19	0,735	0,615	0,345	$4,53 \times 10^{-2}$
0,85	32,9	363	20,2	1,28	0,322	0,250	0,132	$8,05 \times 10^{-3}$
0,90	41,4	444	19,6	1,48	0,783	0,528	0,263	$4,13 \times 10^{-2}$

b	e_T	tipo	e_{dis}	e_p	e_{el}	e_{cc}	e_{hh}	e_{hhp}
0,50	-82,7	sela	-193	-78,0	189	-163	34,8	-65,1
0,55	-62,0	sela	-165	-61,3	165	-143	33,8	-56,7
0,60	-42,6	sela	-137	-45,3	139	-121	31,9	-47,6
0,65	-26,0	sela	-108	-31,2	114	-98,9	29,0	-38,6
0,70	-12,3	sela	-81,8	-19,0	88,4	-77,3	25,2	-29,8
0,75	-2,36	sela	-57,8	-9,45	64,9	-56,9	20,8	-21,7
0,80	3,85	sela	-37,1	-2,73	43,7	-38,5	15,8	-14,4
0,85	4,15	sela	-20,1	-1,08	25,8	-22,8	10,7	-8,40
0,90	1,07	sela	-8,70	-2,21	12,0	-10,7	5,81	-3,83

AMOSTRA D

r=1

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^3)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^{12})$	$j_c (x10^7)$	$W (x10^1)$
0,50	2,54	36,6	14,4	6,58	22,9	3,49	3,13	8,00
0,55	2,64	36,3	13,7	5,93	19,1	3,22	2,63	6,15
0,60	2,76	36,3	13,1	5,44	15,6	2,87	2,14	4,47
0,65	2,90	36,7	12,6	5,07	12,4	2,46	1,69	3,05
0,70	3,07	37,4	12,2	4,80	9,62	2,01	1,28	1,93
0,75	3,28	38,6	11,8	4,62	7,14	1,54	0,923	1,10
0,80	3,56	40,6	11,4	4,55	4,97	1,09	0,611	0,542
0,85	3,95	43,7	11,0	4,61	3,13	0,678	0,358	0,212
0,90	4,56	49,0	10,7	4,89	1,64	0,335	0,167	$5,48 \cdot 10^{-2}$

b	$e_T (x10^4)$	tipo	$e_{dis} (x10^3)$	$e_p (x10^4)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^3)$	$e_{hh} (x10^3)$	$e_{hhp} (x10^3)$
0,50	-2,96	sela	-10,0	-1,96	0	-2,32	-4,15	-3,55
0,55	-2,60	sela	-8,80	-1,72	0	-2,04	-3,61	-3,15
0,60	-2,21	sela	-7,48	-1,47	0	-1,73	-3,04	-2,71
0,65	-1,82	sela	-6,13	-1,21	0	-1,41	-2,46	-2,26
0,70	-1,43	sela	-4,80	-0,952	0	-1,10	-1,90	-1,80
0,75	-1,06	sela	-3,55	-0,708	0	-0,813	-1,38	-1,35
0,80	-0,726	sela	-2,41	-0,484	0	-0,550	-0,917	-0,946
0,85	-0,436	sela	-1,44	-0,292	0	-0,326	-0,531	-0,584
0,90	-0,208	sela	-0,682	-0,140	0	-0,153	-0,239	-0,290

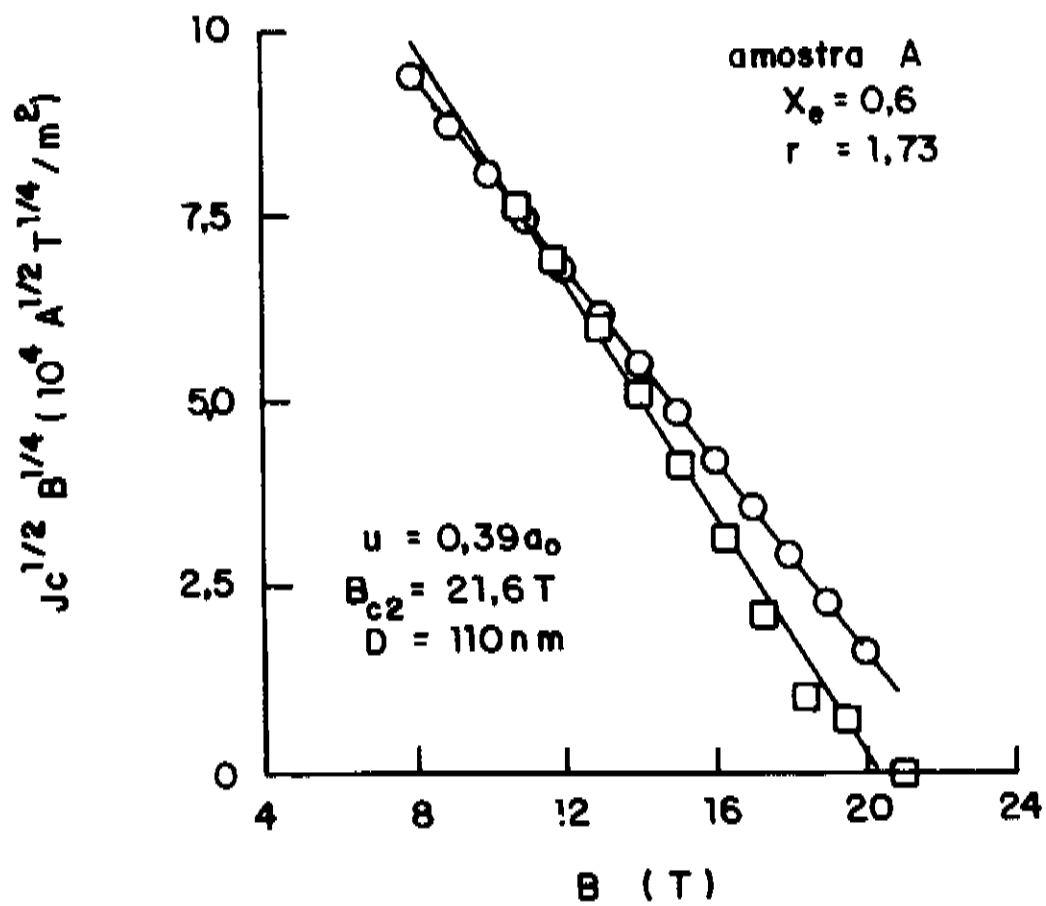


FIG. 4.23 (a)

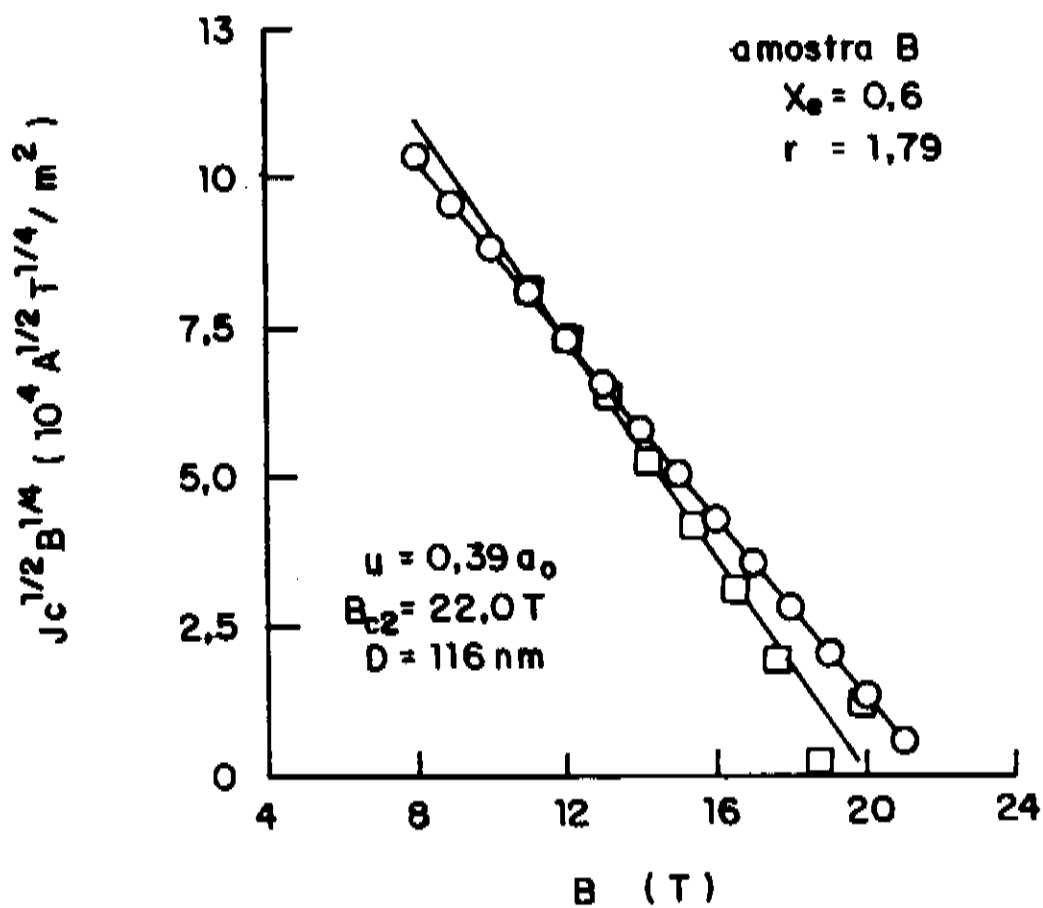


FIG. 4.23 (b)

FIG.4.23 - GRÁFICO DE KRAMER PARA Nb_3Sn PARA DADOS: (o) EXPERIMENTAIS e (□) SIMULADOS PARA $u=0,39a_0$ e $x_e=0,6$; (a) AMOSTRA A, (b) AMOSTRA B, (c) AMOSTRA C e (d) AMOSTRA D.

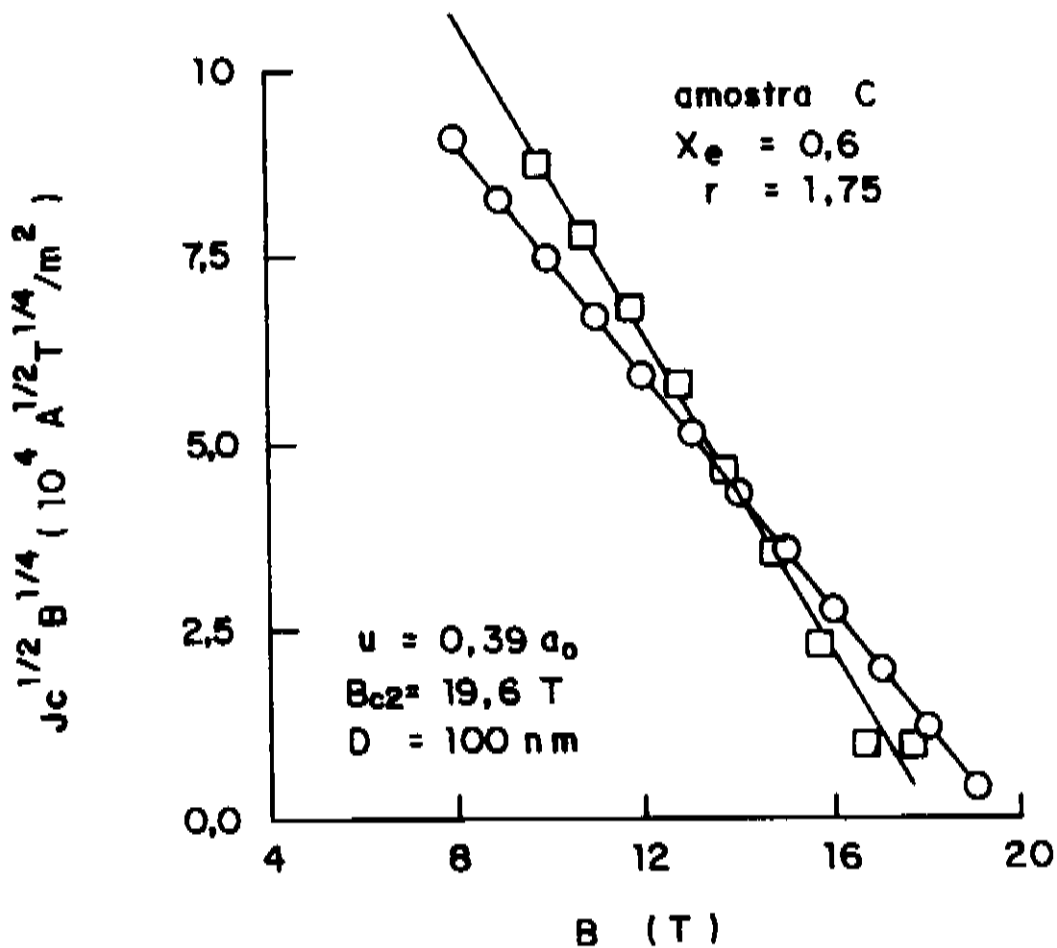


FIG. 4.23 (c)

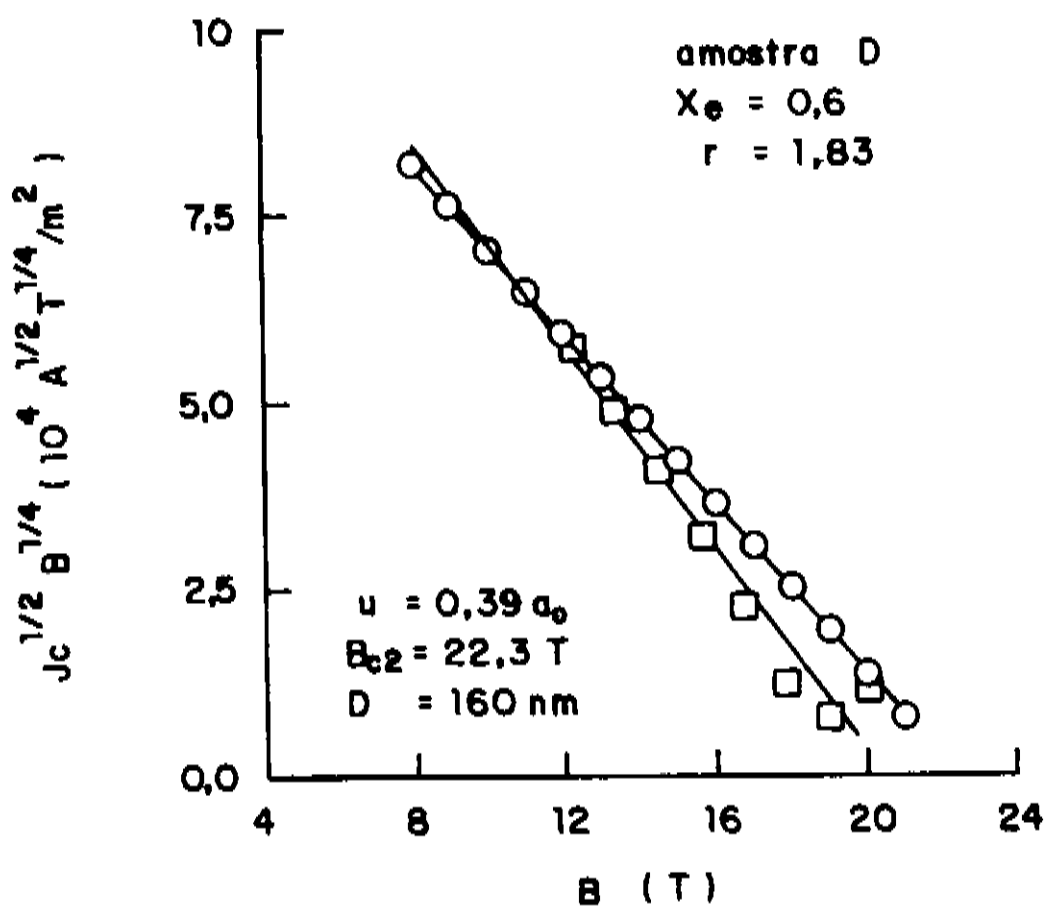


FIG. 4.23 (d)

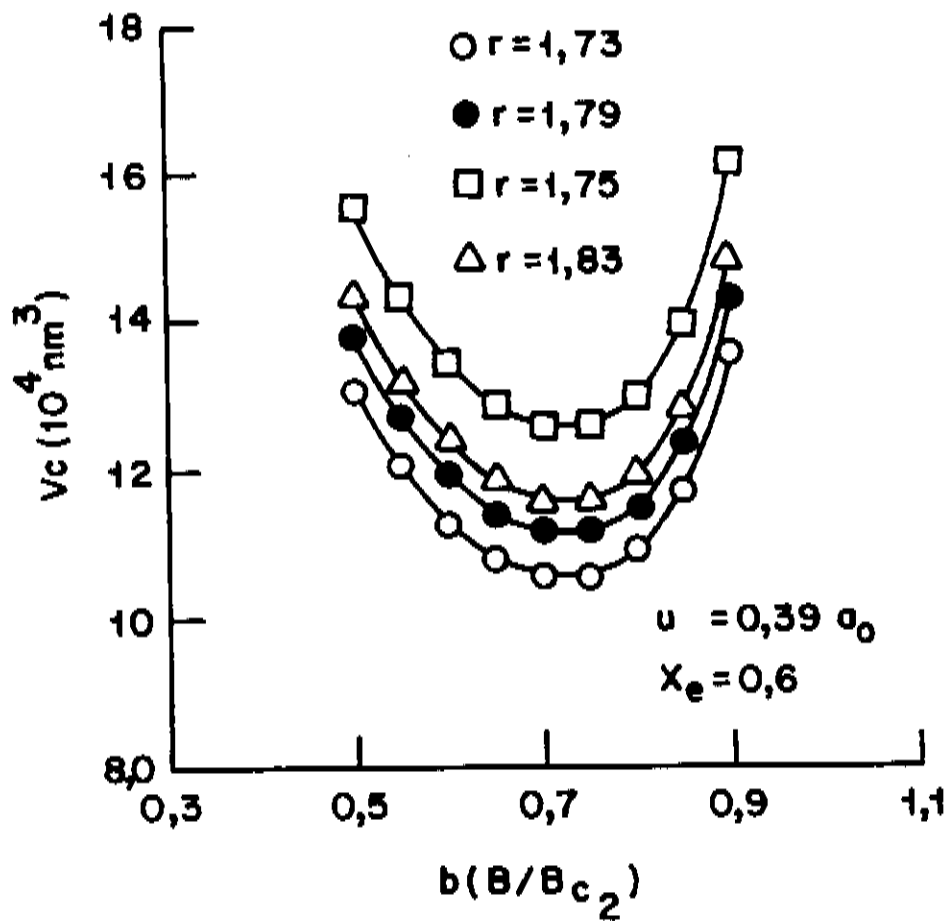


FIG.4.24 - VOLUME DE CORRELAÇÃO (V_c) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (\circ) AMOSTRA A, (\bullet) AMOSTRA B, (\square) AMOSTRA C e (\triangle) AMOSTRA D.

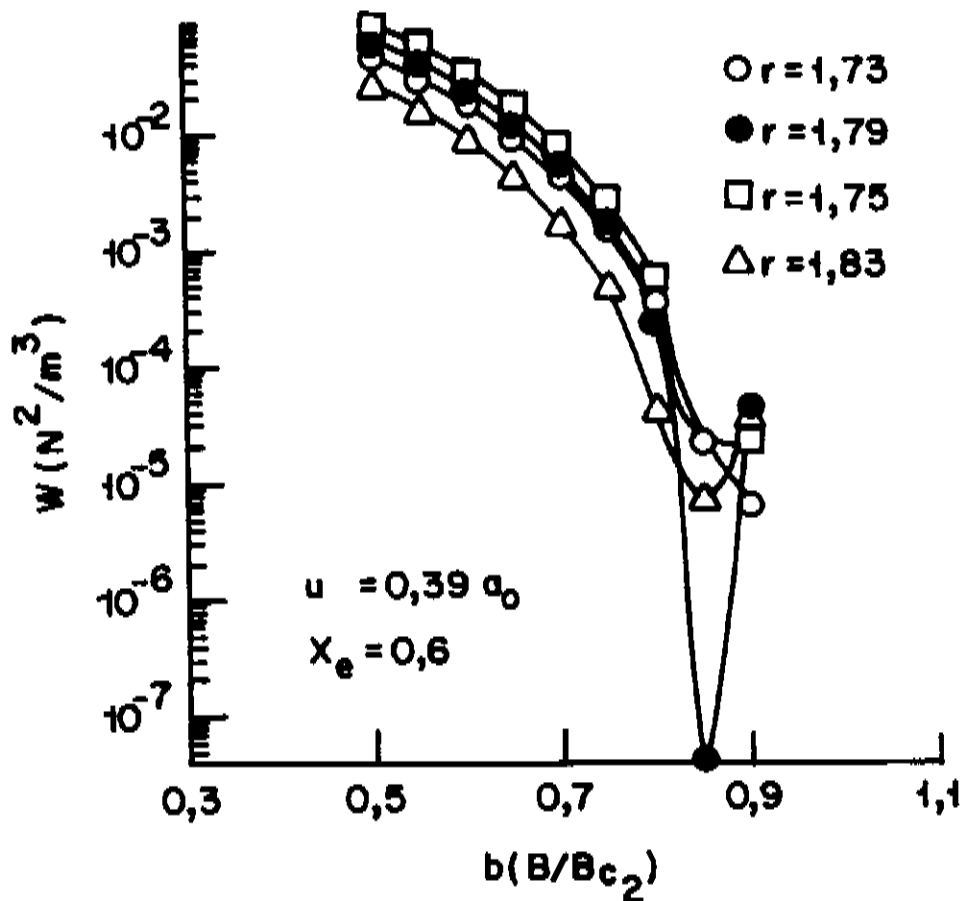


FIG.4.25 - INTERAÇÃO DE APRISIONAMENTO ELEMENTAR (W) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb_3Sn : (\circ) AMOSTRA A, (\bullet) AMOSTRA B, (\square) AMOSTRA C e (\triangle) AMOSTRA D.

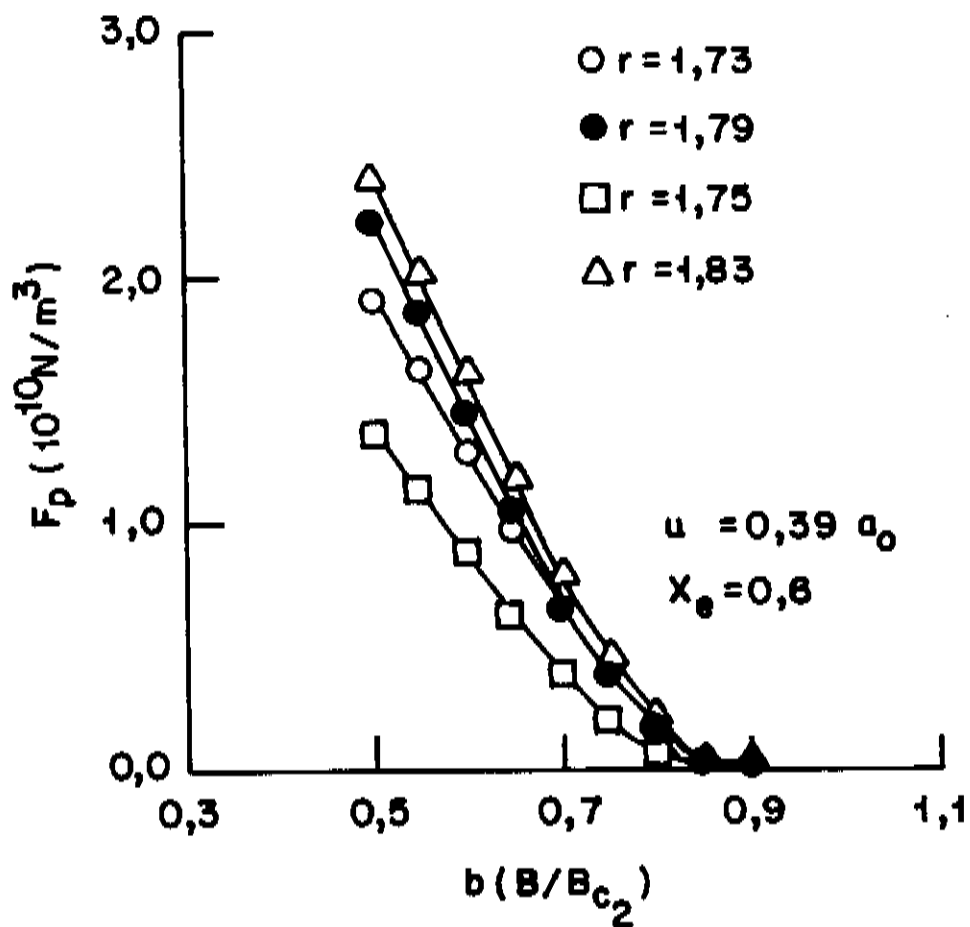


FIG.4.26 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO (F_p) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb₃Sn: (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (Δ) AMOSTRA D.

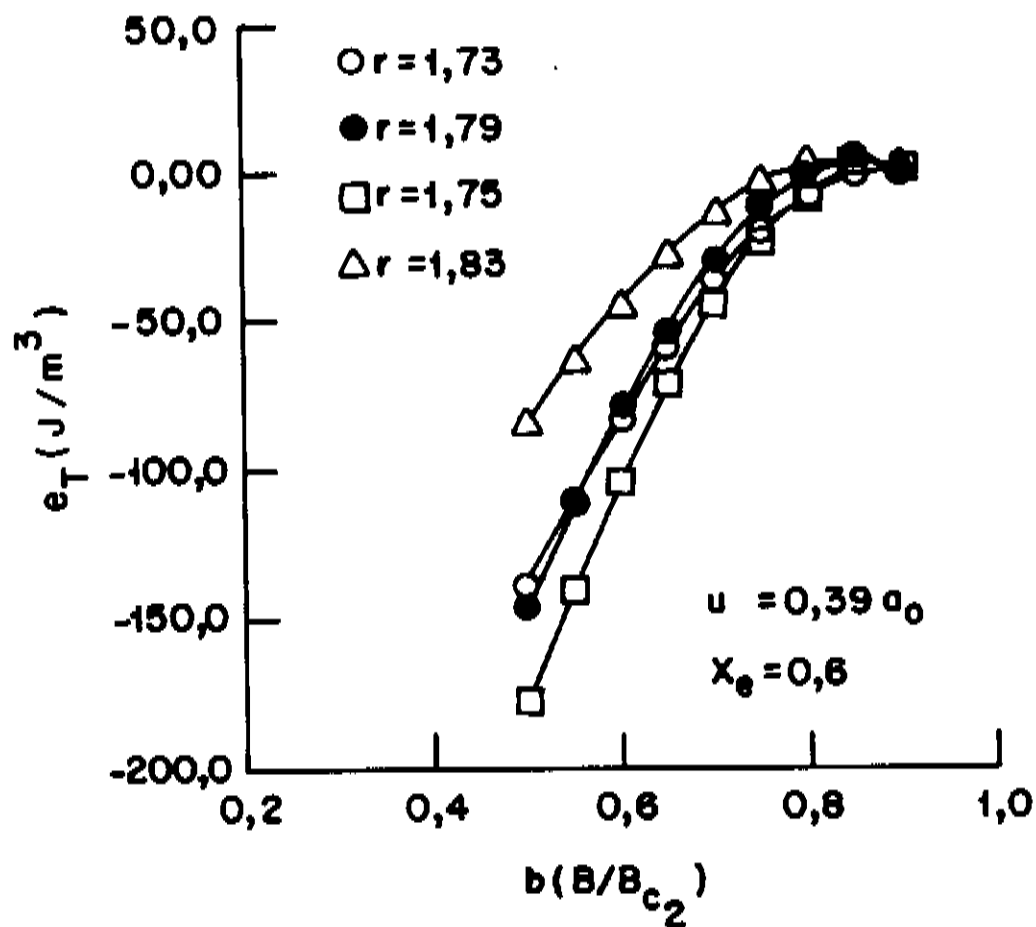


FIG.4.27 - DENSIDADE DE ENERGIA TOTAL (e_T) EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO (b) PARA AMOSTRAS DE Nb₃Sn: (○) AMOSTRA A, (●) AMOSTRA B, (□) AMOSTRA C e (Δ) AMOSTRA D.

Quanto à coerência dos resultados com a variação do tamanho de grão, o resultado de simulação é coerente com os dados experimentais pois a amostra C é a que tem menor tamanho de grão D.

Das FIG.4.23(a-d) pode-se observar que a concordância dos dados experimentais com os cálculos feitos pela TACM é relativamente boa.

Tanto para as simulações feitas para $u=0,39a_0$ quanto para $u=0,39a_0b$, observa-se que há campo para otimização destes materiais.

Para o caso de $x_e=0$ e $u=0,39a_0b$ a TACM prevê que as densidades de corrente crítica podem ser melhoradas da ordem de 300 vezes para a amostra A, 350 vezes para as amostras B e C e 400 vezes para a amostra D.

Para o caso de $x_e=0,6$ e $u=0,39a_0$ a TACM prevê que as densidades de corrente crítica podem ser melhoradas da ordem de 200 vezes para a amostra A, 250 vezes para as amostras B e C e 300 vezes para a amostra D.

As FIG.4.28 a FIG.4.31 graficam a função $g(r,l)$ para as amostras A, B, C e D, para os dois tipos de interação u e o respectivo x_e .

Para $u=0,39a_0b$ e $x_e=0$, $g(r,l)$ é aproximadamente constante até $b=0,6$. Para $b>0,6$ cresce rapidamente até $b=1$.

Para $u=0,39a_0$ e $x_e=0,6$, $g(r,l)$ é decrescente até $b=0,82$. Para $b>0,82$ $g(r,l)$ volta a crescer.

Das equações (4.17) e (4.18) podemos calcular as densidades de corrente crítica longitudinal e transversal para a amostra A, já que pelos dois tipos de interação esta mostrou ser a amostra mais otimizada .

Também da TACM é possível calcular a máxima corrente possível que corresponde a $x_e = 0$ e $r = 1$.

Por consistência com as análises anteriores, usaremos o ponto de ajuste como sendo $B = 12,0$ Tesla que resulta em $b = 0,56$ para a amostra A. Fazendo os cálculos descritos temos que para:

amostra A

$$j_c^{\text{long}} = 5,50 \cdot 10^7 \left[\text{A/cm}^2 \right] \text{ e } j_c^{\text{trans}} = 1,05 \cdot 10^7 \left[\text{A/cm}^2 \right]$$

$$j_c^{\text{TACM}} (x_e=0, u=0,39a_0b) = 3,66 \cdot 10^7 \left[\text{A/cm}^2 \right]$$

$$j_c^{\text{TACM}} (x_e=0,6, u=0,39a_0) = 2,67 \cdot 10^7 \left[\text{A/cm}^2 \right]$$

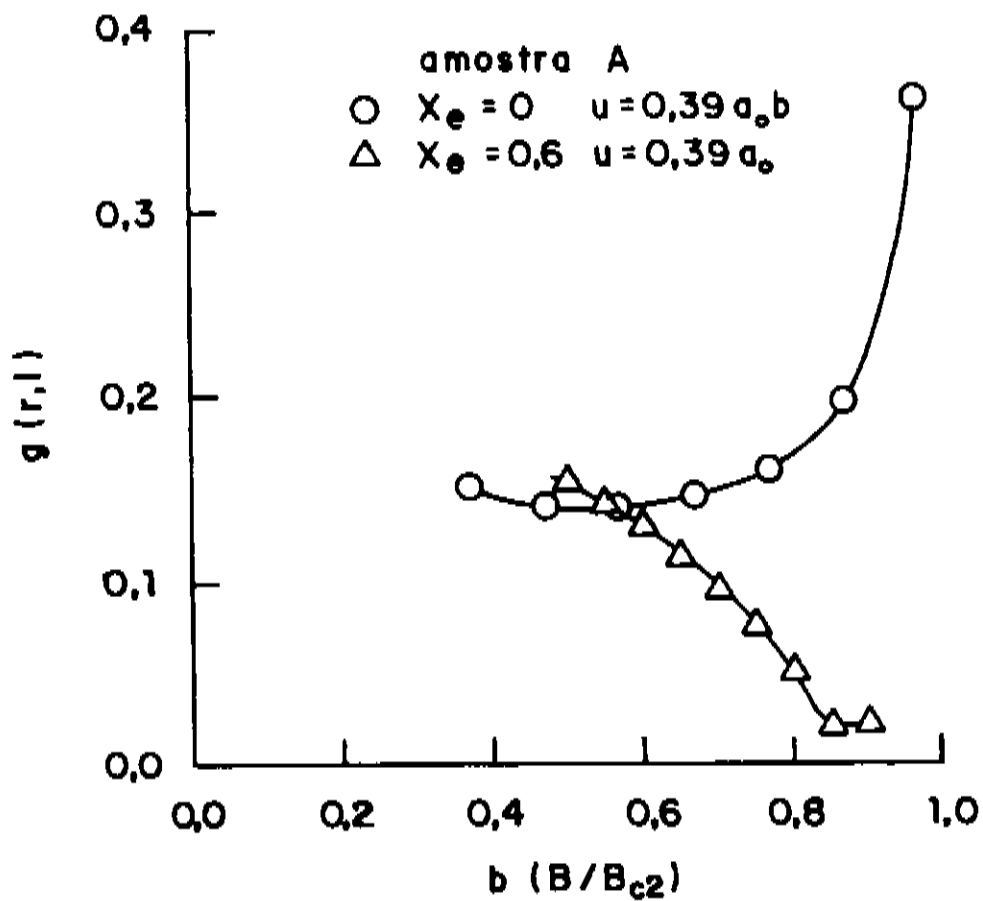


FIG.4.28 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA A DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=21,6$ Tesla, $\chi=28,0$ e $D=110$ nm.

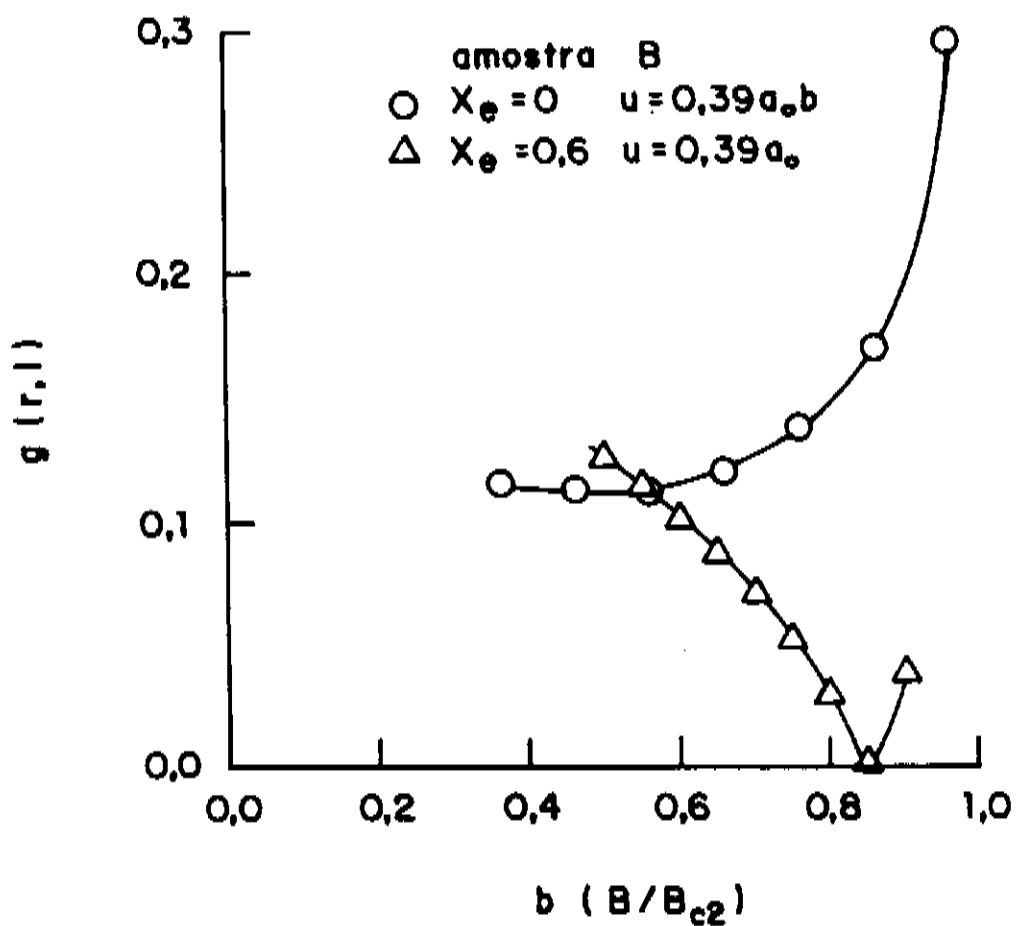


FIG.4.29 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA B DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=22,0$ Tesla, $\chi=24,1$ e $D=116$ nm.

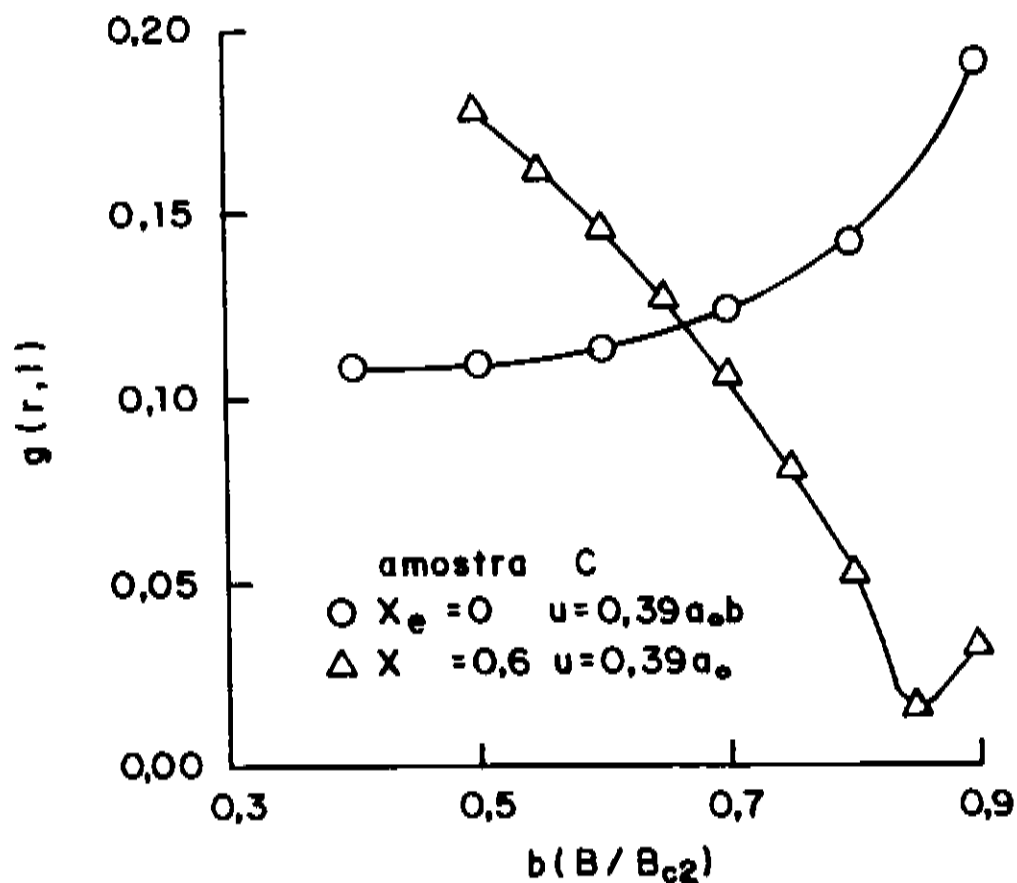


FIG.4.30 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA C DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=19,6$ Tesla, $\kappa=23,9$ e $D=100$ nm.

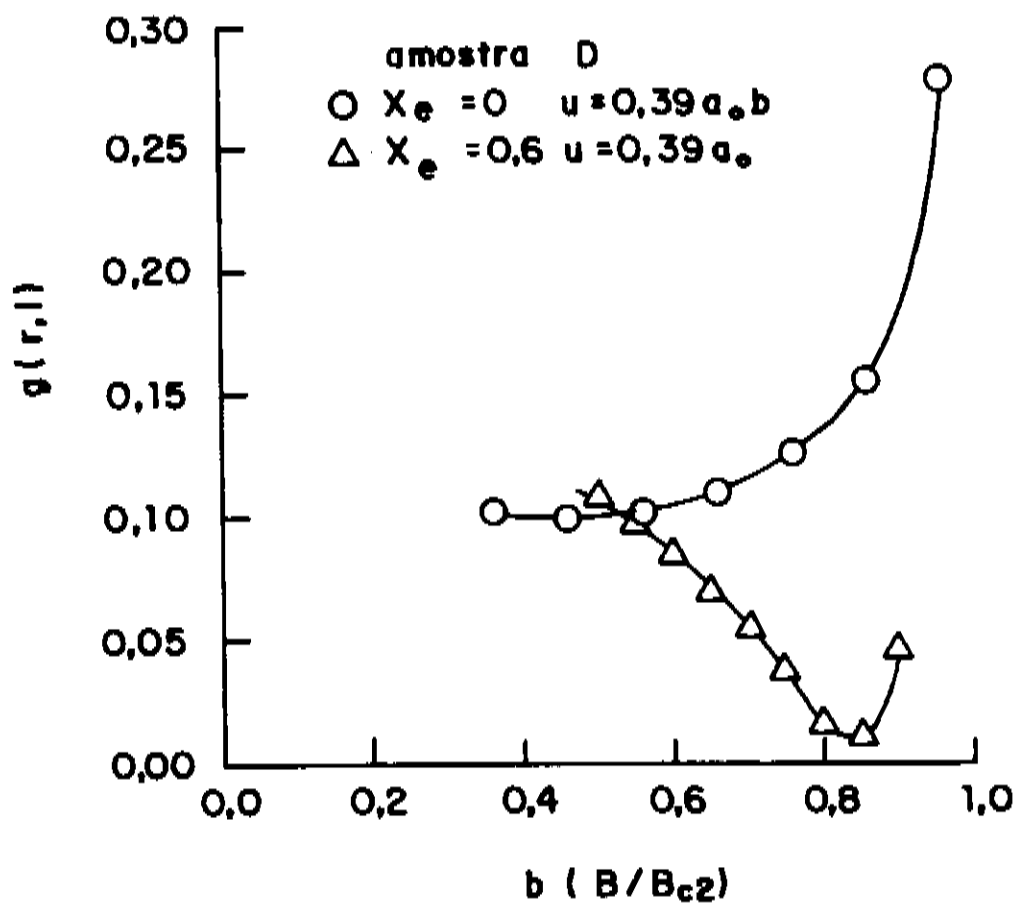


FIG.4.31 - FUNÇÃO $g(r,l)xb$ PARA A AMOSTRA D DE Nb_3Sn , COM $B_{c2}=22,3$ Tesla, $\kappa=28,9$ e $D=160$ nm.

Os resultados da TACM são coerentes com os de Boyd e Brandt já que os cálculos de aprisionamento são raramente precisos por um fator entre 2 e 3⁽⁶⁾.

4. SIMULAÇÃO PARA O NbTi COM CENTROS DE APRISIONAMENTO ARTIFICIAIS (APC).

Os compósitos de NbTi com centros de aprisionamento artificiais (APC) foram criados por Dorofeev et al.⁽³⁵⁾. Estes materiais consistiam em filamentos de Nb, Ti ou V introduzidos na matriz de NbTi logo no início do processo de fabricação dos fios.

Nestes materiais pode-se criar estruturas de centros de aprisionamento ideais, de forma que, para um determinado campo magnético aplicado e temperatura, estas estruturas se ajustam exatamente à rede de vórtices. Assim, forças de aprisionamento fortes podem ser criadas.

A IGC⁽³⁶⁾ desenvolveu um compósito APC, onde finas placas de Nb foram introduzidas em uma matriz de NbTi. Esta forma e distribuição de centros de aprisionamento artificiais tinha o intuito de reproduzir os precipitados α -Ti finos e alongados do NbTi otimizado convencional. Obtiveram fios com $B_{c2} \approx 7T$ e com F_p com máximo em $B=3T$ ($b=0,4$) ("network-type").

Miura et al.⁽³⁸⁾ também introduziu Nb à matriz de NbTi, porém com distribuição e tamanho de centros de aprisionamento distintos daqueles materiais produzidos pela IGC. Obtiveram fios com $B_{c2} \approx 10$ Tesla e com máximo de F_p em $B \approx 1$ Tesla ($b \approx 0,1$) ("island-type").

Os compósitos APC permitem controle da microestrutura pois esta não depende de tratamento metalúrgico (envelhecimento e deformação de otimização- ϵ_f). Estes materiais permitem também obter maior número de centros de aprisionamento. Estes dois fatores representam vantagens sobre os materiais convencionais.

A desvantagem dos compósitos APC é que a grande quantidade de Nb introduzida na matriz de NbTi, causa por efeito de proximidade a redução do campo crítico superior B_{c2} .

Miura et al.⁽³⁸⁾ sugere que os compósitos APC são bons substitutos para os compósitos convencionais para aplicações AC, onde a região de interesse é a de baixo campo magnético.

As vantagens do compósito APC em relação ao NbTi convencional para aplicações AC são: a densidade de corrente crítica é da ordem de duas vezes maior (em 3T) e a trabalhabilidade do fio é melhor. Nestes compósitos APC, como

não são necessários os tratamentos térmicos de otimização, o problema da precipitação das fases intermetálicas Ti-Cu entre o fio e o estabilizador (CuNi) são evitadas e pode-se assim chegar em filamentos muito finos ($\approx 1 \mu\text{m}$), sem rompimento dos mesmos.

Neste trabalho nos deteremos aos resultados experimentais dos compósitos APC obtidos pela IGC, pois estes apresentam valores de corrente crítica muito altas se comparados ao NbTi convencional para o mesmo campo magnético reduzido.

4.1. Campo Crítico Superior B_{c2} e Parâmetro de Ginzburg-Landau κ .

O campo crítico superior B_{c2} para o compósito APC é dado em função da temperatura na FIG.4.32⁽³⁷⁾, onde observa-se que $B_{c2}(4,2\text{K})=7,2\text{T}$.

Para calcular κ , usaremos o mesmo procedimento usado para o NbTi convencional (item 2). Da FIG.4.32 pode-se tirar que $\left(\frac{dB_{c2}}{dT}\right)_{T=T_c} = -1,35 \text{ T/K}$.

Precisamos também do valor do coeficiente de calor específico γ . O valor de γ para o compósito de composição Nb18,8%pTi ($\approx \text{Nb}31\%\text{atTi}$) é de $\gamma \approx 1,00 \cdot 10^4 \text{ erg.cm}^{-3}\text{K}^{-2}$ (11).

Da equação (4.14) podemos então calcular o parâmetro de Ginzburg-Landau, $\kappa_{GL}=22,6$. Como $T_c=9,5\text{K}$, da equação (4.8) podemos calcular $\kappa(4,2\text{K})=25,1$.

Determinados $B_{c2}=7,2\text{T}$ e $\kappa=25,1$, podemos fazer a simulação. Precisamos porém de um valor de F_p para fazer o ajuste.

Cooley et al.⁽³⁷⁾ apresentam dados de F_p^{max} para o compósito de APC e para NbTi convencional, sendo estes valores respectivamente, $21,4 \text{ GN/m}^3$ e $18,9 \text{ GN/m}^3$ ($b_M=0,4$).

Este dados ajustados pela TACM resultam em valores de $r=2,59$ para o APC e $r=2,39$ para o NbTi convencional, onde neste último foram usados $B_{c2}=11\text{T}$, $\kappa=50,4$ e $b_{\text{ajuste}}=0,45$ como parâmetros supercondutores do material convencional na simulação.

A TAB.4.11 apresenta os resultados de simulação para o compósito APC em $r=1$ e $r=2,59$ e também para o NbTi em $r=2,39$.

Em $r=1$, para $b=0,4$, o valor de F_p é $2,06 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^3$, sendo que para o compósito APC é de $2,92 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^3$. Assim, o valor de F_p^{max} do compósito APC é 40% maior do que a do NbTi convencional. Este ganho deve certamente estar relacionado a maior quantidade de centros de aprisionamento no compósito APC.

TAB.4.11 - RESULTADOS DE SIMULAÇÃO PARA $u=0,39a_0$ PARA O COMPÓSITO APC COM $B_{c2}=7,2$ Tesla PARA : (a) $r=1$, (b) $r=2,59$ e PARA O COMPÓSITO CONVENCIONAL DE NbTi COM $B_{c2}=11$ Tesla EM (c) $r=2,39$. AS SIMULAÇÕES FORAM REALIZADAS PARA $x_e=0$.

TAB.4.11(a) - compósito APC: $r=1$

b	l_{med}	L_c	R_c	$v_c (x10^4)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^{10})$	$j_c (x10^6)$	W
0,10	2,03	115	56,6	31,9	30,0	9,39	13,0	2,82
0,20	2,13	85,3	40,1	11,9	23,6	19,9	13,8	4,70
0,30	2,233	72,9	32,7	6,75	18,2	26,9	12,5	4,90
0,40	2,37	67,1	28,3	4,66	13,6	29,2	10,2	3,98
0,50	2,55	64,6	25,3	3,59	9,81	27,3	7,59	2,68
0,60	2,77	64,1	23,1	2,97	6,66	22,5	5,20	1,50
0,70	3,07	65,7	21,4	2,61	4,12	15,8	3,13	0,650
0,80	3,57	71,5	20,0	2,48	2,12	8,55	1,48	0,180
0,90	4,57	86,3	18,9	2,66	0,700	2,63	0,405	0,020

TAB.4.11(a) - continuação

b	$e_T (x10^3)$	tipo de ponto	$e_{dis} (x10^3)$	$e_p (x10^3)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^2)$	$e_{hh} (x10^2)$	$e_{hhp} (x10^2)$
0,10	-3,15	sela	-1,08	-2,07	0	-2,52	-4,67	-3,59
0,20	-4,72	sela	-1,61	-3,11	0	-3,77	-6,92	-5,43
0,30	-5,21	sela	-1,77	-3,44	0	-4,12	-7,55	-6,06
0,40	-4,89	sela	-1,66	-3,23	0	-3,86	-6,98	-5,77
0,50	-4,08	sela	-1,38	-2,70	0	-3,21	-5,71	-4,90
0,60	-3,06	sela	-1,03	-2,03	0	-2,38	-4,18	-3,74
0,70	-1,98	sela	-0,665	-1,32	0	-1,52	-2,63	-2,49
0,80	-1,00	sela	-0,333	-0,668	0	-0,760	-1,27	-1,31
0,90	-0,288	sela	-0,0942	-0,193	0	-0,210	-0,330	-0,400

TAB.4.11(b) - compósito APC: r=2,59

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$w (x10^{-1})$
0,10	4,58	260	147	48,4	33,2	6,86	9,53	2,30
0,20	4,76	191	104	17,8	25,9	14,6	10,1	3,80
0,30	4,94	161	84,7	10,0	19,8	19,7	9,13	3,90
0,40	5,18	147	73,4	6,84	14,7	21,4	7,45	3,10
0,50	5,45	138	65,6	5,15	10,4	20,3	5,64	2,10
0,60	5,78	134	55,9	4,16	7,01	16,9	3,90	1,20
0,70	6,26	134	55,4	3,57	4,24	11,9	2,36	0,500
0,80	6,95	139	51,9	3,24	2,13	6,56	1,14	0,100
0,90	8,21	155	48,9	3,21	0,670	2,09	0,322	0

TAB.4.11(b) - continuação

b	$e_T (x10^2)$	tipo de ponto	$e_{dis} (x10^1)$	$e_p (x10^2)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^1)$	$e_{hh} (x10^1)$	$e_{hhp} (x10^1)$
0,10	-2,04	sela	-5,27	-1,52	0	-1,31	-1,60	-2,37
0,20	-3,06	sela	-7,81	-2,27	0	-1,96	-2,23	-3,62
0,30	-3,36	sela	-8,49	-2,51	0	-2,14	-2,28	-4,08
0,40	-3,15	sela	-7,85	-2,37	0	-2,00	-1,92	-3,93
0,50	-2,65	sela	-6,48	-2,00	0	-1,67	-1,40	-3,41
0,60	-2,00	sela	-4,77	-1,52	0	-1,2	-0,857	-2,67
0,70	-1,29	sela	-2,97	-0,991	0	-0,791	-0,362	-1,82
0,80	-0,656	sela	-1,43	-0,512	0	-0,394	-0,040	-0,999
0,90	-0,191	sela	-0,371	-0,154	0	-0,109	-0,071	-0,332

TAB.4.11(c) - NbTi convencional: $r=2,39$

b	l_{med}	L_c	R_c	$V_c (x10^5)$	$fN^{1/2} (x10^{-3})$	$F_p (x10^9)$	$j_c (x10^5)$	$W (x10^{-2})$
0,10	4,33	202	111	21,7	13,1	6,05	5,50	8,00
0,20	4,47	147	78,7	7,91	10,3	13,0	5,90	13,0
0,30	4,67	126	64,3	4,50	7,84	17,4	5,28	14,0
0,40	4,89	114	55,7	3,06	5,82	19,0	4,33	11,0
0,50	5,15	107	49,8	2,30	4,16	18,0	3,28	7,00
0,60	5,49	104	45,5	1,87	2,79	14,9	2,26	4,00
0,70	5,97	105	42,1	1,61	1,69	10,5	1,36	2,00
0,80	6,67	110	39,4	1,47	0,851	5,77	0,656	0
0,90	7,95	124	37,1	1,47	0,269	1,83	0,185	0

TAB.4.11(c) - continuação

b	$e_T (x10^2)$	tipo de ponto	$e_{dis} (x10^1)$	$e_p (x10^2)$	e_{el}	$e_{cc} (x10^1)$	$e_{hh} (x10^1)$	$e_{hhp} (x10^1)$
0,10	-1,51	sela	-4,13	-1,10	0	-1,03	-1,39	-1,71
0,20	-2,29	sela	-6,19	-1,67	0	-1,54	-2,03	-2,62
0,30	-2,50	sela	-6,70	-1,83	0	-1,68	-2,09	-2,93
0,40	-2,35	sela	-6,24	-1,73	0	-1,58	-1,83	-2,83
0,50	-1,98	sela	-5,18	-1,47	0	-1,31	-1,41	-2,46
0,60	-1,49	sela	-3,81	-1,10	0	-0,975	-0,924	-1,91
0,70	-0,959	sela	-2,39	-0,720	0	-0,623	-0,474	-1,30
0,80	-0,487	sela	-1,17	-0,371	0	-0,310	-0,148	-0,708
0,90	-0,142	sela	-0,311	-0,111	0	-0,0860	-0,090	-0,234

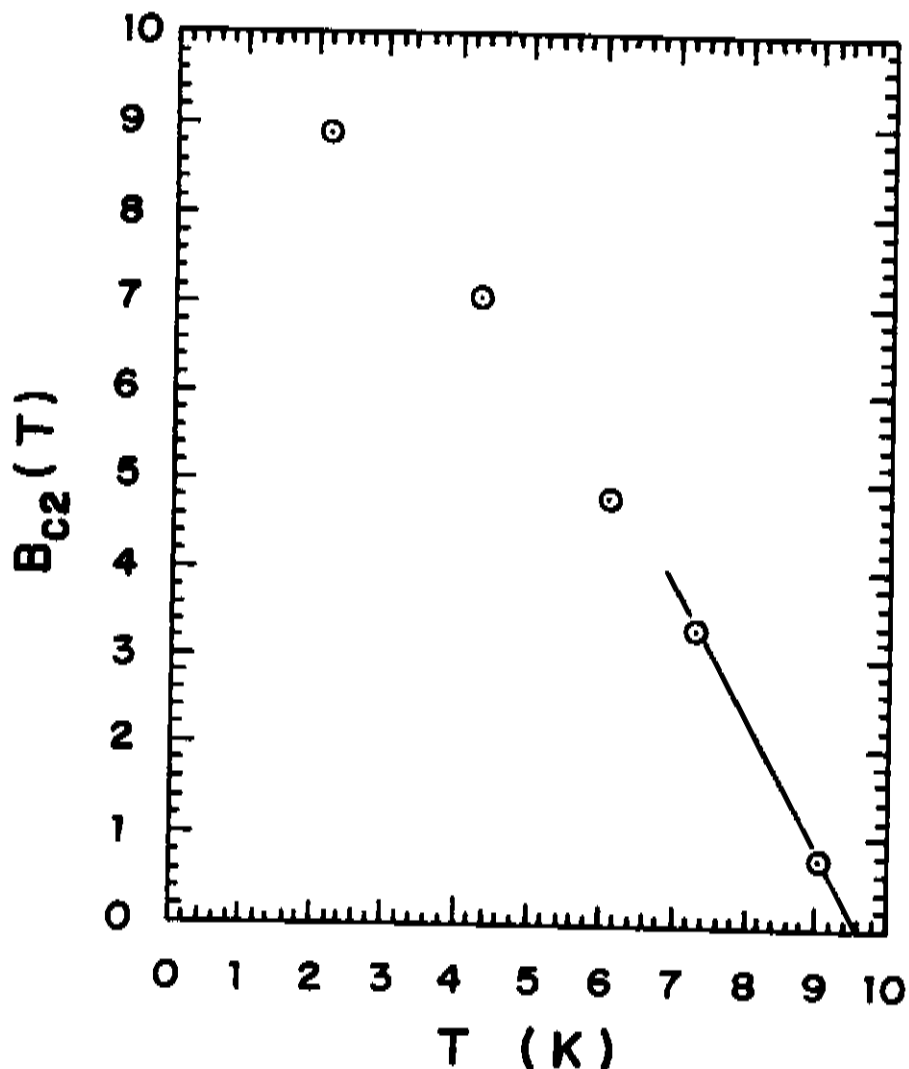


FIG.4.32 - CAMPO CRÍTICO SUPERIOR B_{c2} EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA PARA O COMPÓSITO APC DESENVOLVIDO PELO IGC COM COMPOSIÇÃO Nb18,8%Ti⁽³⁷⁾.

Em ambos materiais observa-se que os valores de F_p calculados para o ponto de ajuste experimental são da ordem de 10 vezes menores que o limite dado por $r=1$, havendo portanto campo para otimização.

Na FIG.4.33 apresentamos as curvas de F_p reduzido a F_p^{\max} para o compósito APC, para NbTi convencional e para a curva simulada pela TACM.

Da FIG.4.33 observa-se que o comportamento das curvas de F_p para o compósito APC é o que mais se aproxima do comportamento das curvas de F_p obtidas pela TACM em relação ao NbTi convencional, ou melhor, o máximo das curvas de F_p da TACM e do compósito APC são coincidentes.

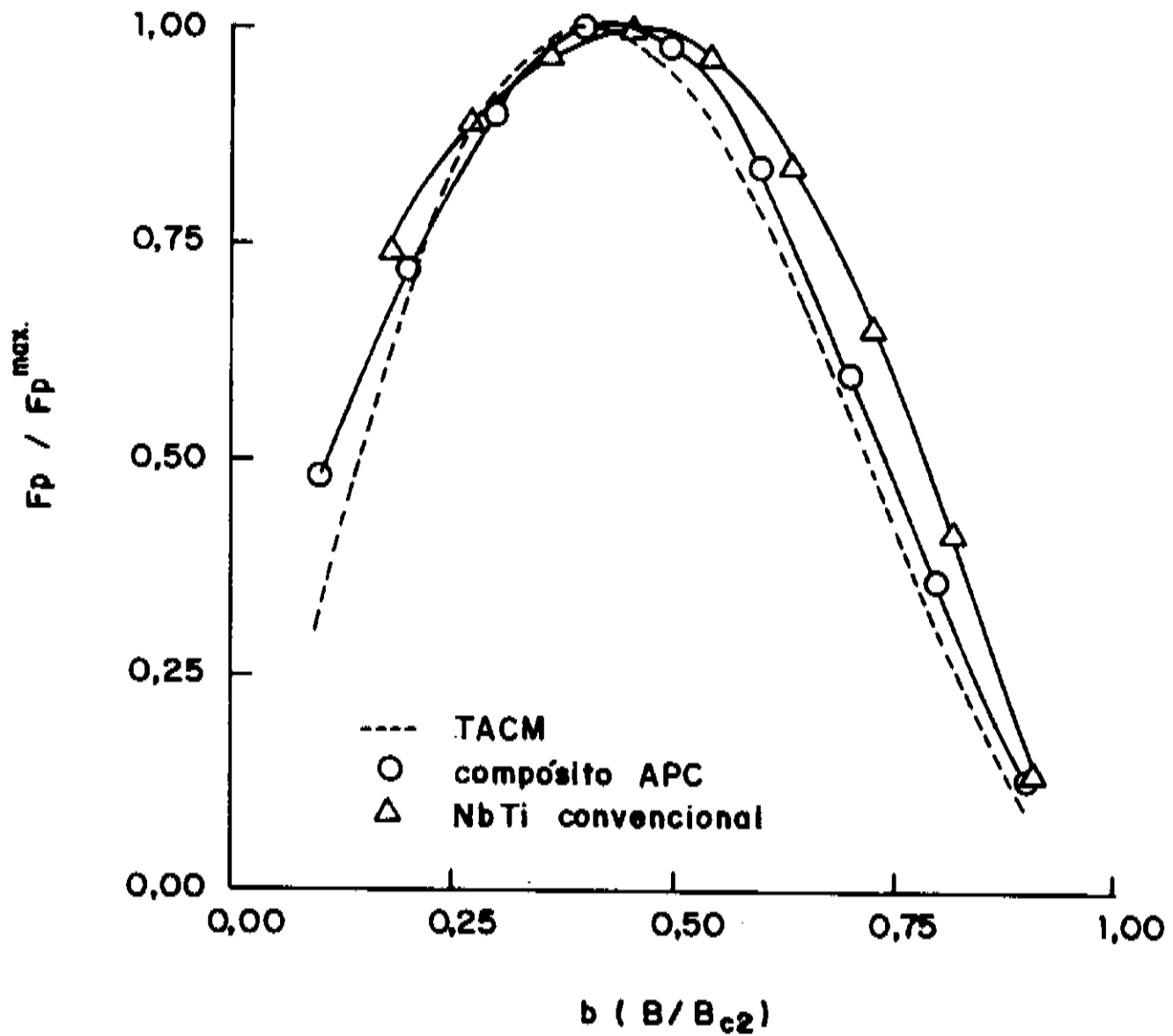


FIG.4.33 - DENSIDADE DE FORÇA DE APRISIONAMENTO REDUZIDO AO SEU VALOR MÁXIMO EM FUNÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO. A CURVA EM LINHA PONTILHADA CORRESPONDE À CURVA OBTIDA PELA TACM. AS CURVAS EM LINHA CHEIA CORRESPONDEM AOS DADOS EXPERIMENTAIS PARA O NbTi E O COMPÓSITO APC.

Os dados de F_p para o compósito APC foram graficados em função de $B_{c2}(T)$. Cooley et al.⁽³⁷⁾ obteve que $F_p \propto B_{c2}^n$ com n variando de 2,45 a 2,51. Este resultado concorda com os dados obtidos pela TACM onde $n=2,5$ (FIG.4.1).

O fato destes materiais terem esta dependência com B_{c2} ("temperature scaling") sugere que há neste materiais um mecanismo de aprisionamento dominante.

Sendo a dependência de $F_p(b) \propto b(1-b)^{3/2}$, é sugerido que nos compósitos APC, as interações magnéticas sejam as dominantes.

5. RESENHA HISTÓRICA DE DADOS DE F_p EM NbTi.

Na TAB.4.12 é feita uma resenha histórica das quatro etapas de fabricação de fios supercondutores de NbTi: 1º) precipitados (saturados), 2º) parcialmente estabilizados (não saturados), 3º) otimizados (precipitados deformados) e 4º) APC ("artificial pinning centre"). Seguem alguns comentários na ordem inversa das datas de desenvolvimento:

1º) A TACM é a única teoria que prevê a possibilidade de serem alcançadas correntes críticas da ordem das correntes de desemparelhamento ("depairing").

2º) Há concordância completa entre a TACM e o composto APC decorrente do fato das lamelas de Nb normais não terem falhas (buracos) e o comportamento elasto-plástico total da rede de vórtices é efetivado. Há uma tendência deste comportamento ser denominado de magnético, que é a essência da TACM.

3º) A TACM reproduz de modo satisfatório o comportamento dos fios otimizados dispondo de parâmetros suficientes para o ajuste de dados experimentais dos fios obtidos pelos mais variados tipos de processamentos. Para estes fios a TACM prevê tanto soluções para a rede totalmente plástica ($x_e=0$, $r=2,49$) quanto para a rede totalmente elástica ($x_e=1$, $r=1,04$). De fato há falhas (descontinuidades) nas lamelas de Ti- α nos fios otimizados. Onde as lamelas são otimizadas teremos a rede plástica e nas suas falhas teremos a elástica. O fato dos clusters de lamelas (espessuras e separações menores que ξ) serem os centros de aprisionamento mais efetivos é consistente com a TACM.

4º) Os fios parcialmente otimizados $\left[F_p \propto b(1-b) \right]$ constituem de uma classe de fios onde as lamelas de Ti- α têm espessura e separações maiores que ξ e são descontínuas. Na linguagem da TACM são insuficientes para gerarem grandes densidades de discordâncias em hélice e a energia das discordâncias é dominada pelas discordâncias em cunha. A partir das equações (3.53)-(3.55) têm-se que:

$$F_p(x_e=0) = \left[\frac{6,59 \cdot 10^{11}}{x^2} \right] B_{c2}^{5/2} b^{3/2} (1-b)^2 (1-0,58b+0,29b^2) g^c(r,l,s)$$

TAB. 4.12 - RESENHA HISTÓRICA DE DADOS DE F_p E J_c EM FIOS DE NbTi, CARACTERIZANDO 4 ETAPAS DE EVOLUÇÃO. OS VALORES DE b_M CORRESPONDEM AO CAMPO MAGNÉTICO REDUZIDO ONDE F_p É MÁXIMA.

TIPO DE FIO	DATA	F_p (N/m ³)		J_c (b _M) (A/cm ²)	F_p (b)	CENTROS DE APRISIONAMENTO	TACM
		F_p (b _M)	b_M				
PRECIPITADOS (SATURADOS)	1971	$4,1 \cdot 10^9$	0,3	$8,2 \cdot 10^4$	$\frac{1}{b}(1-b)$	-CÉLULAS DE DISCORDÂNCIA -PRECIPITADOS EQUIAXIAIS DE Ti- α .	$X_0 = 0,7 - r \approx 1$ $X_0 = 0,9 - 1 < r < 2,5$ $X_0 \in 1,0 - 1 < r < 2,5$ $X_0 = 0,0 - 2,5 < r < 4,5$
PARCIALMENTE OTIMIZADOS (NÃO-SATURADOS)	1984	$9,0 \cdot 10^9$	0,5	$1,8 \cdot 10^5$	$b(1-b)$	-BAIXA DENSIDADE DE PRECIPITADOS Ti- α ALONGADOS E FINOS (5nm) -PAREDES ESPESAS DE CÉLULAS DE DISCORDÂNCIAS.	$X_0 = 0,7 - r = 1$ $X_0 = 1,0 - 1 \lesssim r < 2,5$ $X_0 = 0,0 - 2,5 < r < 4,3$
OTIMIZADOS	1989	$1,7 \cdot 10^{10}$	0,4 0,5	$3,3 \cdot 10^5$	$b(1-b)^{3/2}$ 0 $b(1-b)$	-ALTA DENSIDADE DE PRECIPITADOS TI- α ALONGADOS E MUITO FINOS (~ 1 nm)	$X_0 = 1,0 - r \approx 1,0$ $X_0 = 0,0 - r \approx 2,5$
APC	1991	$2,1 \cdot 10^{10}$	0,4	$7,1 \cdot 10^5$	$b(1-b)^{3/2}$	-ALTA DENSIDADE DE LAMELAS DE Nb FINAS E ALONGADAS.	$X_0 = 1,0 - r \approx 1,0$ $X_0 = 0,0 - r \approx 2,6$

$$\text{onde: } g^c = \frac{1}{s r^2 l} \left\{ (1-x_e) \left[\sqrt{3} l \left(2 \ln \frac{r}{4,3} - 1 \right) \right] + 4\pi x_e s^2 l \right\}$$

é a função $g(r, l, x_e, s)$ somente para discordâncias em cunha.

Para estes fios $g^{-1}(r, l, x_e, s, b) \approx (1-b)$. Desta forma a TACM pode prever a dependência $F_p \propto b(1-b)$ com máximo em $b=0,5$.

5º) Os fios precipitados (saturados) são insensíveis à microestrutura em altos campos e têm seu máximo deslocado para baixos campos a medida que o tempo de tratamento térmico de precipitação no diâmetro final do fio aumenta. Nestes fios V_c é constante com diâmetro característico da ordem da separação entre os precipitados. Estes são equiaxiais e uniformemente distribuídos no material. Na linguagem da TACM estes fios são caracterizados por um comportamento elástico ($x_e=1$) com F_p dado por:

$$F_p(x_e=1) = \left[\frac{6,59 \cdot 10^{11}}{x^2} \right] B_c^{5/2} b^{3/2} (1-b)^2 (1-0,58b+0,29b^2) \frac{4\pi s}{r^2}$$

Nestes fios saturados valores típicos do máximo de F_p ocorrem para baixos campos ($b_M \approx 0,3$). Se considerarmos uma dependência de s com o campo magnético reduzido b como sendo do tipo $s(b) \propto b^p (1-b)^q$, a dependência de $F_p(b)$ será dada por:

$$F_p(b) \propto \text{cte } b^{3/2+p} (1-b)^{q+2} (1-0,58b+0,29b^2) \quad (4.26)$$

Derivando $F_p(b)$ com relação a b e igualando a zero, encontraremos o valor de b_M onde F_p é máxima. Assim, tem-se que:

$$\frac{dF_p(b)}{db} = \text{cte} \left\{ (1-0,58b+0,29b^2) \left[\left(\frac{3}{2+p} \right) b^{(1/2+p)} (1-b)^{(q+2)} \right] \right\}$$

$$- (q-2) b^{(3/2+p)} (1-b)^{(q+1)} \left] - b^{(3/2+p)} (1-b)^{q+2} 0,58 (1-b) \right\} = 0$$

Dividindo-se a equação anterior por $b^{(1/2+p)}(1-b)^{(q+1)}$, tem-se que:

$$(1-0,58b+0,29b^2) \left[(3/2+p) (1-b) - (q+2)b \right] - (1-b)^2 0,58 = 0 \quad (4.27)$$

Se substituirmos o valor de b_M na equação (4.27), poderemos determinar p e q e conseqüentemente a dependência da distância de interação entre vórtices e centros de aprisionamento u com b . Substituindo-se $b_M=0,3$ obtém-se a seguinte relação entre os coeficientes p e q :

$$0,85 \left[0,7 (1,5+p) - 0,3 (2+q) \right] - 0,09 = 0$$

$$7(1,5+p) - 3(2+q) = 1 \quad (4.28)$$

Para o comportamento particular de $p=1$ tem-se que $q=7/2$ e com isto $u(b) \propto s/b^{1/2}$ é dado por:

$$u(b) \propto b^{1/2} (1-b)^{7/2} \quad (4.29)$$

Esta função $u(b)$ tem máximo para $b_M=0,125$. Este resultado é consistente com o dado experimental obtido por Matsushita et al.⁽¹⁹⁾, onde u apresenta um máximo, conforme pode ser observado na FIG.4.11.

Na verdade, nestes materiais saturados o valor de b_M varia com o tempo de precipitação estando localizado entre 0,2 e 0,5, sendo $b_M=0,3$ um valor típico.

Se na equação (4.27) substituirmos outros valores de b_M obteremos outras relações entre p e q e conseqüentemente poderão ser encontradas outras dependências de u com o campo magnético reduzido.

A interpretação da resenha histórica visa tão somente ilustrar a capacidade da TACM para a análise dos vários tipos de materiais. Tecnicamente, deve-se fazer o ajuste dos parâmetros da TACM sem o artificialismo das aproximações ilustradas.

6. COMPARAÇÃO ENTRE A TEORIA DE APRISIONAMENTO DE NÚCLEO (TAN) E A TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO MODIFICADA (TACM) - CAUSA X EFEITO.

É importante salientar que não existe qualquer conflito entre a TAN e a TACM. A primeira tenta entender as forças de aprisionamento através da causa (interação do núcleo do vórtice com a microestrutura metalúrgica) e a TACM calcula as forças de aprisionamento através dos efeitos (microestrutura dos vórtices).

Os parâmetros de medida da TACM são a corrente crítica em função do campo magnético aplicado e temperatura para cada tipo de fio (processamento termomecânico). Os parâmetros de medida da TAN são aqueles citados acima acrescidos de microscopia eletrônica dos precipitados e lamelas (NbTi).

A idéia básica resume-se a que conhecendo-se a microestrutura determina-se a F_p . Mostraremos que é exatamente neste ponto que residem as fraquezas da TAN (sempre que aparece um novo resultado experimental ela é profundamente modificada para explicar o novo resultado).

A TACM não tem sido implementada sob alegação de que não teria parâmetros que permitissem fazer medidas por microscopia eletrônica das características metalúrgicas dos materiais. Mostraremos que a TACM dispõe de outros parâmetros mais potentes que a microscopia eletrônica para orientar o processamento metalúrgico dos materiais.

Faremos inicialmente uma análise comparativa dos parâmetros fundamentais das duas teorias listadas na TAB.4.13:

1) Força de aprisionamento fundamental f_p : Na TAN ela é dada pela interação do núcleo do vórtice com os precipitados interceptados. Na TACM é a interação de um precipitado com todos os vórtices.

2) Força média no vórtice: A TAN requer a adição "ad hoc" (forçada) de uma função extra de dependência de campo $P(b)$. A TACM usa de modo natural o valor quadrático médio (raiz quadrada) $\langle f_i^2 \rangle^{1/2}$.

3) Força de aprisionamento: A TAN utiliza o conceito de soma direta de f_p . A TACM tem o volume de coerência como uma consequência natural da rede de discordâncias da rede de vórtices (similar ao conceito de células de discordâncias em ciência de materiais). Na TAC (teoria de aprisionamento coletivo de Larkin e Ovchinnikov) o volume de coerência é tomado como sendo os grãos de um material bruto, sem deformação. A formação de binários de força na

TAB. 4.13- TABELA COMPARATIVA ENTRE OS PARÂMETROS FUNDAMENTAIS DA TEORIA DE APRISIONAMENTO DE NÚCLEO (TAN) E A TACM. (C.A.= CENTRO DE APRISIONAMENTO)

ITEM	PARÂMETRO	TAN	TACM
0	CONCEITO BÁSICO	CAUSA	EFEITO
1	FORÇA DE APRISIONAMENTO FUNDAMENTAL	$f_p = \frac{\delta H_c}{H_c} \mu_0 H_c^2 (1-b) \frac{V}{\xi}$: FORÇA SOBRE O NÚCLEO DO VÓRTICE RETO INTERCEPTADO PELO C.A.	$f_i =$ FORÇA DE INTERAÇÃO DE UM VÓRTICE COM TODOS OS C.A.
2	FORÇA MÉDIA SOBRE OS VÓRTICES	$f = < f_p >$ $P(b) \propto (1-b) P(b)$: DEPENDÊNCIA EXTRA DE CAMPO MAGNÉTICO DE $< f_p >$	$f = < (f_i)^2 >^{1/2}$
3	FORÇA DE APRISIONAMENTO	$F_p = n_p f$; $n_p =$ DENSIDADE DE C.A.	$F_p = f N^{1/2} / V_c$ $V_c =$ VOLUME DE COERÊNCIA
4	COMPRIMENTO FUNDAMENTAL	ξ	u
5	ENERGIA CARACTERÍSTICA	ENERGIA DO NÚCLEO DO VÓRTICE NO C.A.	ENERGIA DA REDE DE VÓRTICES (ELÁSTICA + DISCORDÂNCIA : CUNHA + HÉLICE)
6	VOLUME CARACTERÍSTICO	VOLUME DO PRECIPITADO (V)	VOLUME DE COERÊNCIA ($V_c = \frac{\sqrt{3}}{2} R_c^2 L_c$)
7	RESULTADO	$F_p = g (M) B_{c_2}^m (T) b^p (1-b)^q$ $g (M) =$ MICROESTRUTURA DO MATERIAL $B_{c_2}^m (T) :$ TEMPERATURA $b^p (1-b)^q :$ CAMPO REDUZIDO	$F_p = cte B_{c_2}^{5/2} (T) b^p (1-b)^q g (r, l, s, x_0)$ $r = \frac{R_c}{a_0}$; $l = \frac{L_c}{a_0}$ E $s = \frac{u}{a_0}$ $g (r, l, s, x_0) =$ MICROESTRUTURA DOS VÓRTICES

interação entre discordâncias em hélice e em cunha cria os volumes de coerência ("spaghetti state").

4) Parâmetros fundamentais: Na TAN o parâmetro fundamental é o comprimento de coerência ξ e na TACM é u (deslocamento do vórtice em relação à rede). Embora não seja crucial, é possível medir u de tal modo que a TACM tenha um conjunto autoconsistente de parâmetros supercondutores intrínsecos (B_{c2} e κ) e parâmetros resultados do ajuste da corrente crítica (r, l, b).

5) Energia característica: Na TAN é a energia do núcleo do vórtice no precipitado, já na TACM é a energia elástica dos vórtices que não participam da formação de discordâncias, a energia das discordâncias da rede e a energia de

aprisionamento $\left[e_p = - \frac{f N^{1/2} u}{v_c} \right]$. Este termo de energia é uma consequência da aleatoriedade dos centros de aprisionamento e conseqüentemente não há correlação entre as forças de interação entre vórtices e centros de aprisionamento.

6) Volume característico: Na TAN é a soma dos volumes interceptados pelo núcleo dos vórtices. Na TACM é o volume de coerência de um elipsóide dado por $v_c = \sqrt{3}/2 R_c^2 L_c$. Este volume é significativamente maior que o volume da TAN, porém uma das características da TACM é que apenas o volume próximo da superfície é efetivo para o aprisionamento, pois aí se encontram os vórtices fortemente deformados.

7) Resultados: A TAN se obriga a introduzir uma função extra de dependência de campo $P(b)$ de modo "ad hoc" para que as dependências da força de aprisionamento com o campo magnético $b^P(1-b)^Q$ sejam previstas. De fato a $P(b)$ introduz de modo artificial o entortamento das linhas de fluxo ("spaghetti state"). Este entortamento decorre naturalmente da minimização das energias da TACM e a expressão de F_p permite o ajuste das dependências de campo para qualquer tipo de fio supercondutor.

É pertinente ressaltar os pontos fracos da TAN:

1) A estrutura real do vórtice onde o parâmetro de ordem, campo magnético e corrente variam de modo contínuo do centro do vórtice ao longo do raio, é substituída por um núcleo normal de largura 2ξ e supercondutor fora desta região, com as variáveis acima passando a ser descontínuas.

2) O conceito de aprisionamento de núcleo com precipitados normais que minimiza a energia do sistema pelo valor de $1/2\mu_0 H_c^2 \pi \xi^2$ é errado pelo fato de

que representa apenas uma parte do problema. A segunda parte refere-se a corrente de blindagem e variação do vetor potencial, que a introdução de uma região normal gera no supercondutor. Este termo tem sido ignorado na TAN e é dado por⁽³⁵⁾:

$$\delta F = \int \mathbf{H} \cdot \delta \mathbf{B} \, dV = \int \mathbf{H} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{A} \, dV = \int \nabla \times \mathbf{H} \cdot \delta \mathbf{A} \, dV = \int \mu_0 \mathbf{j} \cdot \delta \mathbf{A} \, dV$$

onde: \mathbf{j} é a corrente de blindagem em torno do vórtice e \mathbf{A} é o vetor potencial. Suas variações estão na escala de λ e não na escala de ξ .

3) Finalmente, após toda uma vida defendendo aprisionamento de núcleo, Larbalestier admite a existência do termo acima e o denomina de *aprisionamento magnético*. O termo δF acima apresentado, está naturalmente incluído na TACM.

4) Merece ser mencionado que a microscopia eletrônica revela tão somente as fases normais e supercondutoras dos materiais. Para ser completa esta técnica teria que ser complementada pela técnica de decoraçào de Traeuble e Essmann, porém com alta resolução tal que fosse possível fotografar a distribuição das linhas de campo no vórtice e suas modificações em torno de um centro de aprisionamento. Quando esta técnica for desenvolvida, provavelmente indicará que a escala da interação vórtice-centro de aprisionamento é a_0 e não ξ .

5) Pode-se dizer que a TACM é uma teoria que comete o erro de fazer a arte virar realidade. A arte da microscopia eletrônica (fotografar precipitados normais nanométricos) fez a supercondutividade comportar-se nesta escala, enquanto que a realidade da mesma está na escala de λ . É preciso desenvolver artes que fotografem a realidade.

Paralelamente é conveniente ressaltar os pontos fortes da TACM:

1) É uma teoria conceitual sem a introdução de nenhum argumento artificial "ad hoc".

2) As entidades da teoria são os vórtices, as discordâncias da rede de vórtices e a interação do conjunto de vórtices com os centros de aprisionamento. São entidades definidas e invariáveis em relação aos materiais ou tipos de processamento.

3) A teoria calcula $F_p(j_c)$ sem a necessidade do conhecimento microscópico e detalhado da interação entre vórtices e centros de aprisionamento, assunto este impossível de ser medido experimentalmente pelas técnicas atuais. De fato a TACM abre a perspectiva para que se use as propriedades supercondutoras mensuráveis para se conhecer a interação vórtice-centro de aprisionamento.

4) Embora não estejam estabelecidas medidas de u de modo amplo e completo, é possível obter significativa concordância com os dados experimentais utilizando-se o valor $u=0,39a_0$ ($b>0,3$) solidamente calculado em bases teóricas⁽³⁶⁾.

5) Os resultados da TACM são significativamente concordantes com os resultados experimentais, bem como fornece vários dos conceitos e parâmetros utilizados pela TAN, salientando-se os seguintes pontos: a) Aprisionamento magnético para os fios do compósito APC e NbTi otimizados ($F_p \propto b(1-b)^{3/2}$); b) Distribuição $P(b)$ do termo extra de aprisionamento magnético; c) Os entortamentos significativos dos vórtices aprisionados ("spaghetti state").

6) A TACM fornece altas densidades de correntes críticas como resultado da deformação plástica da rede de vórtices e dimensões dos volumes de coerência da ordem de a_0^3 , prevendo o comportamento dos fios otimizados (a TAN falha fragorosamente neste limite).

7) Em consequência do item anterior a TACM prevê ainda ampla possibilidade de ampliação da densidade de corrente crítica em NbTi, Nb₃Sn e outros supercondutores. Uma alternativa é o APC porém substituindo Nb por ligas que não reduzam B_{c2} .

8) A TACM abre amplas perspectivas para refinamento de cálculo e novos tipos de medidas de propriedades supercondutoras (u , microscopia eletrônica de alta resolução com decoração de vórtices).

9) A TACM também abre perspectiva de entendimento dos novos conceitos de "quenching" em magnetos supercondutores. Antigamente pensava-se ser possível controlar o "quenching" através da dissipação do calor gerado pela propagação da zona normal através de criogenia. Atualmente sabe-se que é necessário evitar o aparecimento da zona normal. Isto pode ser conseguido com a criação de centros de aprisionamentos fortes e bem distribuídos pelo material. Este assunto entretanto é complexo e será objeto de trabalhos futuros.

É oportuno ressaltar que a TACM tal como apresentada neste trabalho não deve ter boa concordância com os resultados experimentais para baixo campo ($b<0,3$). Nesta faixa a densidade de vórtices é predominada por vacâncias e intersticiais.

É perfeitamente possível a extensão da TACM para esta região embora o interesse tecnológico para a mesma seja baixo.

Por último é interessante interpretar as curvas V_{xi} (ρ_{xj}) utilizados na determinação de j_c dos fios supercondutores.

A FIG.4.34. ilustra estas curvas bem como a derivada d^2V/di^2 e a corrente crítica i_c obtida pelo critério de $10^{-14} \Omega.m$. É necessário separar os fatores intrínsecos do aprisionamento de vórtices dos fatores extrínsecos advindos da fabricação do fio (heterogeneidades metalúrgicas, ovalizações e constrictões do filamento e acoplamentos entre filamentos vizinhos).

A teoria SVWL⁽³⁸⁾ ("single valued weak link") faz análise da transição resistiva advinda dos fatores extrínsecos, obtendo boa concordância com os dados experimentais através da expressão:

$$\frac{d^2V}{dI^2} = R_{shunt} f(i)$$

onde: $f(i)$ é a distribuição de correntes críticas no fio e R_{shunt} é a resistência paralela do estabilizador, suporte de amostra e das resistências de movimentação de vórtices (flux flow resistance).

A distribuição $f(i)$ é composta de duas distribuições $g(i)$ e $h(i)$ para altos valores de corrente (i).

O critério de $10^{-14} \Omega.m$ para determinação de i_c foi estabelecido como sendo a extrapolação da parte linear da parte resistiva até a voltagem nula. Este critério dá um valor de i_c em torno do pico da primeira distribuição. Foi padronizado como representativo da média das correntes críticas a serem utilizados para comparação com as teorias para o caso de filamentos com geometria uniforme.

No passado eram usados critérios menos sensíveis e a parte resistiva (SVWL) era erroneamente interpretada como movimento de vórtices (flux flow).

7. CURIOSIDADES SOBRE SISTEMAS SIMILARES A TACM NA NATUREZA.

Existem na natureza outros sistemas com comportamento físico similar a TACM. Daremos aqui dois exemplos: a) parede de tijolos rígidos e b) resistência a corrosão dos materiais cristalinos e amorfos.

Uma parede de tijolo é um sistema periódico rígido ($x_e = 1$) com resistência mecânica razoável. A medida que se faz uma parede vazada ($x_e = 0,9$ a $0,5$) diminui-se a resistência da parede.

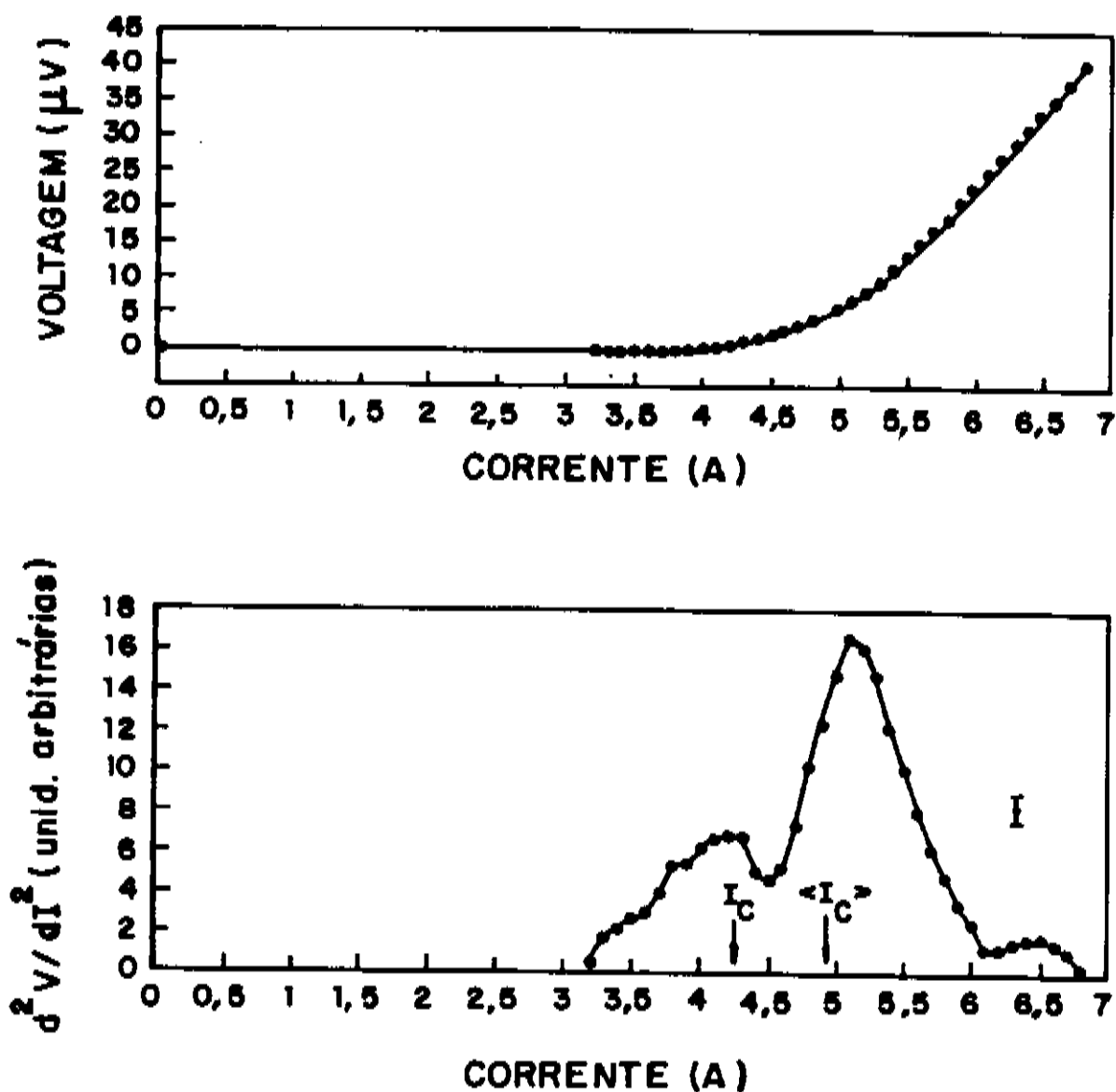


FIG.4.34 - A FIGURA SUPERIOR É UMA CURVA EXPERIMENTAL $V(I)$ PARA UM MONOFILAMENTO DE NbTi/Cu. A FIGURA INFERIOR MOSTRA A DISTRIBUIÇÃO DE I_c OBTIDA. A FIGURA TAMBÉM MOSTRA OS VALORES DE I_c ($10^{-14} \Omega m$) e $\langle I_c \rangle$ OBTIDOS⁽³⁸⁾.

Para $x_e < 0,5$ não é possível fazer uma parede vazada (não há soluções - TAB.4.1). É possível entretanto fazer uma parede monolítica sinterizada e a sinterização com uma distribuição contínua de partículas sem poros ($x_e = 0$) daria a parede de máxima resistência;

Os monocristais possuem razoáveis resistências à corrosão ($x_e = 1$). Essa resistência diminui para materiais granulométricos e é baixo para materiais porosos ($x_e < 1$). Quando se deseja diluir um material, procura-se moer o material em partículas finas (inexistência de resistência a corrosão - inexistência de solução). Materiais amorfos entretanto ($x_e = 0$) possuem as mais altas resistências à corrosão já conhecidas.

No capítulo 5 apresentamos as conclusões finais deste trabalho.

REFERÊNCIAS (CAPÍTULO 4)

- (1) C. MEINGAST P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Quantitative Description of a High J_c Nb-Ti Superconductor During Its Final Optimization Strain: I. Microstructure, T_c , H_{c2} , and Resistivity", J APPL PHYS, 66 (12), 5962-5970, (1989).
- (2) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", J LOW TEMP PHYS, 34, 409-428, (1979).
- (3) C. BORMIO NUNES and D. G. PINATTI, "Vortex Lattice in 3D-Collective Pinning Theory for Type II Superconductors", SUPERCOND SCI TECHNOL, 5, S256-259, (1992).
- (4) J. MATRICON, "Energy and Elastic Moduli of a Lattice of Vortex Lines", PHYS LETT, 9 (4), 289-291, (1964).
- (5) C. MEINGAST and D. C. LARBALESTIER, "Quantitative Description of a Very High Critical Current Density Nb-Ti Superconductor During its Final Optimization Strain: II. Flux Pinning Mechanisms. J APPL PHYS, 66 (12), 5971-5983, (1989)
- (6) L. D. COOLEY, P. D. JABLONSKI, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER "Strongly Enhanced Critical Current Density in Nb47wt.%Ti Having a Highly Aligned Microstructure", APPL PHYS LETT, 58 (25), 2984-2986, (1991).
- (7) A. A. ABRIKOSOV, "On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group", SOVIET PHYS JETP, 5, 1174, (1957).
- (8) C. BORMIO, " Forças de Aprisionamento de Vórtices e Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo II , UNICAMP/IFGW, Campinas, (1985), Tese de Mestrado.
- (9) B. B. GOODMAN, "Type II Superconductors", REPORTS ON PROG PHYS, 29, 445-487, (1966) .

- (10) E. W. COLLINGS, "Applied Superconductivity Metallurgy, and Physics of a Titanium Alloys. Vol 1: Alloy Superconductors: their Metallurgical, Physical and Magnetic-Mixed-State Properties", Plenum Press, New York, (1985).
- (11) H. TAKEI, "Electrical Resistivity of NbTi Superconductors" TRANS OF JAPAN INST OF METALS, 25 (7), 511-515, (1984) .
- (12) Yu. F. BYCHKOV, R. HERZOG and I. S. KHUKHAREVA, "Thermal Conductivity and Electrical Resistivity of Nb-Ti Alloys at Low Temperatures", CRYOGENICS, DECEMBER, 741-745, (1981).
- (13) K. MAKI, "The Magnetic Properties of Superconducting Alloys, I, PHYSICS 1, 21-30, (1964).
- (14) K. MAKI, "Effect of Pauli Paramagnetism on Magnetic Properties of High Field", PHYS REV, 148, 362-369, (1966).
- (15) G. RICKAYSEN, "Theory of Superconductivity", John Wiley & Sons, Inc., USA, 1965, (CAP.5 - The Thermodynamics of Superconductor).
- (16) H. ULLMAIER, "Irreversible Properties of Type II Superconductors", SPRINGER VERLAG, Berlin Heidelberg, NY, (1975).
- (17) R. G. BOYD, "Longitudinal Critical Current in Type II Superconductors", PHYS REV, 145 (1), 255-257, (1966).
- (18) E. H. BRANDT, "The Maximum Possible Loss-Free Current of Type II Superconductors With Flux Pinning", PHYS LETT, 77A (6), 484-486, (1980).
- (19) T. MATSUSHITA and H. KÜPFER, "Enhancement of the Superconducting Critical Current From Saturation in Nb-Ti Wire", J APPL PHYS, 63 (10), 5048-5059, (1988).

- (20) T. MATSUSHITA, M. ITOH, A. KIKITSU and Y. MIYAMOTO, "Elastic and Plastic Behavior of a Fluxoid Lattice in the Saturation Region of the Global Pinning Force in Superconducting Nb-Ta", PHYS REV B, 33 (5), 3134-3138, (1986).
- (21) A. M. CAMPBELL and J. E. EVETTS, "Flux Vortice and Transport Currents in Type II Superconductors", ADV PHYS, 21, 294-305, (1972).
- (22) D RODRIGUES Jr, " Otimização de Fios Supercondutores de Nb₃Sn Obtidos pelo Método da Difusão Sólido-Líquido", UNICAMP/IFGW, Campinas, (1989), Tese de Mestrado.
- (23) Y. S. HASCICEK, M. J. GORINGE and S. NOURBAKSH, "An Investigation of Critical Current Densities in Bronze-Processed Comercial Multifilamentary Superconducting Nb₃Sn Wires", PHIL MAG B, 59 (4), 423-438, (1989).
- (24) D. DEW-HUGHES, "Is j_c in Nb₃Sn Limited by Grain-Boundary Flux-Shear?", IEEE TRANS ON MAG, MAG-23 (2), 1172-1175, (1987).
- (25) E. J. KRAMER, "Scaling Laws for Flux Pinning in Hard Superconductors", J APLPL PHYS, 44 (3), 1360-1370, (1973).
- (26) M. SUENAGA, "Metallurgy of Continuous Filamentary A15 Superconductors", SUPERCONDUCTOR MATERIALS SCIENCE (Eds S Foner and B Schwartz), Plenum, NY , USA, 201-274, (1981).
- (27) J. E. EVETTS and C. J. G. PLUMMER, "Flux Pinning in Polycrystalline A15 Bronze Route Filaments", PROC INT SYMP on FLUX PINNING and PROPERTIES of SUPERCONDUCTORS (Eds T Matsushita, Yamafuji and F Irie), Fukuoka, Matsukuma, Japan, 146-151, (1985).
- (28) D. DEW-HUGHES, "The Role of Grain Boundaries in Determining J_c in High-Field High-Current Superconductors", PHIL MAG B , 55 (4), 459-479, (1987).

- (29) D. P. HAMPSHIRE and H. JONES, "Flux Flow in High-Temperature Type II Superconductors Governed by the Activation of Frank-Read Sources and Resultant Motion of Core Dislocations", J PHYS C :SOL STATE PHYS, 21, 419-427, (1987).
- (30) A. KAHAN, " Critical Current Density and Flux Shear Mechanisms", CRYOGENICS, 30, 678-685, (1990).
- (31) R. LABUSH , "Elastic Constants of the Fluxoid Lattice Near the Upper Critical Field", PHYS STAT SOL, 32, 439-442, (1969).
- (32) A. KAHAN, "Frank-Read Source-Activated Flux Shear in Type II Superconductors", PHYS REV B, 43 (4), 2678-2686, (1991).
- (33) Y. S. HASCICEK, M. J. GORINGE and H. JONES, "Effects of HIPping on Bronze-Processed Multifilamentary Nb₃Sn Wires and Magnets", CRYOGENICS, 32 (3), 323-326, (1992).
- (34) Y. S. HASCICEK, S. NOURBAKSH and M. J. GORINGE , "Microstructural Study of Bronze-Processed Commercial Multifilamentary Superconducting Nb₃Sn Wires", PHIL MAG B, 59 (4), 405-422, (1989).
- (35) A. M. CAMPBELL and J. E. EVETTS, "Flux Vortices and Transport Currents in Type II Superconductors", ADVANCES IN PHYSICS, 21 (90), 199-429, (1972).
- (36) E. H. BRANDT, "Elastic and Plastic Properties of the Flux-Line Lattice in Type II Superconductors", PHYS REV B, 34 (9), 6514-6517, (1986).
- (37) L. D. COOLEY, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER, "Is Magnetic Pinning a Dominant Mechanism in Nb-Ti?", IEEE TRANS ON MAGN, 27 (2), 1096-1100, (1991).
- (38) W. H. WARNES, "A Model for the Resistive Critical Current Transition in Composite Superconductors", J APPL PHYS, 63(5), 1651-1662, (1988).

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

1. A Teoria de Aprisionamento Coletivo Modificada - TACM desenvolvida neste trabalho, apresenta-se adequada para explicar os dados experimentais em materiais supercondutores comerciais otimizados de NbTi e Nb₃Sn. A concordância com os dados experimentais é muito boa tanto no que diz respeito ao comportamento geral dos dados quanto à ordem de grandeza das medidas.

2. À medida que diminui a otimização dos materiais, os resultados experimentais se distanciam da TACM. É possível entretanto considerar outros fatores ("flux flow", energia de condensação, presença de vacâncias e intersticiais na rede de vórtices para baixos campos e outros) e ajustar a teoria a estes dados experimentais.

3. De um modo geral, os dados experimentais se ajustam melhor à TACM através do parâmetro $x_e=0$. Entretanto, em vários casos também é possível fazer o ajuste para $x_e=1$. Esta dualidade de comportamento explica a enorme faixa de dados experimentais existentes nos fios supercondutores, decorrente de suas amplas variações de heterogeneidades.

4. Devido ao bom ajuste com o parâmetro $x_e=0$, o aprisionamento de vórtices tem sido tratado como aprisionamento de núcleo ("core pinning"). Isto entretanto é um engano. O presente trabalho mostra que o aprisionamento de vórtices vem prioritariamente da elasticidade da rede de vórtices, através da rede de vórtices deformada, de forma que todos os vórtices estariam participando da formação de discordâncias, constituindo portanto um fenômeno de natureza magnética. Quantitativamente, obtém-se os seguintes números para NbTi, com $B_{c2}=11,0$ Tesla e $\kappa=50,4$ em $b=0,3$:

a) Energia elástica positiva da rede rígida ($x_e=1$ e $r=1$):

$$u=0,39a_0 \rightarrow 140\text{J/m}^3$$

$$u=0,39a_0b \rightarrow 35\text{J/m}^3$$

b) Energia TACM negativa ($x_e=0$ e $r=1$):

$$u=0,39a_0 \rightarrow -3000\text{J/m}^3 \quad \text{e para} \quad u=0,30a_0b \rightarrow -2900\text{J/m}^3$$

c) Energia de aprisionamento de núcleo negativa (equação (1.8) do CAP.1):

$$\frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 2\xi e_p (1-b) = \frac{B_{c2}^2}{4\mu_0 \chi^2} 2 \xi e_p (1-b) \frac{B}{\phi_0}$$

$$\frac{B_{c2}^2}{4\mu_0 \chi^2} 2 \xi e_p (1-b) \frac{b}{2 \pi \xi^2} \quad \text{para } e_p \approx \xi$$

Substituindo-se os valores de χ e B_{c2} :

$$\frac{B_{c2}^2}{4\mu_0 \chi^2} b (1-b) \approx - 633 \text{ J/m}^3$$

Os valores numéricos aqui apresentados mostram que, o aprisionamento de núcleo não pode alcançar os valores de energia e conseqüentemente de corrente crítica alcançada pelos fios otimizados. Por outro lado, a TACM permite ajustes a fios não otimizados ($x_e > 0$ e $r > 1$), com energias menores e correntes críticas maiores que aquela dada pelo aprisionamento de núcleo, sem necessidade de somas estatísticas artificiais .

d) a título de informação, lembramos que a densidade de energia do campo magnético aplicado é $B^2/2\mu_0 = 4,33 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ ($B=3,3$ Tesla).

5. Para baixos campos ($b < 0,4$), o ajuste dos dados experimentais para NbTi menos otimizados é melhorado com a utilização da distância de interação entre vórtices e centros de aprisionamento $u=0,39a_0b \propto b^{1/2}$ no lugar de $u=0,39a_0 \propto 1/b^{1/2}$. A provável justificativa para este fato é que a interação usada, de alguma forma reproduz o efeito dos defeitos da rede de vórtices como por exemplo vacâncias, intersticiais, que não foram considerados e que são importantes par a região de baixos campos, onde a densidade de vórtices é baixa. Este tratamento não foi feito neste trabalho, tendo em vista que o objetivo principal é o estudo do comportamento dos fios em altos campos magnéticos e altas correntes críticas.

6. A aplicação deste modelo para outros materiais supercondutores é possível desde que algumas adaptações e modificações sejam feitas. Para filmes finos de $Nb_3Ge^{(1)}$ amorfo, o modelo poderia ser testado desde que devidamente adaptado para o caso bidimensional (2D). Deveria-se mudar os termos de energia pois no caso 2D, a constante elástica $C_{44} \rightarrow \infty$ e somente os termos com C_{66} devem ser considerados. Além disto, as energias de hélice-hélice deveriam ser retiradas, já que nos sistemas 2D os vórtices são rígidos ($L_c \gg e_f$; e_f é a espessura do filme) e portanto não há formação de discordâncias em hélice. A distância de interação u também deve ser estudada. Para as cerâmicas supercondutoras, que são materiais anisotrópicos, é necessária a modificação das constantes elásticas, pois C_{44} é diferente para o campo aplicado paralelo ao eixo \hat{c} e para o campo perpendicular a \hat{c} (ou seja, paralelo ao plano de CuO)⁽²⁾. O módulo de cisalhamento para $k \ll k_{BZ}$, onde k_{BZ} é o vetor de onda nas fronteiras da primeira zona de Brillouin circularizada, não é dispersivo e pode ser encontrado na REF.(3). Além disso, é necessária uma análise mais profunda para decidir se o comportamento nestes materiais é 2D ou 3D. Ainda mais, decidir qual a distância de interação u que deve ser usada.

7. É a única teoria que possibilita ajustar os dados para grandes correntes críticas. Os resultados da simulação são coerentes com os modelos de Boyd⁽⁴⁾ e Brandt⁽⁵⁾ que dão os limites para as correntes críticas longitudinais (correntes de "depairing") e transversais ao campo aplicado. (correntes sem perdas calculadas a partir do gradiente máximo do parâmetro de ordem $(\nabla|\psi|^2)_{\max}$).

8. Consideramos como próximo passo deste trabalho a determinação de u , seja por meio de cálculo ou medidas experimentais, para cada tipo de centro de aprisionamento. Em materiais reais, em geral não há apenas um tipo de defeitos e isto deve ser levado em conta na determinação de u . Outro ponto importante é que para um mesmo tipo de defeitos a variação das dimensões destes pode causar modificações em u , pois este e também o parâmetro de rede a_0 dependem do campo aplicado. Estas variações em u são as causas das variações nos valores de b_M para os quais ocorre o máximo de F_p . Uma análise nesta linha é feita com detalhes na REF.(6).

9. Observa-se que para NbTi com alinhamento de precipitados de $Ti-\alpha^{(7)}$, o valor de $j_c = 5,2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ (a 5 Tesla e 4,2K) se ajusta aos dados de simulação através dos parâmetros $x_e=0$, $r=2,14$ e $l=4,61$ para $b=0,45$, $\kappa=50,4$ e $B_{c2} = 11,0$ Tesla. Isto mostra que ainda há campo para otimização, já que para $x_e=0$, $r=1$ e $b=0,45$, que dá o limite previsto pela TACM, a densidade de corrente crítica é $j_c = 4,1 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Para o Nb_3Sn , o campo para otimização é ainda maior, já que o material mais otimizado apresenta para $x_e=0$ ($u=0,39a_0b$) em $r=6,30$ o valor de densidade de corrente crítica de $j_c(12 \text{ Tesla}) = 1,24 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ e o valor máximo possível pela TACM ($x_e=0$ e $r=1$) é de $j_c^{TACM}(12 \text{ Tesla}) = 3,66 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$. Enquanto que, para $x_e=0,6$ ($u=0,39a_0$) em $r=1,73$, apresenta o valor de densidade de corrente crítica $j_c(12 \text{ Tesla}) = 1,36 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ e o valor máximo possível pela TACM neste caso é de $j_c^{TACM}(12 \text{ Tesla}) = 2,67 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$.

10. Devido a descontinuidades nos centros de aprisionamento dos fios de NbTi convencionais, não é possível que estes alcancem o comportamento completo da TACM. Os pequenos desvios na concordância dos dados experimentais com relação à TACM são esperadas em função de dois fenômenos na seguinte prioridade: 1^a) Fatores extrínsecos da teoria SVWL; 2^a) Movimentação de fluxo ("flux flow", "flux creep", etc) nas extremidades das lamelas de $Ti-\alpha$, onde é fraca a presença de centros de aprisionamento. Para fios otimizados, os dois fatores acima são correções sobre a TACM e não são fatores prioritários, como tem sido considerado até o momento.

11. Uma vez entendida a TACM, pode-se inverter a questão e perguntar quais os detalhes da interação microscópica entre os vórtices e os centros de aprisionamento compatíveis com a TACM. A realização deste trabalho futuro deve ser conduzido em duas direções: 1^a) Tunelamento de correntes de vórtices e correntes aplicadas através dos centros de aprisionamento (tunelamento Josephson, efeito de proximidade, etc); 2^a) Correntes de blindagem nos centros de aprisionamento.

Assim, esperamos que o presente trabalho traga considerável avanço no entendimento do comportamento das forças de aprisionamento em materiais supercondutores reais, abrindo caminho para que com outras melhorias, não somente os materiais otimizados mas todos possam ser entendidos.

REFERÊNCIAS (CAPÍTULO 5)

(1) R. WÖRDENWEBER, "Collective Pinning Properties of Superconducting $a\text{-Nb}_x\text{Ge}$ and $a\text{-Mo}_x\text{Si}$ Films; Observation of Structural Phase Transitions in the Flux Line Lattice", RIJKSUNIVERSITEIT LEIDEN, The Netherlands, (1987), PhD Thesis.

(2) A. SUDBØ and E. H. BRANDT, "Flux Line Tilt Moduli in Anisotropic Superconductors", PHYS REV LETT, 66 (13), 1781-1784, (1991).

(3) E. H. BRANDT, "The Flux Line Lattice in High- T_c Superconductors", Proc. of the 19th Rare Earth Research Conference, Lexington, Kentucky, July 14-19, (1991).

(4) R. G. BOYD, "Longitudinal Critical Current in Type II Superconductors", PHYS REV, 145 (1), 255-257, (1966).

(5) E. H. BRANDT, "The Maximum Possible Loss-Free Current of Type II Superconductors With Flux Pinning", PHYS LETT, 77A (6), 484-486, (1980).

(6) L. D. COOLEY, G. STEJIC and D. C. LARBALESTIER, "Statistical Variations of the Elementary Flux-Pinning Force and Their Effect on the Shape of the Bulk-Pinning Force Curve of High-Field Superconductors", PHYS REV B, 46 (5), 2964-2973, (1992).

(7) L. D. COOLEY, P. D. JABLONSKI, P. J. LEE and D. C. LARBALESTIER "Strongly Enhanced Critical Current Density in Nb47wt.%Ti Having a Highly Aligned Microstructure", APPL PHYS LETT, 58 (25), 2984-2986, (1991).

APÊNDICE A

DISCORDÂNCIAS

A.1. Campo de tensão de discordâncias retas - Expressão geral

Neste item apresentamos a expressão geral para o campo de tensão de discordâncias retas calculada para materiais. Os resultados aqui obtidos serão posteriormente adaptados à geometria específica da rede de vórtices.

A.1.1. Discordância em cunha

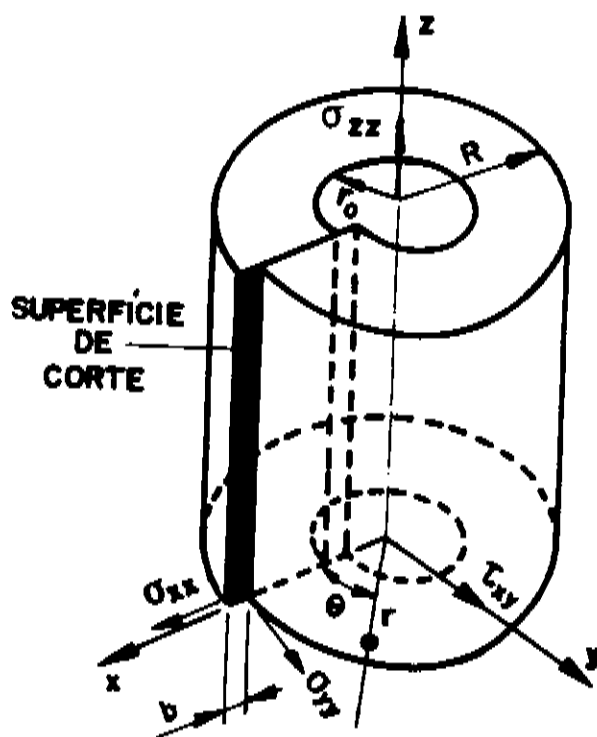


FIG.A.1 - DISTORÇÃO ELÁSTICA DE UM ANEL CILÍNDRICO, SIMULANDO A DISTORÇÃO PRODUZIDA POR UMA DISCORDÂNCIA EM CUNHA COM $b^c=(b,0,0)$.

Para casos de deslocamentos do tipo da FIG.A.1, ou seja, deformações bidimensionais, é significativamente mais fácil de se determinar a situação de equilíbrio.

Como o deslocamento paralelo à linha de discordância é zero ($u_z = 0$) e o vetor de Burger está na direção do eixo x, $\mathbf{b}^c = (b, 0, 0)$, estamos considerando apenas deformações planares e o plano de deslizamento é o plano xz. Desta forma as únicas tensões não nulas são as tensões normais ao longo dos eixos x, y e z, σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} e τ_{xy} , a tensão de cisalhamento atuando ao longo do eixo y em planos perpendiculares ao eixo x.

Os deslocamentos u_x e u_y são dados por (A.1):

$$u_x = -A \frac{1-\nu}{G} \operatorname{arctg} \frac{y}{x} - \frac{A}{2G} \frac{xy}{x^2+y^2} \quad (\text{A.1})$$

$$u_y = A \frac{1-2\nu}{2G} \ln (x^2+y^2)^{1/2} + \frac{A}{2G} \frac{x^2}{x^2+y^2} \quad (\text{A.2})$$

onde $A = - \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)}$.

As tensões para discordâncias em cunha em coordenadas retangulares são (A.1):

$$\sigma_{xx} = - \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2+y^2)}{(x^2+y^2)^2}$$

$$\sigma_{yy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2} \quad (\text{A.3})$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2-y^2)}{(x^2+y^2)^2}$$

$$\sigma_{zz} = \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy})$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{yz} = \tau_{zy} = 0$$

onde $r^2 = x^2 + y^2$.

A.1.2. Discordâncias em hélice.

Na configuração da FIG.A.2 , o deslocamento é restrito à direção y (u_y), que é a direção da linha de discordância. Os deslocamentos nas direções x e z são ambos nulos . Neste caso, mudamos a configuração dos eixos para adaptar o cálculo para a rede de discordâncias em hélice da rede de vórtices (CAP.2). Com esta mudança teremos que $r^2 = x^2 + z^2$.

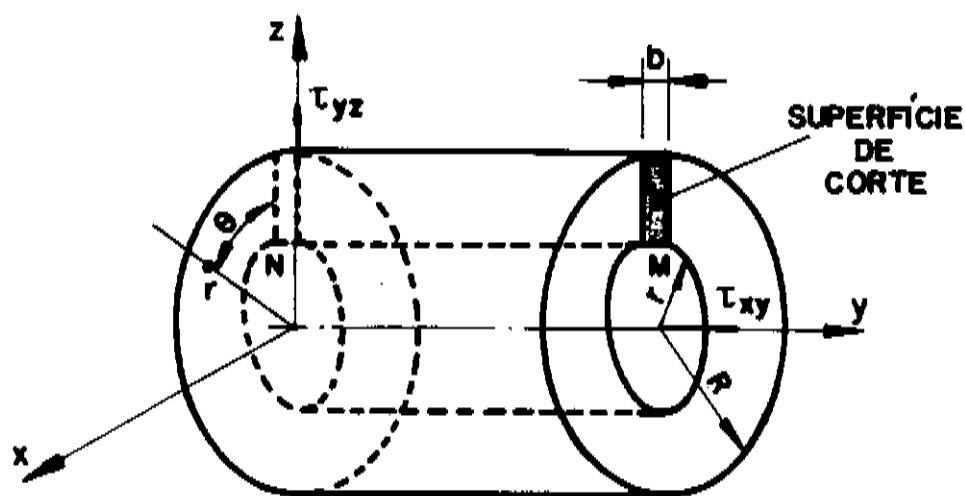


FIG.A.2 - DISTORÇÃO ELÁSTICA DE UM ANEL SIMULANDO A DISTORÇÃO PRODUZIDA POR UMA DISCORDÂNCIA EM HÉLICE, $b^h = (0, b, 0)$.

O deslocamento u_y é dado por^(A.3):

$$u_y = \frac{b}{2\pi} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{x}{z} \right) , \text{ com } r^2 = x^2 + z^2 \quad (\text{A.4})$$

Desta forma, não há característica de dilatação no campo de tensão, já que seriam dadas pelas derivadas $\partial u_x/\partial x$, $\partial u_y/\partial y$ e $\partial u_z/\partial z$. O campo de tensão é de caráter puramente de cisalhamento.

Em coordenadas retangulares, as únicas componentes de tensão não nulas são (A.2),

$$\tau_{zy} = \tau_{yz} = -\frac{Gb}{2\pi} \frac{x}{x^2 + z^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{z}{x^2 + z^2} \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \tau_{zx} = \tau_{xz} = 0$$

Conforme FIG.A.3, $\cos\theta = z/r$ e $\sin\theta = x/r$, e em coordenadas cilíndricas :

$$\tau_{\theta y} = \left(\tau_{zy} \hat{z} + \tau_{xy} \hat{x} \right)^2^{1/2}$$

$$\tau_{\theta y} = \left(\frac{Gb}{2\pi} \right) \left(\left| \frac{-x \hat{z} + z \hat{x}}{x^2 + z^2} \right|^2 \right)^{1/2} = \frac{Gb}{2\pi} \frac{1}{(x^2 + z^2)^{1/2}}$$

$$\tau_{\theta y} = \frac{Gb}{2\pi r} \quad (\text{A.7})$$

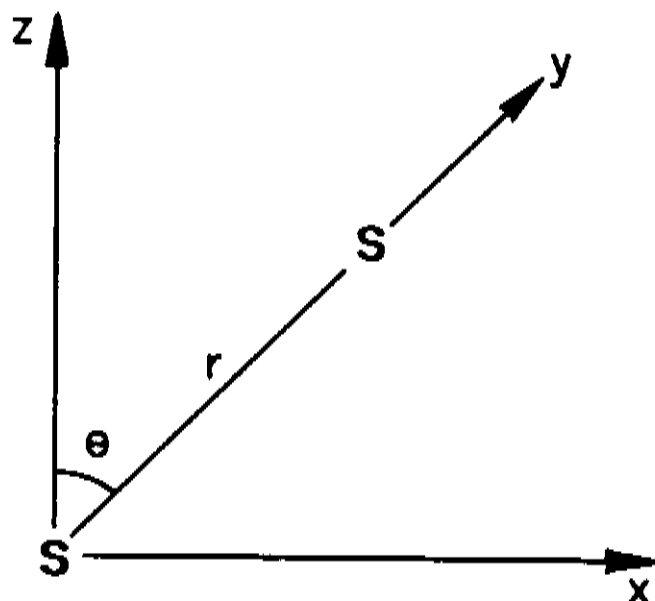


FIG.A.3 - DISCORDÂNCIA EM HÉLICE EM COORDENADAS CILÍNDRICAS.

A.2. Energia Própria e de Interação entre Duas Discordâncias - Expressão Geral

A energia elástica armazenada em um corpo devido a tensões aplicada neste corpo é dada pela lei de Hooke como sendo :

$$e = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik} \epsilon_{ik} \quad (\text{A.8})$$

onde e é a energia por unidade de volume.

Supondo que haja duas discordâncias A e B presentes no material, os tensores de deformação e tensão são dados por ϵ_{ik}^A , ϵ_{ik}^B e σ_{ik}^A e σ_{ik}^B . Os tensores resultantes de tensão e deformação são dados por :

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ik}^A + \epsilon_{ik}^B \quad (\text{A.9})$$

$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^A + \sigma_{ik}^B \quad (\text{A.10})$$

onde (A.9) e (A.10) são obtidos através da linearidade das equações de equilíbrio elástico.

De (A.8), (A.9) e (A.10) :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^A dV + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^B \epsilon_{ik}^B dV + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int (\sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^B + \sigma_{ik}^B \epsilon_{ik}^A) dV \quad (\text{A.11})$$

O primeiro e segundo termo da equação (A.11) são as *energias próprias* das discordâncias A e B respectivamente.

O terceiro termo da equação (A.11) é a *energia de interação* entre as discordâncias.

Pela lei de Hooke o tensor deformação é dado por :

$$\sigma_{ij} = 2 G \epsilon_{ij} \quad (\text{A.12})$$

onde: G é o módulo de cisalhamento.

Na realidade aos termos diagonais deveriam ser adicionados os termos de variação relativa do volume. Entretanto, estes termos não aparecem para o caso da rede de vórtices, pois a mesma é incompressível ($C_{11} \gg C_{66}$).

Assim, ao substituirmos a equação (A.12) na equação (A.11) :

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^B = \sum_{i,k=1}^3 2G \sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^B$$

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^B \epsilon_{ik}^A = \sum_{i,k=1}^3 2G \sigma_{ik}^B \epsilon_{ik}^A$$

$$\text{Logo : } \sum_{i,k=1}^3 (\sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^B + \sigma_{ik}^B \epsilon_{ik}^A) = 2 \sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^B$$

A equação (A.11) pode ser escrita nos termos de interação e energia própria como :

$$E_{pr} = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik} \epsilon_{ik} dV \quad (\text{A.13})$$

$$E_i = \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik}^A \epsilon_{ik}^A dV \quad (\text{A.14})$$

As componentes do tensor deformação podem ser dadas em termos do deslocamento u por (A.1):

$$\epsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.15})$$

Substituindo (A.15) em (A.13) :

$$E_{pr} = \frac{1}{4} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dV + \frac{1}{4} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_i \frac{\partial u_k}{\partial x_i} dV$$

$$E_{pr} = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \int \sigma_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dV$$

Aplicando a regra do produto para a diferenciação temos que:

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial (\sigma_{ik} u_i)}{\partial x_k} - \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} u_i$$

$$\sum_{i,k=1}^3 \sigma_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = \nabla \cdot (\sigma u) - u \cdot (\nabla \cdot \sigma)$$

Em condições de equilíbrio: $(\nabla \cdot \sigma) = -f$, onde f é chamada força de corpo, relacionada com a variação na massa, ou seja, $dm = \rho dV$, sendo ρ a densidade do material. Como a rede de vórtices é incompressível, não há variação de volume e $(\nabla \cdot \sigma) = 0$. logo podemos reescrever U como :

$$E_{pr} = \frac{1}{2} \int \nabla \cdot (\sigma u) dV$$

Usando o teorema de Gauss (ou da divergência)^(A.4):

$$E_{pr} = \frac{1}{2} \int \nabla \cdot (\sigma u) dV = \frac{1}{2} \int_{\pm S} (\sigma u) dS$$

A integração deve ser feita em ambos os lados da superfície cortada (que na verdade é o plano de deslizamento da discordância). Porém a diferença do deslocamento u em ambos os lados da superfície cortada é o vetor de Burger b da discordância. Logo :

$$E_{pr} = \frac{1}{2} b \int_S \sigma \, dS \quad (\text{A.16})$$

ou na notação anterior :

$$E_{pr} = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 b \int_{S_A} \sigma_{ik} \, dS_k \quad (\text{A.17})$$

Por analogia pode-se obter expressões para a energia de interação E_i :

$$E_i = b^A \int_{S_A} \sigma^B \, dS \quad (\text{A.18})$$

$$E_i = \sum_{i,k=1}^3 b_i \int_{S_A} \sigma_{ik}^B \, dS_k \quad (\text{A.19})$$

onde S_A é a superfície de corte referente à discordância A.

A.3. Forças Agindo sobre as Discordâncias

Como já foi visto no item A.1, pelo fato de duas discordâncias coexistirem, há o aparecimento de uma energia adicional no sistema que é a energia de interação entre elas . Isto significa que para produzir uma discordância num material que já possui discordâncias é necessário realizar trabalho por deformação . Este trabalho realizado tem uma parcela da energia própria da discordância que está sendo criada e outra parcela é o trabalho realizado contra o campo de tensão das discordâncias já existentes.

O mesmo tipo de interação com outros campos de tensão internos ao material gerados por forças externas pode existir. Assim sendo , σ^B da equação (A.18) pode ser devido a presença de forças externas.

Seja σ a tensão presente no material que não seja devido a discordância em questão. Supondo que a discordância tenha vetor de Burger b , dl é um elemento de linha da discordâncias ds é a distância que o elemento dl percorre.

A área varrida pela discordância $ds \times dl$ pode ser tomada como sendo um incremento da superfície de corte, já que as propriedades das discordâncias independem desta superfície de corte^(A.1).

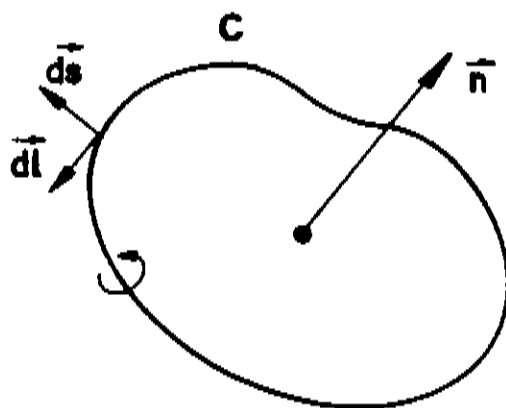


FIG.A.4 – SUPERFÍCIE DE INCREMENTO DA SUPERFÍCIE DE CORTE PARA OBTENÇÃO DA EQUAÇÃO (A.20).

Da equação (A.18) temos que a variação na energia de interação é dada por :

$$dE_i = \mathbf{b} \cdot \sigma (ds \times dl) = - (dl \times ds) \cdot (\sigma \mathbf{b}) \quad (\text{A.20})$$

Usando a identidade vetorial $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c} = (\mathbf{c} \times \mathbf{a}) \cdot \mathbf{b} = (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) \cdot \mathbf{a}$ temos que:

$$dE_i = - (\sigma \mathbf{b} \times dl) \cdot ds \quad (\text{A.21})$$

A força em potencial conservativo é dada por :

$$\mathbf{f} = - \nabla E = - \frac{\partial E}{\partial \mathbf{s}}$$

A força sobre as discordâncias é dada então por :

$$df = (\sigma b \times dl) \quad (A.22)$$

Integrando a equação (A.22) temos que a força por unidade de comprimento F é dada por:

$$F = (\sigma b) \times t \quad (A.23)$$

onde: t é um vetor unitário tangencial à linha de discordância apontando na sua direção positiva.

A.3.1. Interação entre cunhas paralelas com vetores de Burger paralelos.

O tensor de tensão σ_c^B devido à presença de uma discordância em cunha na direção com vetor de Burger $b_c^B = (b, 0, 0)$ é dado por :

$$\sigma_c^B = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (A.24)$$

onde as componentes do tensor são dadas pela equação (A.3).

Como queremos a interação com uma outra cunha paralela, o vetor tangencial $t = (0, 0, 1)$ e como o vetor de Burger é também paralelo, $b_c^A = (b, 0, 0)$.

Usando a equação (A.20) temos que :

$$\sigma_c^B b_c^A = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = (\sigma_{xx} b \quad \tau_{yx} b \quad 0)$$

$$\sigma_c^B b_c^A \times t = \begin{pmatrix} i & j & k \\ \sigma_{xx} b & \tau_{yx} b & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \tau_{yx} b i - \sigma_{xx} b j$$

Logo a força sobre a discordância é dada por :

$$F_x = \tau_{yx} b = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (\text{A.25})$$

$$F_y = -\sigma_{xx} b = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (\text{A.26})$$

As discordâncias em cunha podem se mover por deslizamento somente no plano que contém a linha de discordância e seu vetor de Burger, ou seja, neste nosso caso no plano xz, a componente F_x é a mais importante na determinação do comportamento das discordâncias.

Para discordâncias paralelas com vetores de Burger perpendiculares a componente F_y é a mais importante e a expressão obtida para F_y é análoga à equação (A.25)^(A.3).

A.3.2. Interação entre hélices paralelas com vetores de Burger paralelos.

O tensor de tensão devido a presença de uma discordância em hélice na direção y com vetor de Burger $b_h^B = (0, b, 0)$ é dado por :

$$\sigma_h^B = \begin{pmatrix} 0 & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & 0 & \tau_{yz} \\ 0 & \tau_{zy} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.27})$$

onde as componentes do tensor acima são dadas pela equação (A.6).

Como queremos a interação com uma outra hélice paralela, $t = (0, 1, 0)$ e com $b_h^A = (0, b, 0)$. Usando a equação (A.23):

$$\sigma_h^B b_h^A = \begin{pmatrix} 0 & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & 0 & \tau_{yz} \\ 0 & \tau_{zy} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = (\tau_{xy} b \quad 0 \quad \tau_{zy} b)$$

$$\sigma_h^B \mathbf{b}_h^A \mathbf{x} \mathbf{t} = \begin{pmatrix} i & j & k \\ \tau_{yx}^b & 0 & \tau_{zy}^b \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = -\tau_{zy}^b \mathbf{i} + \tau_{xy}^b \mathbf{k}$$

Logo :

$$F_x = -\tau_{zy}^b = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{x}{x^2 + z^2} \quad (\text{A.28})$$

$$F_y = \tau_{xy}^b = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{z}{x^2 + z^2} \quad (\text{A.29})$$

Em coordenadas polares :

$$F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r} \quad \text{e} \quad F_\theta = 0 \quad (\text{A.30})$$

Para discordâncias em hélice paralelas , somente forças radiais são exercidas.

São equivalentes as seguintes configurações :

$$F_x = \frac{Gb^2}{2\pi x} \quad r_0 \leq x \leq R \quad (\text{A.31})$$

$$F_z = \frac{Gb^2}{2\pi z} \quad r_0 \leq z \leq R \quad (\text{A.31})$$

$$F_r = \frac{Gb^2}{2\pi r} \quad r_0 \leq r \leq R \quad ()$$

onde R: é o raio de limite.

No caso de haver apenas uma discordância no material pode ser tomado como sendo as dimensões externas da amostra. Outras vezes é tomado como sendo as dimensões do grão.

A.3.3. Interação entre hélices e cunhas perpendiculares

Segundo o modelo aqui apresentado, onde as discordâncias são caracterizadas pelas FIG.A.1 e FIG.A.2, temos que a força exercida sobre a discordância em hélice pelo campo de tensão da discordância em cunha para linhas perpendiculares é a seguir calculada.

A discordância em cunha tem sua linha na direção z e vetor de Burger $b=(b,0,0)$. A discordância em hélice tem sua linha na direção x ou y para que seja perpendicular à discordância em cunha. As equações obtidas para a força para linhas de discordância em hélice na direção x ou y são equivalentes. A configuração usada nos cálculos é apresentada na FIG.A.5.

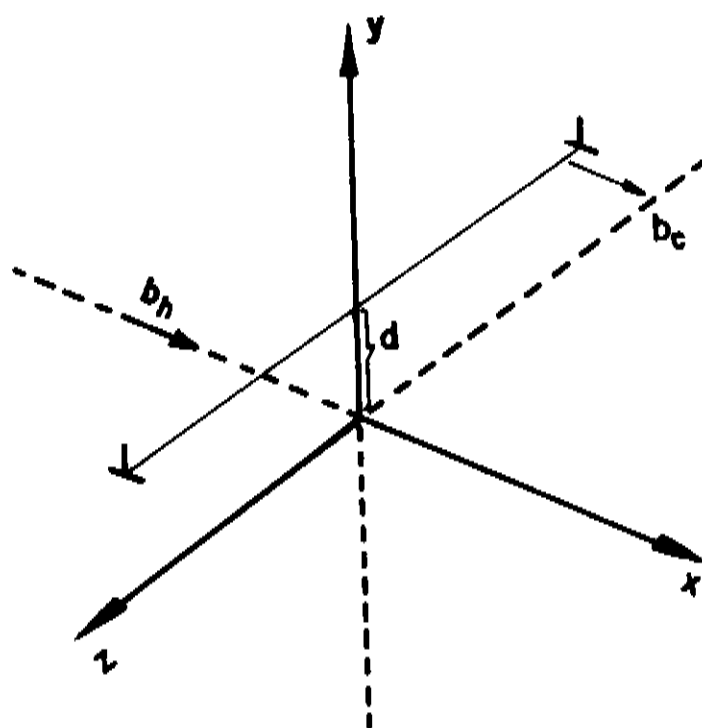


FIG.A.5 - DISCORDÂNCIA EM CUNHA E EM HÉLICE PERPENDICULARES.

Assumindo que a discordância em hélice está na direção x , $b_h=(b,0,0)$ e $t=(1,0,0)$, da equação (A.22) temos que :

$$\sigma_c \mathbf{b} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = (\sigma_{xx} b \quad \tau_{yx} b \quad 0)$$

$$\sigma_c \mathbf{b} \times \mathbf{t} = \begin{pmatrix} i & j & k \\ \sigma_{xx} b & \tau_{yx} b & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = -\tau_{yx} b \mathbf{k}$$

Logo :

$$F_z = - \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - d^2)}{(x^2 + d^2)^2} \quad (\text{A.32})$$

onde, na equaçãõ (A.25) foi substituído $y=d$. A força na equaçãõ (A.32) muda de sinal quando x muda de sinal. Assim a força total sobre a discordância em hélice é nula. No entanto um binário de força infinito atua sobre a discordância. Este binário de força entorta a linha de discordância em hélice na forma indicada na FIG.A.6.

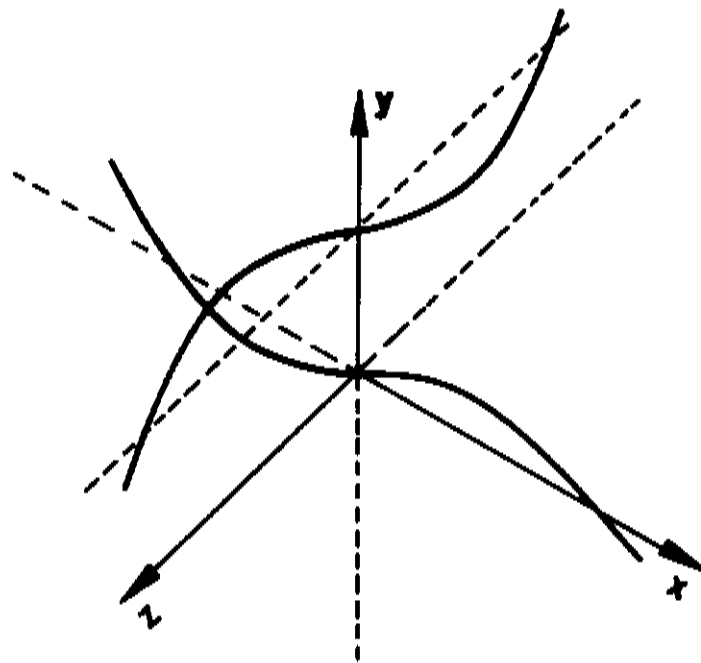


FIG.A.6 - TORÇÃO DAS DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE E EM CUNHA PERPENDICULARES.

Para obter a força exercida sobre a discordâncias em cunha pela discordância em hélice precisamos do campo de tensão da discordâncias em hélice. Usando a configuração dada pela FIG.A.2, para que haja equivalência com a FIG.A.5 precisamos colocar a discordâncias em cunha com vetor de Burger na direção y e a linha continua na direção z. Assim:

$$\sigma_h b_c = \begin{pmatrix} 0 & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & 0 & \tau_{yz} \\ 0 & \tau_{zy} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ b \\ 0 \end{pmatrix} = (\tau_{xy} b \quad 0 \quad \tau_{zy} b)$$

$$\sigma_h b_c \times t = \begin{pmatrix} i & j & k \\ \tau_{yx} b & 0 & \tau_{zy} b \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = -\tau_{xy} b j$$

Logo :

$$F = -\frac{Gb^2}{2\pi} \frac{z}{x^2 + z^2}$$

Voltando à configuração da FIG.A.5, ou seja intercambiando x com y temos que:

$$F = -\frac{Gb^2}{2\pi} \frac{z}{d^2 + z^2} \quad (A.33)$$

com y=d. Novamente a força resultante sobre a discordância em hélice é nula, mas o binário de força tende a entortar a linha de discordância em cunha conforme FIG.A.6.

A.3.4. Interação entre hélices perpendiculares.

As discordâncias em hélice perpendiculares estão dispostas conforme a FIG.A.7.

Temos que :

$$\sigma \cdot b = \begin{pmatrix} 0 & \tau_{xy} & 0 \\ \tau_{yx} & 0 & \tau_{yz} \\ 0 & \tau_{zy} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = (0 \quad \tau_{yx}b \quad 0)$$

$$\sigma \cdot b \times t = \begin{pmatrix} i & j & k \\ 0 & \tau_{yx}b & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = -\tau_{yx} b k$$

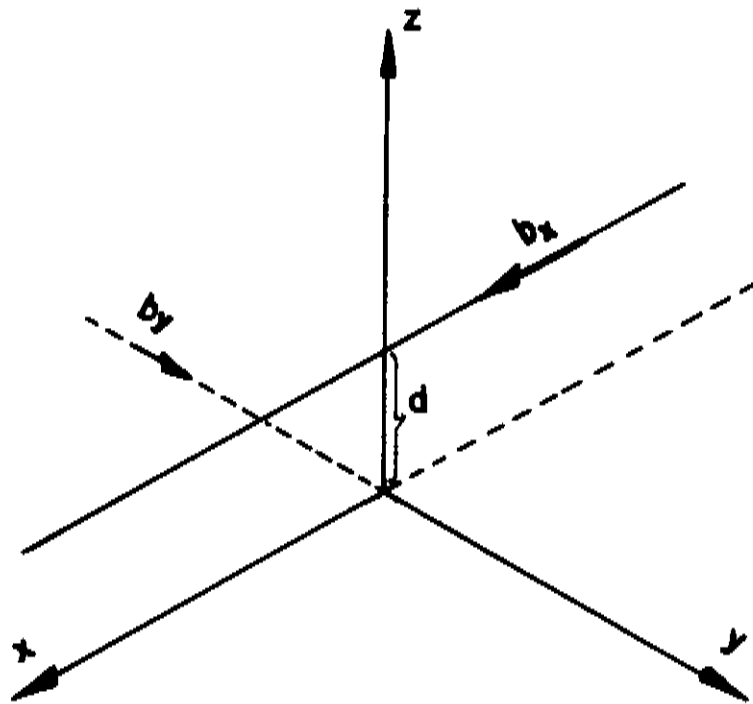


FIG.A.7 - DISCORDÂNCIAS EM HÉLICE PERPENDICULARES

Logo:

$$F_z = - \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{d}{x^2 + d^2} \quad (A.34)$$

onde: $z=d$. A força total sobre a linha (ao contrário da força por unidade de comprimento) é obtida integrando-se a equação (A.34). Ou seja :

$$F_T = - \frac{Gb^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d}{x^2 + d^2} dx$$

Fazendo a mudança de variável :

$$\tan \theta = \frac{x}{d} \quad ; \quad \cos \theta = \frac{d}{\sqrt{d^2 + x^2}} \quad ; \quad dx = \frac{d^2 + x^2}{d} d\theta$$

$$F_T = - \frac{Gb^2}{2\pi} \int d\theta = - \frac{Gb^2}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{x}{d} \Bigg|_{-\infty}^{+\infty}$$

$$F_T = - \frac{Gb^2}{2\pi} \left[\pi/2 - (-\pi/2) \right]$$

$$F_T = - \frac{Gb^2}{2} \tag{A.35}$$

As equações apresentadas neste apêndice A são usadas no capítulo 2 deste trabalho.

REFERÊNCIAS (APÊNDICE A)

- (A.1) I. KOVACS and L. Z. SOLDOS, Dislocations and Plastic Deformation, Oxford, Pergamon Press, 1973 (CAP.2 - Dislocations in an Elastic Continuum).
- (A.2) D. HULL , Introduction to Dislocations , Great Britain, Pergamon Press, 1969 (CAP.4 - Elastic Properties of Dislocations).
- (A.3) J. WEERTMAN and J. R. WEERTMAN, Elementary Dislocation Theory, New York, The MacMillan Company, 1965 (CAP.2 - The Stress Field Around a Dislocation).
- (A.4) J. D. JACKSON, Eletrodinâmica Clássica, Rio de Janeiro, Ed. Guanabara Dois SA, 1983 (Apêndice Matemático).

TEORIA DE APRISIONAMENTO COLETIVO (TAC)

Neste apêndice apresentaremos as definições gerais da TAC, bem como um resumo da TAC convencional. A conceituação geral da TAC é a mesma tanto para o que denominamos de convencional como para a modificada.

B.1. Conceitos Gerais

Na TAC, os centros de aprisionamento são completamente caracterizados por sua intensidade $W = n_p \langle f_i^2 \rangle$, e por seu alcance u , onde n_p é adensidade de centros de aprisionamento e $\langle f_i^2 \rangle = f^2$ é a média quadrática das forças exercidas sobre a rede de vórtices pelo i -ésimo centro de aprisionamento.

Os conceitos gerais da TAC podem ser assim resumidos:

a) Os centros de aprisionamento presentes no material destroem a ordem de longo alcance existente na rede de vórtices (rede triangular perfeita). No entanto, uma ordenação de curto alcance aparece com o aparecimento de regiões de volume V_c , onde V_c é chamado de volume de correlação.

Os $N = n_p V_c$ centros de aprisionamento em V_c se somam estatisticamente para exercer uma força que flutua com amplitude $fN^{1/2}$. Esta amplitude dividida por V_c nos dá a densidade máxima de aprisionamento F_p :

$$F_p = \left(\frac{W}{V_c} \right)^{1/2} = \frac{fN^{1/2}}{V_c} \tag{B.1}$$

b) O volume de correlação V_c pode ser estimado a partir da média quadrática (sobre todo o volume) dos deslocamentos $s_r(r)$ causados pelos centros de aprisionamento:

$$g(r) = \langle | s_r(r'+ r) - s_r(r') |^2 \rangle \tag{B.2}$$

$g(r)$ é a função de correlação dos deslocamentos.

Esta idéia é a inovação que a TAC introduz. O volume de correlação V_c é definido como sendo um elipsóide de volume $V_c = (4/3)\pi R_c^2 L_c$ para o qual a seguinte condição se aplica^(B.1):

$$g(r) \leq u^2$$

Para o caso tridimensional por exemplo, pode-se determinar V_c fazendo:

$$g(R_c, 0) = g(0, L_c) = u^2 \quad (B.3)$$

A função de correlação $g(r)$ é calculada na referência (B.1) para o caso tridimensional (3D). No caso bidimensional (2D) é calculada para centros de aprisionamento pontuais e distribuídos aleatoriamente. Os resultados obtidos para a densidade de força de aprisionamento foram:

$$3D : F_p = \left[\sqrt{3/2} / 32\pi^2 \right] W^2 / u^3 C_{44} C_{66}^2 \quad (B.4)$$

$$2D : F_p = \sqrt{1/8} \left[\ln(R/R_c) \right]^{1/2} W / u d C_{66} \quad (B.5)$$

onde d é a espessura do filme e R é tomado como sendo aproximadamente a metade do tamanho do filme.

Uma alternativa para o cálculo de V_c é apresentada no item B.2.

B.2. TAC convencional

Na TAC convencional, somente as interações elásticas são consideradas^(B.2), de forma que o deslocamento u sofrido pelos vórtices seja pequeno.

A densidade de energia elástica armazenada pela rede de vórtices, segundo a lei de Hooke é dada por^(B.3):

$$e_e = C_{66} \left(\frac{u}{R_c} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{u}{L_c} \right)^2 \quad (B.6)$$

onde C_{66} e C_{44} são respectivamente a constante elástica de cisalhamento e de flexão da rede de vórtices.

Devido à sua deformação u , a rede de vórtices sofre um decréscimo de energia ao se ajustar à configuração de defeitos. Este decréscimo na densidade de energia é dado por :

$$e_p = - F_p u \quad (B.7)$$

com F_p dada pela equação (B.1).

A energia total do sistema para a TAC convencional é dada por:

$$e_T^{TACC} = C_{66} \left(\frac{u}{R_c} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{u}{L_c} \right)^2 - \frac{f n_p^{1/2} u}{R_c L_c^{1/2}} \quad (B.8)$$

A fim de que o sistema vórtices-centros de aprisionamento esteja em equilíbrio, precisamos que a densidade de energia total e_T^{TACC} seja mínima com relação à distribuição de volumes V_c . Com isto é necessário que :

$$\frac{\partial e_T^{TACC}}{\partial R_c} = \frac{\partial e_T^{TACC}}{\partial L_c} = 0 \quad (B.9)$$

Das derivações na equação (B.10) obtemos:

$$\frac{\partial e_T^{TACC}}{\partial R_c} = -2 C_{66} \frac{u^2}{R_c^3} + \frac{f n_p^{1/2} u}{R_c^2 L_c^{1/2}} = 0$$

$$R_c = \frac{C_{66} L_c^{1/2} u}{f n_p^{1/2}} \quad (B.10)$$

$$\frac{\partial e_T^{TACC}}{\partial L_c} = -2 C_{44} \frac{u^2}{L_c^3} + \frac{f n_p^{1/2} u}{R_c L_c^{3/2}} = 0$$

$$R_c = \frac{f n_p^{1/2}}{4 C_{44} u} L_c^{1/2} \quad (\text{B.11})$$

Igualando-se (B.11) a (B.12):

$$L_c = \frac{8 C_{66} C_{44} u^2}{f^2 n_p} \quad (\text{B.12})$$

Substituindo-se L_c em (B.11) ou (B.12):

$$R_c = \frac{32^{1/2} C_{66}^{3/2} C_{44}^{1/2} u^2}{f^2 n_p}$$

Logo, de $V_c = R_c^2 L_c$:

$$V_c = \frac{256 C_{66}^4 C_{44}^2 u^2}{f^6 n_p^3}$$

E F_p é dado por:

$$F_p = \left(\frac{W}{V_c} \right)^{1/2} = \frac{W^2}{16 u^3 C_{44} C_{66}^2} \quad (\text{B.13})$$

A equação (B.13) foi obtida na REF. (B.2), porém difere da equação (B.4) por um fator de 16. Isto ocorre pelo fato de Brandt⁽¹⁾ ter usado uma outra metodologia de cálculo, ou seja, a partir da função de correlação $g(r)$, o que pode incorrer em diferenças. Além disto, o volume de correlação usado por ele foi de $V_c' = (4/3)\pi R_c^2 L_c$.

Larkin e Ovchinnikov^(B.4) também calcularam F_p a partir da função de correlação $g(r)$ e neste caso o resultado difere da equação (B.14) por um fator de 1,56.

Na realidade a discrepância entre estes resultados é de pouca importância, já que não correspondem à situação real .

Para amostras tridimensionais é necessário considerar a presença das discordâncias da rede de vórtices conforme é apresentado no capítulo 2.

REFERÊNCIAS (APÊNDICE B)

- (B.1) E. H. BRANDT, "Collective Pinning in a Film of Finite Thickness", J LOW TEMP PHYS, 64, 375-393 (1986).
- (B.2) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Pinning in Type II Superconductors", J LOW TEMP PHYS, 34, 409-428 (1979).
- (B.3) C. BORMIO, Forças de Aprisionamento de Vórtices e Corrente Crítica em Supercondutores do Tipo II, UNICAMP/IFGW, 1985. Tese de Mestrado.(CAP.II - Teoria de Elasticidade Para A Rede de Vórtices).
- (B.4) A. I. LARKIN and Yu. N. OVCHINNIKOV, "Collective Pinning", PHYSICA 126B, 187-192 (1984).

APLICABILIDADE DA TEORIA DE DISCORDÂNCIA À REDE DE VÓRTICES

Afim de se estudar as distorções causadas pelas discordâncias e o campo de tensão ao redor delas, é necessário considerar as forças atuando entre vórtices, bem como a interação entre um vórtice com todos os outros.

Este é um problema de grande dificuldade matemática que pode ser contornado considerando o meio como perfeitamente elástico.

A força elástica restauradora de interação entre vórtices de duas camadas é (C.1):

$$F_i^{\text{at}} = \frac{G b'}{2\pi a} \text{sen} \frac{2\pi x}{b'} \quad (\text{C.1})$$

onde a é a distância entre camadas, b' é a distância de interação entre átomos da mesma camada e G é o módulo de cisalhamento. A periodicidade da F_i^{at} está diretamente relacionada à periodicidade da rede cristalina.

Para pequenas deformações, $2\pi x/b' \ll 1$, temos que:

$$F_i^{\text{at}} \approx \frac{G x}{a} \quad (\text{C.2})$$

que nada mais é que a lei de Hooke.

Da expressão (C.2) vemos que a força de interação é linear com os deslocamentos. Neste caso, o volume ao redor do núcleo da discordância deve ser omitido dos cálculos, já que nesta região o deslocamento relativo e a deformação associada são muito grandes.

C.1. Interação entre Vórtices - Cálculo da Força.

Para que a teoria elástica linear possa ser aplicada na dedução dos campos de tensão das discordâncias para a rede de vórtices, é necessário que a força de interação entre vórtices seja linear com os deslocamentos (aproximação harmônica).

Segundo Brandt^(C.2), a interação efetiva entre vórtices pode ser dada por:

$$V(r) = \left[\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right] \left[K_0(r/\lambda') - K_0(r/\xi') \right] \quad (C.3)$$

K_0 é a função de Bessel modificada, $\lambda' = \lambda/(1-b)^{1/2}$, $\xi' = \xi/(2-2b)^{1/2}$ e r é a distância de interação entre 2 vórtices.

A função de Bessel modificada pode ser dada por^(C.3):

$$K_0(x) = - \left[\ln \frac{x}{2} + \gamma \right] I_0(x) + \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^2 4^2} \left[1 + \frac{1}{2} \right] + \frac{x^6}{2^2 4^2 6^2} \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \right] + \dots \quad (C.4)$$

com $I_0(x) = 1 + \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^2 4^2} + \dots$ e $\gamma = 0,5772$.

Reescrevendo (C.4) onde $0,5772 = \ln(2 \times 0,89)$:

$$K_0(x) = - \ln(0,89x) + \frac{x^2}{2^2} \left[1 - \ln(0,89x) \right] + \frac{x^4}{2^2 4^2} \left[1 + \frac{1}{2} - \ln(0,89x) \right] + \frac{x^6}{2^2 4^2 6^2} \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} - \ln(0,89x) \right] + \dots \quad (C.5)$$

Se na equação (C.3) substituirmos $x_1 = r/\lambda'$ e $x_2 = r/\xi'$ e usando (C.5), temos que o potencial $V(r)$ pode ser dado por:

$$V(r) = \left[\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right] \left\{ \ln \frac{x_2}{x_1} + \frac{1}{2^2} \left[(x_1^2 - x_2^2) + \ln \frac{x_2}{x_1} \right] + \frac{1}{2^2 4^2} \left[\frac{3}{2} (x_1^4 - x_2^4) + \ln \frac{x_2}{x_1} \right] + \frac{1}{2^2 4^2 6^2} \left[\frac{11}{6} (x_1^6 - x_2^6) + \ln \frac{x_2}{x_1} \right] + \dots \right\}$$

Lembrando que $x_1=r/\lambda'=r(1-b)^{1/2}/\lambda$ e $x_2=r/\xi'=r(2-2b)^{1/2}/\xi$, a razão x_2/x_1 é dada por:

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{r/\xi'}{r/\lambda'} = \frac{\lambda'}{\xi'} = \frac{\lambda/(1-b)^{1/2}}{\xi/(2-2b)^{1/2}} = 1,41x$$

Desta forma, $V(r)$ fica dado por:

$$V(r) = \left[\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right] \left\{ \ln(1,41x) + \frac{1}{2^2} \left[\left(\frac{1}{\lambda'^2} - \frac{1}{\xi'^2} \right) r^2 + \ln(1,41x) \right] + \frac{1}{2^2 4^2} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{1}{\lambda'^4} - \frac{1}{\xi'^4} \right) r^4 + \ln 1,41x \right] + \frac{1}{2^2 4^2 6^2} \left[\frac{11}{6} \left(\frac{1}{\lambda'^6} - \frac{1}{\xi'^6} \right) r^6 + \ln 1,41x + \dots \right] \right\}$$

Podemos escrever a equação anterior de uma maneira mais simples como sendo:

$$V(r) = \left[\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right] \left\{ C_0(x) + C_2(x) \frac{r^2}{2^2} + C_4(x) \frac{r^4}{2^2 4^2} + \dots + C_n(x) \frac{r^n}{2^2 4^2 \dots n^2} \right\} \quad (C.6)$$

$$\text{com } C_0(x) = \ln(1,41x) \left[1 + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{2^2 4^2} + \dots + \frac{1}{2^2 4^2 \dots n^2} \right]$$

$$\text{e } C_n = \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{n/2} \right] \left[\frac{1}{\lambda'^n} - \frac{1}{\xi'^n} \right] \text{ para } n=2,4,6,\dots$$

Podemos reescrever o termo C_n , colocando $\frac{1}{\xi'^n}$ em evidência como sendo :

$$C_n = \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{n/2} \right] \frac{1}{\xi'^n} \left[\frac{\xi'^n}{\lambda'^n} - 1 \right]$$

onde: $n=2,4,6,\dots$

Em materiais como NbTi e Nb₃Sn, tem-se que $\kappa \gg 1$, Como $\lambda'/\xi'=1.41\kappa$, a expressão para C_n fica reduzida a:

$$C_n = - \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{n/2} \right] \frac{1}{\xi'^n}$$

O potencial $V(r)$ pode então ser reescrito como:

$$V(r) = \left[\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right] \left\{ C_0(x) + C_2' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^2 + C_4' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^4 + \dots + C_n' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^n \right\} \quad (C.7)$$

$$\text{onde: } C_n' = - \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \dots + \frac{1}{n/2} \right] \frac{1}{2^2 4^2 6^2 \dots n^2}$$

Analisando alguns termos do potencial dado pela equação (C.7), tem-se que:

$$n=2 \longrightarrow : C_2' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^2 = 1,35 \frac{(1-b)}{b}$$

$$n=4 \longrightarrow C_4' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^4 = 0,45 \frac{(1-b)^2}{b^2}$$

$$n=6 \longrightarrow C_6' \left(\frac{r}{\xi'} \right)^6 = 0,068 \frac{(1-b)^3}{b^3}$$

onde foi substituído $\xi'=\xi/(2-2b)^{1/2}$. Foi considerada somente a interação entre primeiros vizinhos, já que no contexto da TACM, a rede de vórtices apresenta apenas ordenamento de curto alcance.

O valor de r a ser usado seria portanto a_0 , o parâmetro de rede. Porém, como os vórtices sofrem deformações, se um dos vórtices do par de interação

sofre deslocamento de $u=0,39a_0$, a distância entre vórtices passa a ser $r=0,61a_0$, que foi o valor usado nas estimativas dos termos de $V(r)$.

A relação entre o termo para $n=2$ e $n=4$ é $3b/(1-b)$ e entre $n=2$ e $n=6$ é $19,9b^2/(1-b)^2$. Para $b < 0,6$, os termos de ordem maior que dois não podem ser desprezados. Para $b \geq 0,6$, o termo de $n=2$ é 4,5 vezes maior que o termo de $n=4$ e 45 vezes maior que o termo de $n=6$.

Com isto, para $b \geq 0,6$, o potencial $V(r)$ pode ser dado por:

$$V(r) = \left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right) \frac{r^2}{2^2} \left[C_0(x) + C_2(x) \frac{r^2}{2^2} \right] \quad (C.8)$$

e a força de interação entre vórtices que é dada por $F_{int}^V = -dV/dr$ fica sendo:

$$F_{int}^V = \left(\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda'^2} \right) C_2(x) \frac{r}{2} \quad (C.9)$$

Brandt^(C.4) afirma em seus trabalhos que o potencial de interação dado pela equação (C.3) reproduz a matriz elástica para $b > 0,6$ e para $b < 0,25$, $x > 3$; além disto, este potencial se anula para $x=1/\sqrt{2}$, como realmente deveria. Assim, Brandt espera que o potencial (C.3) reproduza a matriz elástica para $0 < b < 1$ e $1/\sqrt{2} < x < \infty$.

Portanto, dentro da aproximação harmônica, os vórtices comportam-se como se interagissem através de um potencial de dois corpos composto de uma parte repulsiva - $K_0(r/\lambda')$ e um termo atrativo - $K_0(r/\xi')$.

REFERÊNCIAS (APÊNDICE C)

- (C.1) I. KOVACS and L. ZOLDOS, Dislocation and Plastic Deformation, Oxford, Pergamon Press, 1973 (Cap.1 - The Concept of Dislocation).
- (C.2) E. H. BRANDT, "Elastic Energy of the Vortex State in Type II Superconductors.II. Low Inductions", J LOW TEMP PHYS, 26 (5/6), 735-753 (1977).
- (C.3) M. R. SPIEGEL, Manual de Fórmulas e Tabelas Matemáticas, São Paulo, McGraw-Hill do Brasil, 1973.
- (C.4) E. H. BRANDT, "Elastic Response of the Fluxoid Lattice with Planar Pinning Forces", PHYS STAT SOL (b), 84, 269-281 (1977).

ENERGIA ELÁSTICA DA REDE NÃO DEFORMADA

No caso de termos uma rede de vórtices perfeita, as interações repulsivas entre o vórtice e seus vizinhos se cancelam e não há força resultante (FIG.D.1a).

Já para o caso de haver um gradiente de densidade de fluxo, causado por exemplo pela presença de algum defeito, esperamos que haja uma força de arraste no conjunto de vórtices na direção oposta ao gradiente de fluxo (FIG.D.1b).

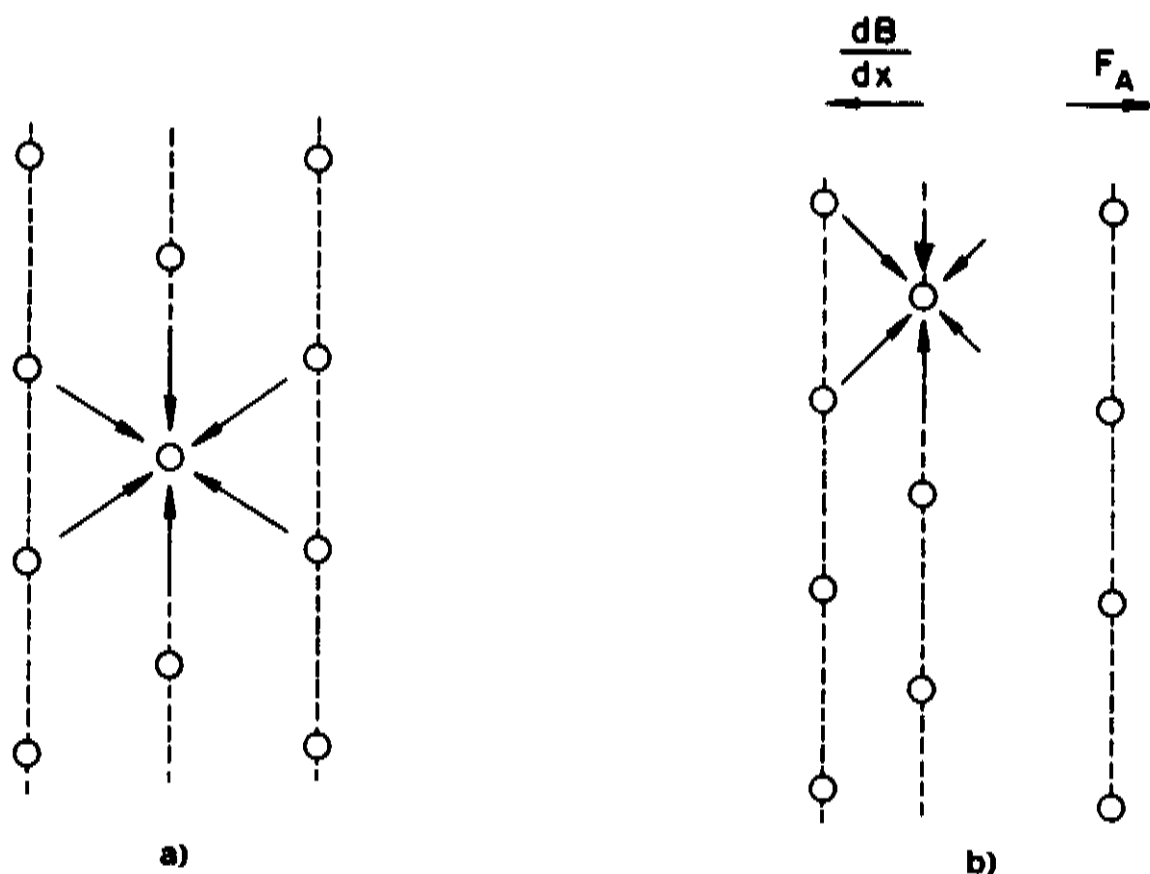


FIG.D.1 - FORÇAS ATUANDO SOBRE O VÓRTICE: a) RESULTANTE É NULA, b) RESULTANTE É OPOSTA AO GRADIENTE DE FLUXO.

Na proposta da TAC, dentro do volume V_c a rede é perfeita e somente os defeitos da superfície estariam atuando como centros de aprisionamento.

Dentro da visão introduzida pela FIG.D.1, isto seria equivalente a dizer que dentro de V_c os centros de aprisionamento estão distribuídos aleatoriamente, de forma que a somatória sobre todos os deslocamentos e conseqüentemente sobre todas as forças é nula.

Entretanto, na superfície de V_c , os centros de aprisionamento causam um gradiente de fluxo e há um deslocamento líquido resultando em uma força de arraste não nula.

A densidade de energia total no contexto da TACM seria portanto:

$$e_T = x_e (e'_e + e_e) + (1-x_e) e_{dis} + e_p \quad (D.1)$$

onde e'_e é a densidade de energia elástica associada aos vórtices dentro de V_c , e_e é a densidade de energia elástica na superfície de V_c , e_{dis} é a densidade de energia das discordâncias na superfície de V_c e e_p é a densidade de energia de pinning .

Se u' é o deslocamento dos vórtices dentro de V_c :

$$e'_e = C_{66} \left(\frac{u'}{R_c} \right)^2 + C_{44} \left(\frac{u'}{L_c} \right)^2 \quad (D.2)$$

Como dentro de V_c o deslocamento resultante é muito pequeno ($u' \ll u$) se comparado com os deslocamentos na superfície de V_c , consideraremos $e'_e = 0$.

Com isto, o termo de densidade de energia total do sistema vórtices-centros de aprisionamento é dado por:

$$e_T = x_e e_e + (1-x_e) e_{dis} + e_p \quad (D.3)$$

APÊNDICE E

LISTAGEM DO PROGRAMA DE SIMULAÇÃO

```
program nbt4;  
uses crt,turbo3,dos,printer;
```

```
{ CALCULO DOS TERMOS DE ENERGIA SEPARADAMENTE }  
{ INTERACOES HH NO PLANO X-Y ANTIPARALELAS }  
{ CRIA ARQUIVOS DE DADOS EM DISCO }
```

```
const
```

```
ss = 0.39;  
ksi = 5.47; {nm}  
k = 50.4;  
bc2 = 11.0; {Tesla}  
pi = 3.14159;
```

```
var
```

```
ao,  
s,  
fb,  
xe,  
r,  
b,  
passob,  
c66,  
cef,  
lant,  
fant,  
lpos,  
fpos,  
fsqrtn,  
fsqrtn1,  
lmed,  
lc,  
rc,  
vc,  
fp,  
jc,  
fs,  
fs1,  
w,  
parcela1,  
parcela2,  
parcela3,  
parcela4,  
FATOR1,  
FATOR2,  
FATOR3,  
FATOR4,  
fator5,  
fator6,  
fator7,  
fator8,  
fator9,  
fator10,  
fator11,  
E,  
ECC,  
EHH,
```

EHHP,
Ep,
EAP,
Ee,
ER,
EL,
ERR,
ERL,
ELL,
TESTE1,
teste

: real;

dados:text;

i,
opcao1,
OPCAO2

: integer;

label 10;
label 20;
LABEL 30;
label 40;
label 50;

begin

clrscr;

write('Entre com o valor de xe => ');

readln(xe);

writeln;

write('Entre com o valor de R => ');

readln(r);

writeln;

write('Entre com o valor de b => ');

readln(b);

writeln;

write('Entre com o valor do passo para b => ');

readln(passob);

writeln;

writeln('Opcoes de gravacao : ');

writeln('disco = 2');

writeln('tela = 1');

write('Entre com sua opcao1 => ');

readln(opcao1);

writeln;

writeln('Teste dos minimos de energia :');

writeln('opcao2 = 3 => sim ');

writeln('opcao2 = 4 => nao ');

write('Entre com sua opcao2 => ');

```

readln(opcao2);
clrscr;
if opcao1 = 1 then
begin
writeln('ss = ',ss:4:3 ,' ksi = ',ksi:2);
writeln;
writeln('xe = ',xe:1:3,' R = ',R:4:3);

end;

if opcao1 = 2 then
begin

assign(dados,'c:\cris\r25xe05.dat');
rewrite(dados);

writeln(dados,'ss = ',ss:4:3,' ksi = ',ksi:2,' r=',r:4:3);
writeln(dados,'xe = ',xe:1:3,' Bcdois = ',Bc2:2:1);
writeln(dados);
write(dados,'b ',lmed ',Lc ',Rc ',Vc ');
write(dados,' fs ',Fp ',Jc ');
write(dados,'W ');
writeln(dados,'Et ',Edisc ',Eap ',Eel ',Ecc ');
write(dados,'Ehh ',Ehhp');
writeln(dados);

end;

if opcao1 = 1 then
begin
writeln('_____');
writeln;
end;

while b<0.949 do

begin

if opcao1 = 1 then
begin
writeln('b = ', b:1:2);
writeln('_____');
end;

end;

{inclusao da dependencia do deslocamento u com b}

fb:= 1 ;
s:=ss*fb;

writeln(' fb = ', fb:1:2 , ' s = ', s:2:4 );

c66:=(sqr(bc2)/(4*pi*1e-7)*b*sqr(1-b)*(1-0.58*b+0.29*sqr(b)))/(8*sqr(k))*1e-1
8;

{c66 em N/nm2}

```



```

Ao := (2.6935*ksi)/sqrt(b);    {Ao em nm}
cef:= sqrt(8/(1-b));          {cef = sqrt(c44/c66)}
i := 0;

```

```

lant := 4 ;

```

```

while lant < 16 do

```

```

begin

```

```

lpos:=lant + 0.05;
parcela1 :=(1-xe)*(r*(ln(r/4.3)+ln(lant/4.3)-1)-1.2*lant/cef*(2*ln(r/4.3)-1));
fant :=parcela1 - xe*sqr(s)*4*pi/0.5774*(lant/cef-2*cef*sqr(r)/lant);
parcela2 :=(1-xe)*(r*(ln(r/4.3)+ln(lpos/4.3)-1)-1.2*lpos/cef*(2*ln(r/4.3)-1));
fpos := parcela2 - xe*sqr(s)*4*pi/0.5774*(lpos/cef-2*cef*sqr(r)/lpos);

```

```

{ writeln('fant = ',fant,'    fpos = ',fpos); }

```

```

if (1e-14*fant*fpos)<0
then
begin

```

```

    if opcao1 = 2 then
    write(dados,b:1:2,' ');

```

```

i:=i+1;
lmed:=(lant+lpos)/2;
parcela3:= 2* c66*sqr(ao)*cef/(2*pi*s);

```

```

parcela4:=((1-xe)*(1.25*r*(ln(r/4.3)+ln(lmed/4.3)-1)-2*pi*s/1.1547)+4*pi*s*s*xe*cef*sqr(r)/(1.1547*lmed));

```

```

fsqrtn1:=parcela3*parcela4; {em N}

```

```

{goto 30;}

```

```

{ TESTE DOS MINIMOS DE ENERGIA }

```

```

if opcao2 = 4 then goto 20 ;

```

```

fator2:=ln(r/4.3) + ln(lmed/4.3) ;

```

```

fator3:=1.1547*fsqrtn1/(C66*CEF* ao*ao) ;

```

```

fator4:=4*pi*s ;

```

```

fator5:=(1-xe)*(1.4434*r/cef*(2*fator2-3)-fator4);

```

```

fator6:=(1-xe)*(1.7321/cef*(2*ln(r/4.3)-5/3)+1.4434*r/lmed*(2/3*fator2-1)-fator4/lmed);

```

```

fator7:=Cef*C66/2/pi/Ao*1e27;{este e o unico fator dimensional - N/m3 }

```

```

fator8:=(1-xe)*(1.7321*lmed/cef*(1-2*ln(r/4.3)) +1.4434*r* (1-fator2) +

```

```

fator4);

fator9:=(1-xe)*(1.4434*r*(1-fator2) + fator4/2);
fator10:=(1-xe)*(1.4434*(fator2-2)-fator4/r);
{ CALCULO DAS DERIVADAS PRIMEIRAS E SEGUNDAS DA ENERGIA E }

ELL:= fator7/(ao*sqr(r)*sqr(lmed)*lmed)*(fator5 +
fator4*(3*xe*s*sqr(r)*cef/lmed -fator3 * 3/8));

ERR:=3*fator7/(ao*sqr(r)*sqr(r))*(fator6 + fator4*(xe*s/cef -
fator3/lmed/3 ));

ERL:=fator7/(sqr(r)*sqr(lmed)*ao)*(fator10 - fator4*fator3/4/r );

{ as derivadas primeiras resultam em valor alto pois o fator
multiplicativo fator7 vem multiplicado por 1e27}

ER:=fator7/1e27/(sqr(r)*r*lmed)*(fator8 - fator4*(xe*lmed*s/cef-
fator3/2 ));

EL:=fator7/1e27/(r*r*sqr(lmed))*(fator9 - fator4 *
(xe*sqr(r)*cef*s/lmed - fator3/4 ));

{ENERGIA DE INTERACAO ENTRE CUNHAS : propria e interacao entre paralelas}

ECC:=(1-xe)*1.7321*C66/2/pi/r/r*ln(r/4.3)*1e18;

{ENERGIA DE INTERACAO ENTRE HELICES : propria e interacao entre paralelas}

EHH:=(1-xe)*(2.8867*C66*CEF/4/pi/r/lmed*fator2*1e18);

{ENERGIA ENTRE HELICES PERPENDICULARES}

EHHP:=- (1-xe)*C66*CEF*s/r/r/lmed*1e18;

{ENERGIA DE DEFORMACAO PLASTICA}

EP:= ECC+EHH+EHHP;

{energia de APRISIONAMENTO EM Vc}

EAP:= -2/sqrt(3)* (abs(fsqrtn1)*s/(sqr(ao)*sqr(r)*lmed)*1e18);

{ENERGIA DE DEFORMACAO ELASTICA}

Ee := xe*sqr(s)*C66*(sqr(cef/lmed) + 1/sqr(r))*1e18;

{CALCULO DA ENERGIA TOTAL DO PONTO EXTREMO}

E := Ee +Ep +EAP ;

{ calculo de fpsqrn por outra formula }

{fator11:=(1-xe)*cef*c66*Ao*Ao/4/pi*(lmed/cef*(2*ln(r/4.3)-1)+r*(fator2-1
)-fator4);}

```

```
{fs1:=1/s*(fator11+xe*lmed*s*s*4*pi/cef)*1e9; } {em nN}
```

```
writeln('ERR = ' , err , '      Ell = ' , ell , 'Erl = ' , erl);
```

```
{30:}      teste1:=(1e-10*ERR*ELL -1e-10*ERL*ERL) ;  
           teste:=teste1*1e10;
```

```
{CALCULO DOS PARAMETROS DA TCP}
```

```
20: fsqrtN:=abs(fsqrtn1);  
    fs:= fsqrtn*1e9;      {em nN}  
    lc:=lmed*ao;         {em nm}  
    rc := r * ao;  
    vc := Sqrt(3)/2 * sqr(rc) * lc;   {em nm3}  
    Fp := (fsqrtn/vc)*1e27;   {em N/m3}  
    Jc := Fp/(b*Bc2)*1e-4;    {em A/cm2}  
    W := sqr(fsqrtn)/vc*1e27;   {em N2/m3}
```

```
if opcao1 = 1 then
```

```
Begin
```

```
writeln('fant=',fant, '      lant=',lant);  
writeln('fpos=',fpos, '      lpos=',lpos);  
writeln('diferenca=',fant-fpos);  
write('lmed = ',lmed:5:2, '      ');  
write('lc = ',lc:10:3, ' nm ', '      ');  
write('rc = ',rc:10:3, ' nm ', '      ');  
writeln('vc = ',vc, ' nm3 ');  
write('fs = ',fs:10:8, 'nN ', '      ');  
write('Fp = ',fp, ' N/m3 ', '      ');  
writeln('Jc = ',jc, ' A/cm2 ');  
writeln('w = ' ,w:2:10, ' N2/m3', '      ');  
writeln('-----');
```

```
;
```

```
end;
```

```
{ GOTO 40 ;}
```

```
if (opcao1 = 1) and ( opcao2 = 3 ) then  
begin
```

```
writeln('teste = ',teste, '      Err = ',err);  
writeln('ER = ',er, '      EL = ',el);  
writeln('-----');
```

```
if teste = 0 then
```

```
begin
```

```
writeln('nada se pode afirmar sobre as raizes');  
writeln('-----');
```

```
end;
```

```
IF (TESTE<0) then
```

```
begin
```

```
writeln('( r , l ) = ' , r:2:2, ' , lmed:5:2 );
```

```
writeln( ' ponto de sela ', ' Esela = ',E:10:2 , ' N/m2 ');
writeln('Ep = ' , ep , ', ' EAP = ', eAP , ', ' Ee=',
ee);
```

```
WRITELN('ECC = ',ECC,' EHH = ',EHH,' EHHP = ',EHHP);
writeln( ' -----');
end;
```

```
IF (teste>0) and (ERR>0) then
```

```
begin
```

```
writeln('(r,l)= ',r:2:2,', ' , lmed:5:2);
```

```
writeln( ' pto de minimo relativo ', ' Emin = ',E:10:2 ,
N/m2');
```

```
writeln(' Ep = ',ep,', ' EAP = ', eAP , ', ' Ee = ', ee);
```

```
WRITELN('ECC = ',ECC,' EHH = ',EHH,' EHHP = ',EHHP);
```

```
writeln('-----');
```

```
end;
```

```
if (teste>0) and (ERR<0) then
```

```
begin
```

```
writeln('(r,l)=',r:2:2, ', ' , lmed:5:2);
```

```
writeln('pto de maximo relativo', ' Emax = ', E:10:2,'
N/m2');
```

```
writeln(' Ep = ',ep, ', ' EAP = ',eAP, ', ' Ee = ',ee);
```

```
WRITELN('ECC = ',ECC,' EHH = ',EHH,' EHHP = ',EHHP);
```

```
writeln('-----');
```

```
end;
```

```
end;{ if opcoes 1 e 3 }
```

```
{ goto 50;}
```

```
{ 40: } if opcao1 = 2 then
```

```
begin
```

```
write(dados,lmed:4:2,' ');
```

```
write(dados,lc:4:1,' ');
```

```
write(dados,rc:3:1,' ');
```

```
write(dados,vc,' ');
```

```
write(dados,fs,' ');
```

```
write(dados,fp, ' ');
```

```
write(dados,jc, ' ');
```

```
write(dados , w , ' ');
```

```
end;
```

```
50: if ( opcao1 = 2 ) and ( opcao2 = 3 ) then
```

```
begin
```

```
if teste = 0 then
```

```
begin
```

```
write(dados,'nada se pode afirmar sobre as raizes');
```

```
end;
```

```
IF (TESTE<0) then {sela}
```

```
begin
```

```
write(dados, E:5:2,' ', '1', ' ');
```

```

write(dados, EP:4:2,' ', EAP:4:2,' ', EE:4:2,' ');
WRITEln(dados, ECC:4:2,' ', EHH:4:2,' ', EHHp:4:2,' ');
end;

```

```

IF (teste>0) and (ERR>0) then {minimo}

```

```

begin

```

```

write(dados, E:5:2,' ','2',' ');
write(dados, ep:4:2,' ',eap:4:2,' ', ee:4:2,' ');
WRITEln(dados, ECC:4:2,' ', EHH:4:2,' ', EHHp:4:2,' ');
end;

```

```

if (teste>0) and (ERR<0) then {maximo}

```

```

begin

```

```

write(dados, E:5:2,' ','3',' ');
write(dados, ep:4:2,' ', eap:4:2,' ', ee:4:2,' ');
WRITEln(dados, ECC:4:2,' ', ehh:4:2,' ', EHHp:4:2,' ');
writeln(dados);
end;

```

```

end; { opcoes 2 e 3 }

```

```

end; { if fant * fpos < 0 }

```

```

lant:=lpos;

```

```

end ; { while }

```

```

if i=0

```

```

then

```

```

begin

```

```

if opcao1 = 1 then

```

```

writeln('nao ha raizes para valores de b no intervalo dado para l');

```

```

if opcao1 = 2 then

```

```

writeln(dados,b:1:2,' ');

```

```

end;

```

```

if passob = 0

```

```

then goto 10

```

```

else

```

```

b := b+passob

```

```

end;

```

```

writeln;

```

```

10 :writeln('terminei');

```

```

if opcao1=2 then

```

```

close(dados);

```

```

end.

```

APÊNDICE F

TABELAS DE PROPRIEDADES SUPERCONDUTORAS, NORMAIS E
MICROESTRUTURAIS PARA O NbTi E O Nb_3Sn

TAB.F.1 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES E NORMAIS DA LIGA Nb46,5%Ti COM

$$\epsilon_f = \ln\left(\frac{A_{TT}}{A_{final}}\right) \quad e \quad R' = \left(\frac{A_i - A_f}{A_f}\right)$$

1. PARÂMETROS SUPERCONDUTORES							
1.1. Campo Crítico - $B_{c2}(T=4,2K)$				11 Tesla			
$B_{c2}(T \approx T_c)$				1 Tesla			
1.2. Comprimento de coerência - $\xi(T=4,2K)$				5,38 nm			
$\xi(T \approx T_c)$				17,8 nm			
1.3. Parâmetro de rede da rede de vórtices (nm)				$a_0 = \frac{2,69\xi}{b^{1/2}} ; \phi_0 = 2 \cdot 10^{-15} T_m^2$			
	b	$a_0(4,2K)$		$a_0(\approx T_c)$			
	0,1	45,8		151			
	0,3	26,4		87,3			
	0,5	20,5		67,8			
	0,7	17,3		57,2			
	0,9	15,3		50,6			
1.4. Parâmetros que variam com ϵ_f :							
		ϵ_f	5,3	4,4	3,4	2,5	1,1
- Parâmetro de G-L	$\chi(4,2K)$		50,4	48,2	46,9	45,5	45,2
	$\chi(\approx T_c)$		45,5	43,5	42,3	41,0	40,7
- Temperatura Crítica	$T_c(K)$		9,0	9,1	9,2	9,4	9,5
- Comp. de Penetração	$\lambda(nm)$		271	259	252	254	243
- Campo Crítico	$B_{c1}(10^{-3}T)$		8,49	9,17	9,62	10,1	10,3
- Campo Crítico	$B_c(10^{-1}T)$		1,54	1,61	1,66	1,71	1,72

2. PARÂMETROS NORMAIS			
2.1. Resistividade Residual - ρ_0		58,6 $\mu\Omega.cm$	
2.2. Coeficiente de calor específico eletrônico - γ		107 $10^3 J.m^{-3}.K^2$	
2.3 Condutividade Térmica - $K_T(4,2K)$		2,75 $10^{-1} W.m^{-1}.K^2$	
2.4. Temperatura de Debye - θ_D		220 K	
2.5. Susceptibilidade Magnética - $\chi(Ti-\beta)$		225 $10^{-6} cm^3.mole^{-1}$	
2.6. Módulo de Young - E (deformado)		7,4 $10^{10} N.m^{-2}$	

3. MICROESTRUTURA			
3.1. Espessura dos precipitados - e_p	(1-5)nm		
3.2. Diâmetro da sub-banda - r_0 : para	$R'=0,1$	$R'=10^2$	$R' \geq 10^5$
	150 nm	60 nm	40 nm
3.3. Vetor de Burgers do NbTi	0,329 nm		
3.4. Largura das paredes de células de discordâncias	0,1 r_0		

TAB.F.2 - PARÂMETROS SUPERCONDUTORES E NORMAIS DO COMPOSTO Nb₃Sn
OBTIDO PELO MÉTODO BRONZE (TODAS AMOSTRAS A 4,2K).

	AMOSTRA A	AMOSTRA B	AMOSTRA C	AMOSTRA D
	T=700°C t=24h p=3000 psi	T=700°C t=96h	T=600°C t=145h	T=800°C t=6h
1. PARÂMETROS SUPERCONDUTORES	-----	-----	-----	-----
1.1. Temp. Crítica - T _c	18 K	18 K	18 K	18 K
1.2. Campo Crítico - B _{c2} (Tesla)	21,6	22,0	19,6	22,3
1.3. Parâmetro de G-L - κ	28,0	24,1	23,9	28,9
1.4. Comp. de Coerência - ξ (nm)	3,84	3,80	4,30	3,78
1.5. Comp. de Penetração- λ (nm)	108	91,6	96,3	109
1.6. Campo Crítico B _{c1} (10 ⁻² T)	4,59	6,03	5,45	4,49
1.7. Campo Crítico Term. B _c (10 ¹ T)	5,45	6,45	5,80	5,46
1.8. Parâmetro de rede da rede de vórtices ($a_0=2,69\xi/b^{1/2}$ - nm):				
para:	b			
	0,1	32,7	32,3	34,3
$\phi_0=2 \cdot 10^{-15} T_m^2$	0,3	18,7	18,7	19,8
	0,5	14,6	14,5	15,3
$\lambda=\kappa\xi$	0,7	12,3	12,2	13,0
	0,9	10,9	10,8	11,4

2. PARÂMETROS NORMAIS	
2.1. Resistividade Residual - $\rho_0(T=T_c)$	8,8 $\mu\Omega$.cm
2.2. Coeficiente de Calor Específico Eletrônico - γ	(1,10 \pm 0,4)10 ⁴ erg.cm ⁻³ .K ⁻²
2.3. Condutividade Térmica K _T	
2.4. Temp. de Debye θ_D	260 K
2.5. Susceptibilidade Magnética χ	
2.6. Módulo de Young E	
3.MICROESTRUTURA (Amostras)	
3.1. Tamanho de Grão - G (nm)	A B C D 110 116 100 160
3.2. Vetor de Burgers	