

PROPRIEDADES MAGNETO-ÓPTICAS DE LASERS DE GaAs

MILTON STAROSTA TORIKACHVILI

Tese de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física "Gleb
Wataghin" da Universidade Es
tadual de Campinas.

JULHO - 1974

R E S U M O

Foi feito o estudo da influência do campo magnético na emissão estimulada de luz por lasers eletroluminescentes de GaAs. As amostras foram mantidas em Hélio superfluido e foram aplicados campos de até 47.5kG. Observou-se que aplicação de campo aumenta a intensidade das linhas de maior energia dos modos longitudinais, as expensas dos de menor energia, deslocando o "baricentro" do espectro para o lado de maior energia. Esse deslocamento depende da corrente de injeção do dispositivo, sem que se possa, no entanto, especificar esta dependência. A curva $\Delta E \times B^2$ é aproximadamente linear para a maioria das amostras estudadas.

ÍNDICE

pag.

CAPÍTULO I	- Introdução.....	04
I-1	- Lasers de Semicondutores.....	05
I-2	- Sub-bandas Magnéticas.....	09
I-3	- Propriedades Magnéticas de Lasers Semicondutores a Injeção.....	10
CAPÍTULO II	- Montagem e Resultados Experimentais.....	19
II-1	- Equipamento Básico Utilizado.....	19
II-2	- Sistema de Medidas.....	19
II-3	- Resultados Experimentais.....	22
CAPÍTULO III	- Análise dos Resultados Experimentais.....	40
III-1	- Discussão.....	40
III-2	- Conclusões.....	44

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Neste trabalho descrevemos o estudo experimental feito da influência do campo magnético na emissão estimulada de luz por lasers semicondutores de GaAs, excitados por corrente de injeção.

No capítulo I fazemos uma descrição geral de lasers semicondutores e de suas propriedades magnéticas, comentando também a formação de sub-bandas magnéticas.

No capítulo II descrevemos a montagem e expomos os resultados experimentais obtidos. O máximo da envoltória é tomado como localizado no "baricentro" do espectro, e sofre um desvio para o lado de maior energia, quando é aplicado um campo magnético. Os resultados obtidos para nove lasers são apresentados em uma tabela. As curvas $\Delta E \times B$ apresentadas mostram uma dependência com a corrente de injeção, e os desvios observados são bastante menores que os previstos caso houvesse formação de sub-bandas magnéticas.

No capítulo III fazemos uma análise destes resultados frente a experiências diretamente relacionadas. A cauda de estados é relevante no processo de recombinação radiativa dos lasers estudados, o que impede que se faça uma análise correta dos resultados experimentais com os fatos teóricos apresentados no capítulo I, relativos a recombinação entre as bandas. A análise frente a teoria do doador hidrogenóide e frente a teoria da in

teração elétron-plasmon é inconsistente com a observação experimental da dependência da curva $\Delta E \times B$ com a corrente de injeção.

I-1 - Lasers de Semicondutores (1), (2)

O laser de semicondutor é um dispositivo baseado nas propriedades físicas da junção p-n. A fig.1 mostra um diagrama da estrutura de bandas em uma junção. Quando ela é polarizada diretamente, a barreira de potencial para elétrons fica decrescida de qV , onde V é a tensão de polarização. Os elétrons podem então passar para o lado p da junção, recombinando-se aí com buracos, num tempo característico τ , emitindo fótons. Da mesma forma, buracos podem fluir para o lado n, recombinar com elétrons e também emitir fótons. O processo predominante é determinado pela densidade relativa de impurezas, mobilidades e vida média dos portadores. De qualquer modo, para tensões suficientemente altas, pode haver uma região na vizinhança da junção em que a população é invertida. Uma vez que esta região é geralmente bastante fina (fig.1: $d \approx 1 \mu m$) o ganho máximo deve estar no plano da junção. Por este motivo se forma uma cavidade de Fabry-Perot com espelhos perpendiculares a este plano, de modo que a realimentação incida diretamente no plano de maior ganho. A formação da cavidade é feita por clivagem do cristal e a interface age como espelho.

Para recombinação banda a banda, o ganho está relacionado com a emissão estimulada por (3) :

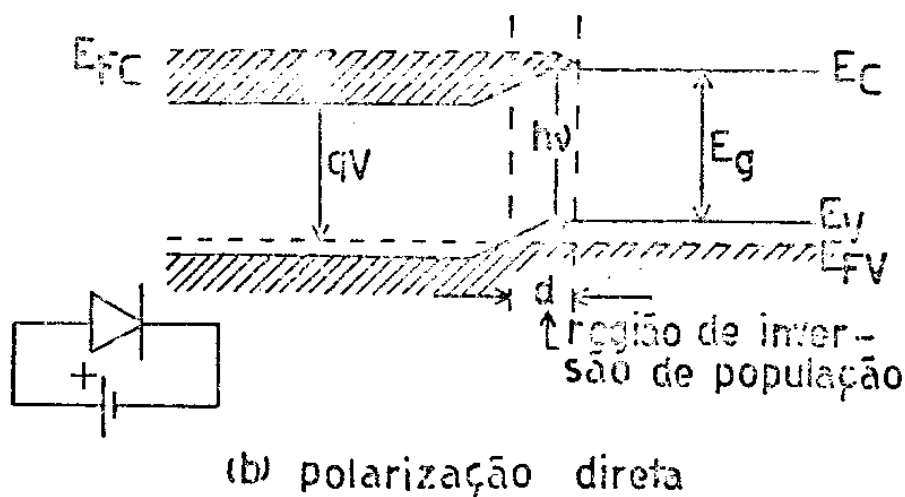
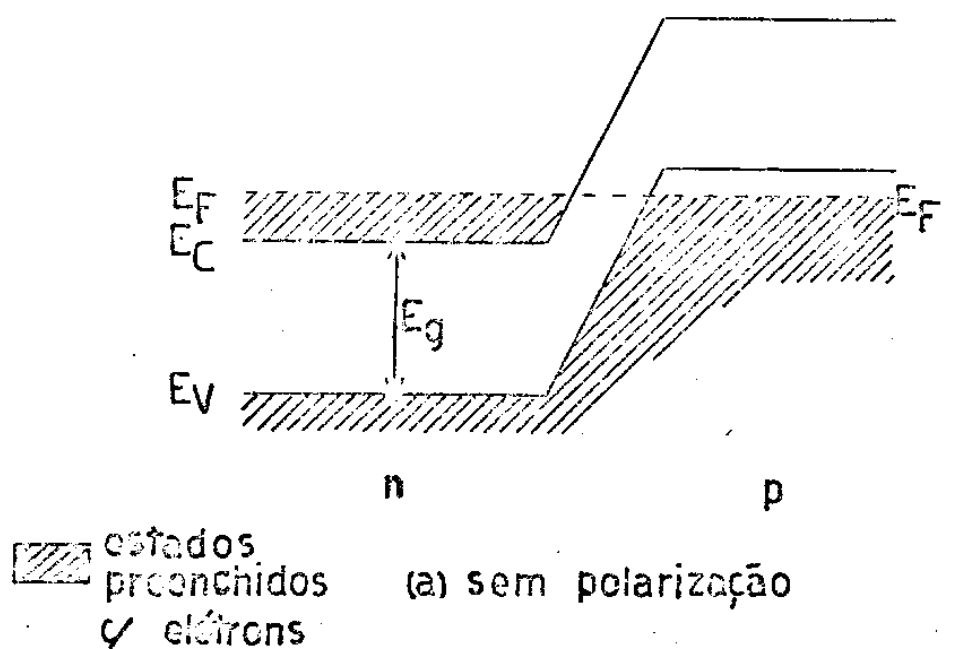


fig.1 - Esquema de bandas de uma junção p-n.

$$g(\nu) = \frac{\pi^2 c^2 h^3}{\bar{n}^2 (h\nu)^2} W_{\text{esp.}}(\nu) \left\{ 1 - \exp \frac{h\nu - (E_{\text{FL}} - E_{\text{FV}})}{kT} \right\} \text{cm}^{-1} \quad (\text{I.1})$$

onde W_{esp} é a probabilidade de transição por unidade de tempo, $\bar{n}$ é o índice de refração, E_{FC} e E_{FV} são os quase-níveis de Fermi das bandas de condução e de valência respectivamente. A eq. (I-1) mostra que o ganho é positivo quando

$$h\nu < E_{\text{FC}} - E_{\text{FV}}$$

que é uma condição de inversão de população. Quando

$$h\nu > E_{\text{FC}} - E_{\text{FV}}$$

o ganho é negativo e ocorre absorção de luz.

Em baixas correntes há emissão espontânea em todas as direções. Com o aumento da corrente, o ganho aumenta até que o limiar seja alcançado, i.e., até que o ganho satisfaça a condição de que a luz percorra a cavidade sem ser atenuada.

A eq. (I-1) pressupõe que a recombinação seja banda a banda e deve diferir do ganho real, uma vez constatada a participação de elétrons e buracos pertencentes a caudas de estados nas recombinações radiativas (4), neste tipo de laser.

A formação de cauda nas bandas é devida a flutuação do potencial das impurezas doadoras e aceitadoras, aleatoriamente distribuídas. A cauda de estados se sobrepõe a banda parabólica, sem que a presença das impurezas altere significativamente a sua forma (5). Desta forma a energia da radiação devida a recombinação entre portadores localizados nas caudas, é menor que a energia da banda proibida (4).

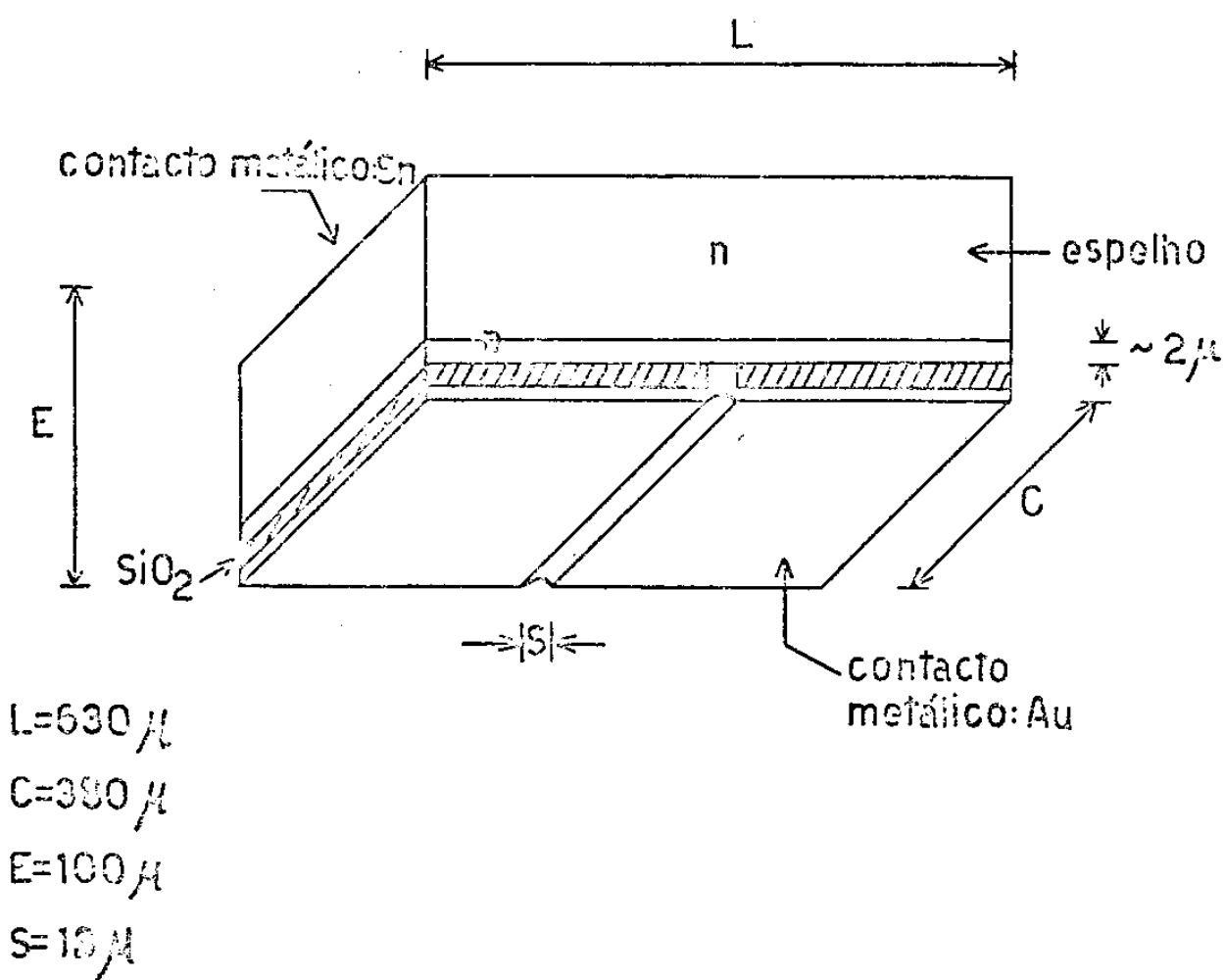


fig.2 - Geometria dos lasers utilizados.

Na experiência que realizamos, utilizamos lasers de homojunção de GaAs com geometria de contacto metálico, na raixa, que permite monofilamentação (6). A fig.2 mostra a geometria dos lasers utilizados. A junção é feita por difusão de Zn em um substrato de GaAs tipo n ($N_d = 1-3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de modo que na região ativa $N_a \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

I-2 - Sub-bandas Magnéticas (7), (8), (9).

Elétrons não localizados como os envolvidos em recombinações radiativas em semicondutores altamente dopados, tem tres graus de liberdade. A aplicação de campo magnético de indução B_z na direção z, restringe a trajetória dos elétrons no plano x-y a órbitas circunferenciais, devido a força de Lorentz. Chamando ω_c a frequência angular do elétron (frequência de ciclotron), m^* a sua massa efetiva, r o raio da órbita, e fazendo que a força centrífuga equilibre a força de Lorentz, temos

$$m^* \omega_c^2 r = e(\vec{v} \times \vec{B}_z) = e \omega_c r B_z \quad (\text{I-2a})$$

e então

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (\text{I-2b})$$

A equação de Schroedinger para o elétron livre no campo magnético é

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e\vec{A} \right)^2 \psi = E\psi \quad (\text{I-3})$$

onde $\vec{A}$ é o potencial vetorial.

Escolhendo para $\vec{A}$ a calibração

$$\vec{A} = \frac{B}{2} (y, x, 0) \quad (\text{I-4})$$

cujo rotacional é o campo magnético, a eq.(I-3) fica

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - i\hbar\omega_c \left(y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{m\omega_c^2}{8} (x^2 + y^2) \right] \psi = E\psi \quad (I.5)$$

que é a equação de um oscilador harmônico bidimensional.

Os autoestados de energia deste sistema em um semicondutor de banda parabólica são

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (I-6)$$

onde E_C é o mínimo da banda de condução.

Deste modo os elétrons só podem tomar os valores discretos de energia ditados pelos possíveis n , da eq.(I-6). A cada um destes valores chamamos sub-banda magnética ou nível de Landau. Os principais efeitos destes resultados são:

a- Os níveis de Landau dependem linearmente do campo magnético. O primeiro nível permitido está localizado $(1/2)\hbar\omega_c$ acima de E_C e a separação entre os níveis é $\hbar\omega_c$ (fig.3). Desta forma, todos os níveis que para $B=0$ estão localizados entre E_C e $E_C + \hbar\omega_c$, são condensados no nível $(1/2)\hbar\omega_c$.

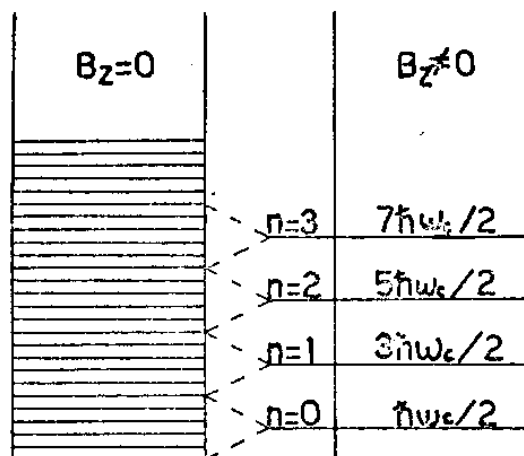
b- A densidade de estados fica modificada para

$$g(E) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{\hbar\omega_c}{[E - E_C - (n + 1/2)\hbar\omega_c]^{1/2}} \quad (I-7)$$

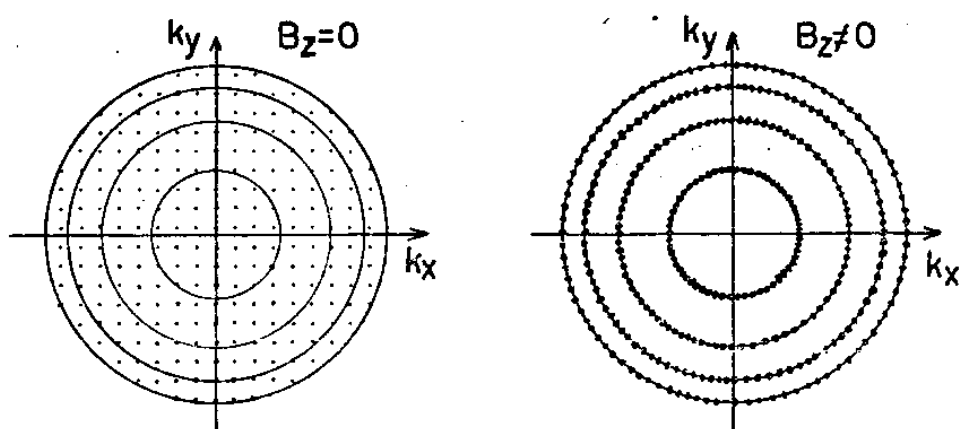
que tem a forma mostrada na fig.4.

I-3 - Propriedades Magnéticas de Lasers Semicondutores a Injeção.

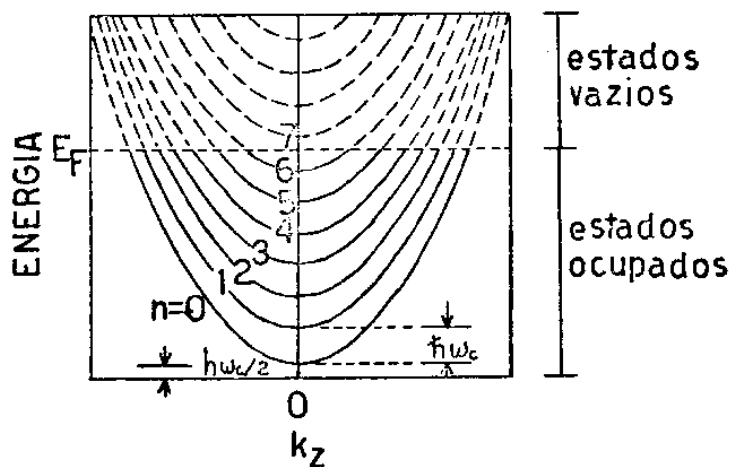
A aplicação de campo magnético em lasers semicondutores a injeção dá origem a dois tipos de fenômenos: físicos e geométricos. Os fenômenos físicos estão



(a)



(b)



(c)

fig.3 - Formação de sub-bandas magnéticas -
a- representação esquemática; b- re-
presentação no espaço- $\vec{k}$; c- ocupação
de estados.

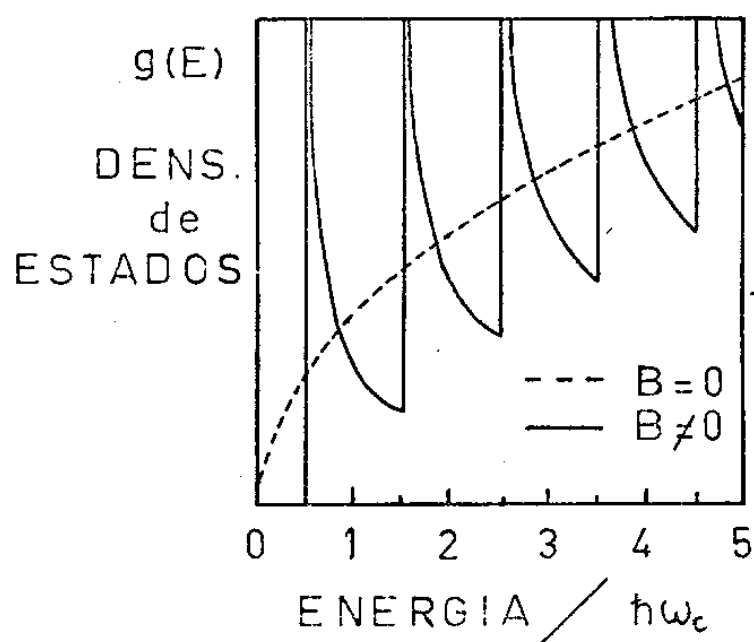


fig.4 - Influência do campo magnético na densidade de estados $g(E)$.

associados diretamente a influência do campo magnético na estrutura eletrônica do material, alterando de alguma forma o seu espectro de emissão. Os efeitos geométricos são os associados ao efeito do campo no mecanismo de injeção, ou seja, na corrente de injeção.

Garfinkel e Engeler (10) estudaram o efeito do campo magnético nos portadores majoritários, pela aplicação de campo perpendicular a corrente de injeção e detecção de luz na direção de $\vec{B}$ (fig.5)

Coeficientes de Hall de sinais contrários nos lados p e n, fazem com que haja um aumento na tensão de polarização em um dos lados da junção e diminuição no outro. Esta modificação altera a distribuição de corrente através da junção. Assim sendo, na fig.5 a parte da junção a esquerda tem uma polarização maior que a da direita e por ela passa mais corrente. Este efeito tende a ser diminuído pelas resistências em série das partes p e n e pela injeção de portadores minoritários. No GaAs entretanto, estes dois efeitos são pequenos, devido a alta mobilidade dos portadores majoritários. Mobilidade eletrônica $\mu_e = 2.4 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ e vida média $\tau \approx 10^{-9} \text{ s}$ quando minoritários, restringe a injeção de elétrons na região p a um comprimento de difusão de cerca de $2 \mu\text{m}$. Nesta distância o desvio devido a força de Lorentz é negligenciável.

Deste modo observaram que a intensidade da luz emitida depende do campo aplicado. Um aumento no campo provoca um aumento na densidade de corrente em uma região, aumentando o ganho.

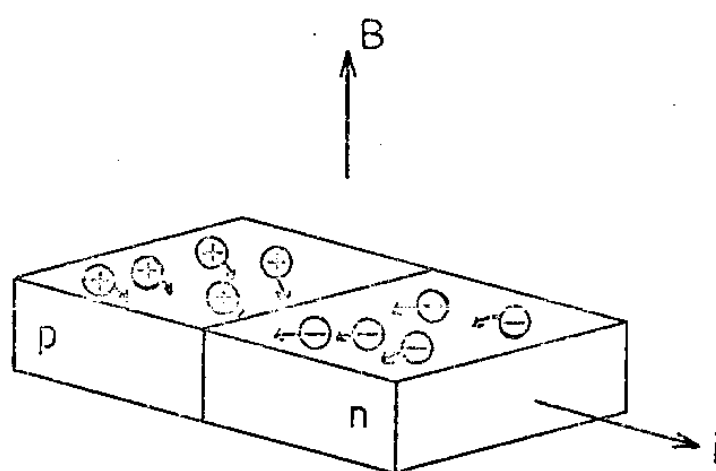


fig.5 - Efeito do campo magnético sobre os portadores majoritários.

Neste trabalho tomamos a providência de aplicar campo magnético paralelo a corrente de injeção, para observarmos o seu efeito apenas sobre a estrutura eletrônica. No diodo 2 (Tabela e fig. 16) aplicamos campo perpendicular a corrente, com detecção de luz perpendicular ao campo.

A emissão de Laser e as propriedades magneto-ópticas de diodos constituídos por semicondutores III-V e IV-VI tem sido bastante estudadas. Em diodos de InSb (11), GaSb (12), (13), InAs (14) e de PbS, PbTe e PbSe (15) todos de banda proibida menor que do GaAs, já foi observado que o campo magnético provoca um aumento na energia da radiação proveniente da junção. Sendo linear com o campo magnético e pela concordância quantitativa, este desvio foi atribuído a formação de sub-bandas magnéticas - níveis de Landau - evidenciando que nestes diodos a recombinação é banda a banda.

Frente a este quadro o GaAs se apresenta numa situação ímpar. A radiação também sofre um desvio para as energias mais altas (14), (15), porém este desvio não é linear com o campo e é cerca de cinco vezes menor que o esperado pelo "splitting" de Landau.

Galeener e outros (16) encontraram para o GaAs um desvio que aumenta quadraticamente com o campo magnético. Utilizando a expressão do desvio em energia com o campo magnético, para um doador hidrogenóide

$$\Delta E = \left(\frac{\hbar^2 e^2 / m^2}{13.6} \right) \frac{\epsilon^2}{(m^*/m)^3} \frac{B^2}{8} \quad (I-8)$$

onde ϵ é a constante dielétrica e m^* é a massa efetiva,

encontraram para (m^*/m) o valor de 0.074, que é bastante realista.

Zverev e outros (17) também encontraram uma dependência quadrática de ΔE com B , que pode ser expressa por

$$\Delta E \text{ (meV)} = 2.45 \times 10^{-4} B^2 \text{ (kG)}^2 \quad (\text{I-9})$$

também atribuindo isto ao diamagnetismo orbital dos centros de impurezas. Observam no entanto, que é duvidosa a formação de estados localizados em diodos eletroluminescentes, devido ao alto grau de dopagem.

Shay (18) e Johnston (18), (19) tomaram a interação elétron-plasmon como responsável pelos efeitos magneto-ópticos observados em uma amostra de GaAs de alta pureza e sugerem que esta interação seja responsável pelo mecanismo de recombinação em lasers de GaAs. Eles observaram que a energia da radiação emitida sofria um desvio para o azul, na mesma proporção e com a mesma ordem de grandeza dos desvios citados nas referências (14) e (15). Eles mostram (19) que a energia dos elétrons que participam das recombinações radiativas, pode ser descrita por

$$E = \frac{\hbar}{2} (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2} \quad (\text{I-10})$$

onde ω_p é a frequência de plasma. Esta expressão é válida para sistemas em que o parâmetro de densidade eletrônica r_s se situa no intervalo $1 \leq r_s \leq 5$ que é onde se localizam usualmente os lasers semicondutores. O parâmetro de densidade é

$$r_s = \left(\frac{4}{3} \pi a_0^3 n \right)^{-1/3} \quad (\text{I-11})$$

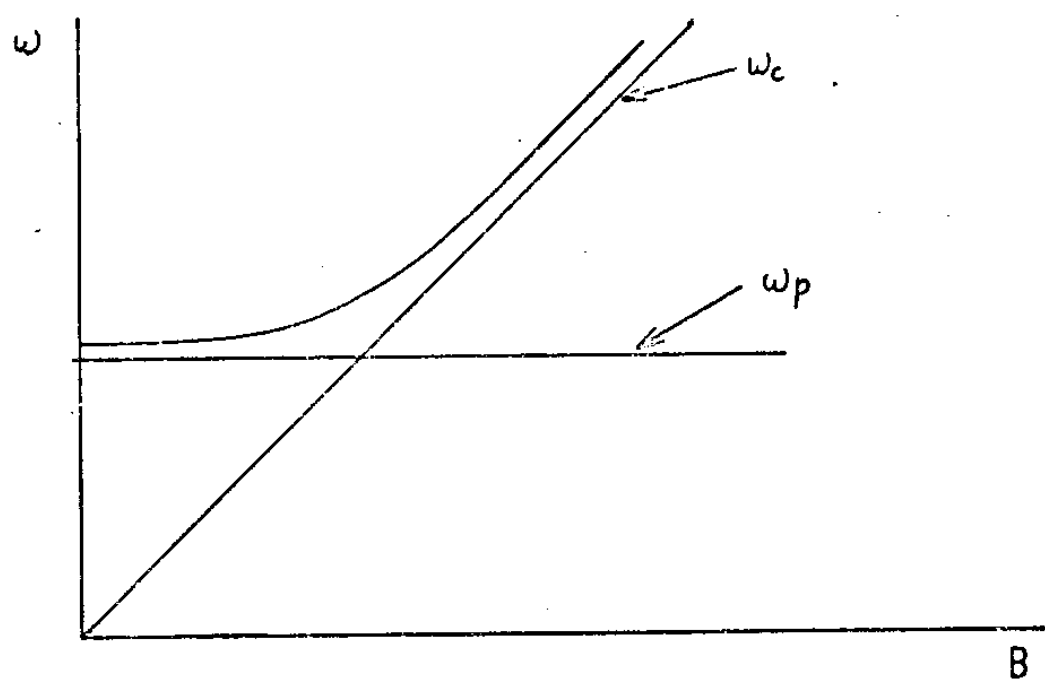


fig.6 - Interação elétron-plasmon.

onde

$$a_0 = \left(\frac{\epsilon_0 \hbar^2}{e^2} \right) \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_b^*} \right) \quad (I-12)$$

é o raio de Bohr excitônico, n a densidade de portadores, m_e^* e m_b^* são respectivamente as massas efetivas para elétrons e buracos. No GaAs, $a_0 \approx 100\text{\AA}$ e para $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $r_s \approx 2.9$.

Desta forma, o pequeno desvio observado para baixos campos seria devido ao fato da autoenergia dos elétrons coincidir com a energia de ponto zero do plasma, tomando depois a linha de energia da sub-banda magnética. As nossas medidas de laboratório seriam então referidas sempre a $\hbar\omega_p/2$, autoestado eletrônico devido a interação coulombiana.

MONTAGEM E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A fig.7 mostra o arranjo experimental básico utilizado nesta experiência.

II-1 - Equipamento Básico Utilizado

- a- Magneto Supercondutor Optico- Oxford- 50 kG. Construído em geometria de "split-pair" permitindo quatro acessos óticos perpendiculares ao campo e um paralelo.
- b- Espectrômetro- Spex- 75 cm.- simples. Graduado em comprimento de onda e dotado de placa refratora.
- c- Fotomultiplicadora- EMI 9684B com catodo S1. Tempo de resposta de aproximadamente 7 ns.
- d- Fonte de Alta Tensão- Keithley 246.
- e- Eletrômetro- Keithley 610 CR- Nas escalas utilizadas - 10^{-8} e 10^{-9} A- o tempo de subida está no intervalo 20-70 ms.
- f- Gerador de Pulsos- Hewlett-Packard 214-A. Tempo de subida da ordem de 5 ns.
- g- Fonte de Corrente Contínua- Construída no Instituto de Física da Unicamp.
- h- Registrador XY- Hewlett-Packard 7004B
- i- Osciloscópio- Tektronix 7613 com as unidades ("plug-in") 7B53A, 7A12 e 7A22.

II-2 - Sistema de Medidas

Neste trabalho foram registrados espectros

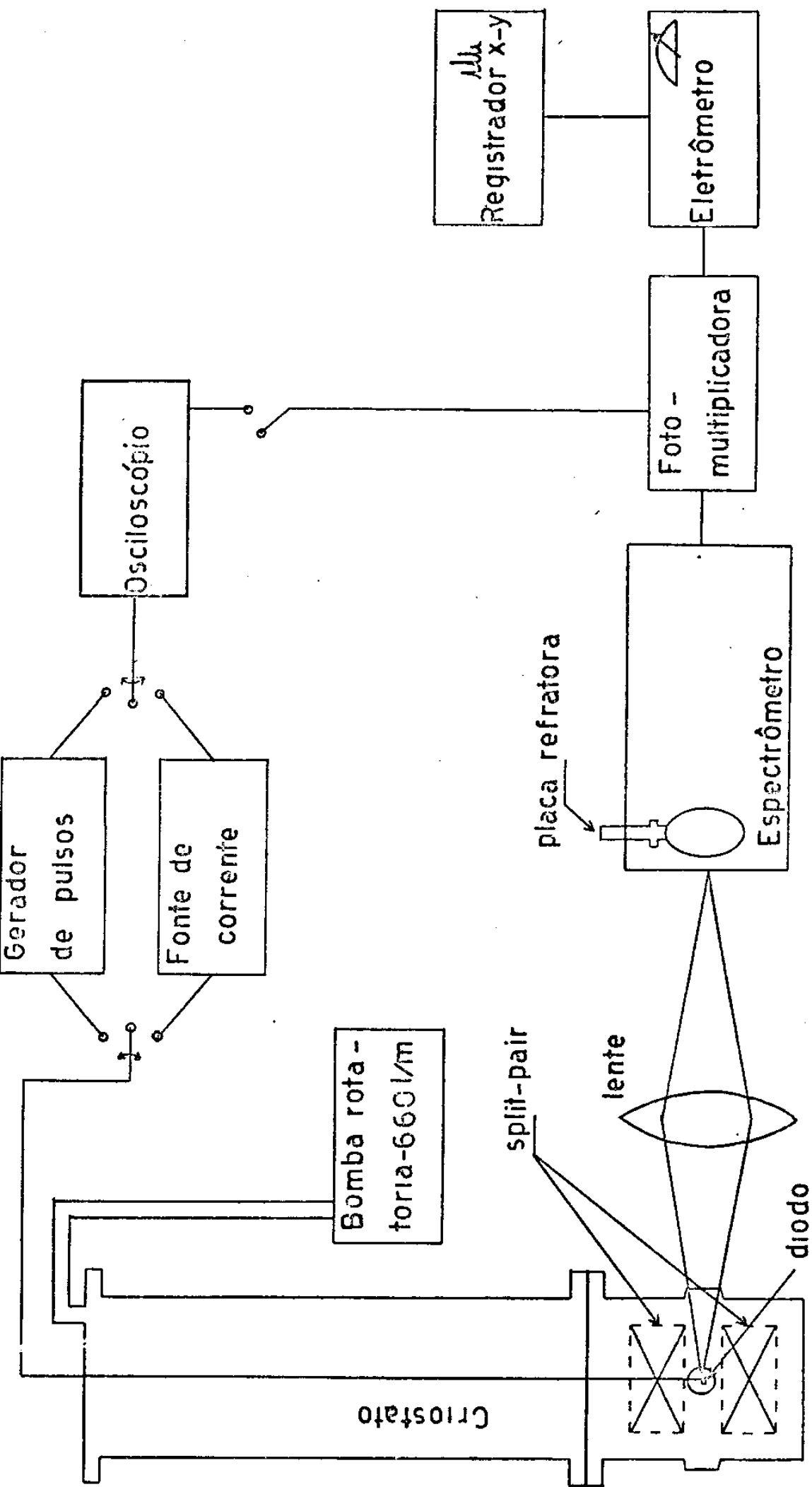


fig.7 - Arranjo experimental básico.

de nove lasers de GaAs em diversos campos magnéticos e em várias correntes de injeção. As medidas foram inicialmente tomadas com corrente de injeção contínua (diodo 1), mas a conveniência em trabalhar no Hélio superfluido nos levou a utilizar a excitação pulsada, uma vez que nestas temperaturas os diodos apresentavam efeitos térmicos indesejáveis quando excitados continuamente.

Observou-se que a excitação contínua provoca uma bolha de gás em torno do diodo, provocando uma instabilidade nas suas propriedades ópticas.

O diodo é mantido sob pressão sobre um bloco de cobre com superfície estanhada, através de uma lâmina de bronze fosforoso. A dissipação de calor no diodo e nos contactos elétricos - ocorre formação de óxido nas superfícies dos contactos - é suficiente para excitar átomos de Hélio do estado superfluido para o normal, onde a condutividade térmica é baixa. Desta forma o diodo se aquece e fica envolto em uma bolha de gás.

A posição em energia do pico de emissão espontânea indica que quando isso ocorre, a temperatura da região ativa atinge até 180°K .

A excitação pulsada do laser eliminou o problema de aquecimento e isto pode ser atribuído a duas razões: a- foram usados pulsos com largura típica de $0.6\mu\text{s}$, espaçados de $60\mu\text{s}$ (frequência de 16.7kHz) dispondo o diodo de um intervalo de tempo cem vezes maior que o pulso para voltar ao equilíbrio térmico, de modo que a corrente efetiva de dissipação foi cem vezes menor; b- na frequência de 16.7kHz , a impedância capaci-

tiva de cada camada óxida dos contactos elétricos (em paralelo com os contactos) fica praticamente nula e nelas não ocorre dissipação térmica de potência.

A luz do diodo foi coletada por uma lente convergente ($f=30\text{cm.}$) e incidia na fenda do espectrômetro (com abertura típica de $6\mu\text{m}$). A fenda de saída ($6\mu\text{m}$) estava em linha com a fotomultiplicadora. O sinal da fotomultiplicadora era medido no eletrômetro e registrado no registrador XY.

Utilizando excitação pulsada, pudemos permanecer detectando o sinal via fotomultiplicadora-eletrômetro. Embora o tempo de resposta da fotomultiplicadora seja $\sim 7\text{ns}$, o eletrômetro integra o seu sinal (frequência de 16.7kHz = frequência de excitação) pois o seu tempo de subida nas escalas utilizadas (10^{-8} e 10^{-9}A) é de 20 a 70 ms. A resolução do sistema ficou então determinada pela velocidade de varredura do espectrômetro, mantidos seus outros parâmetros. Com velocidade de varredura de 2A/min obtivemos uma largura média de linha de 0.24A (fig.8), para a qual a varredura dispende 7.2s . Com velocidade de varredura de 5A/min a largura foi de 0.36A e o tempo dispendido 4.3s .

As medidas foram todas tomadas em Hélio superfluido em uma temperatura que variou de 1.6°K a 1.9°K .

II-3 - Resultados Experimentais

Durante cada série de medidas, a corrente no diodo foi mantida constante e foram registrados espectros para diferentes campos magnéticos. Espectros típi

cos obtidos são mostrados nas figs.8,9,10.

O máximo da envoltória (M.E. nas figs.8,9,10) é tomado como estando localizado no "baricentro" do espectro. Ele é encontrado tomando como peso das diferentes linhas a sua intensidade. Isto pode ser feito, uma vez que a largura das linhas é provavelmente determinada pelo sistema de medidas, e é aproximadamente a mesma para todas as linhas.

Na fig.11 estão superpostos os espectros das figs.8,9,10, referentes ao diodo 2. O que se observa neste como nos outros diodos é que a aplicação de campo magnético provoca um aumento na intensidade das linhas de maior energia e diminuição nas de menor energia, sem que haja modificação na posição das linhas. Desse modo, o M.E. se desloca sempre para o lado de maior energia.

É calculada a energia do M.E. para $B=0$ e para os outros campos e ΔE é a diferença

$$\Delta E = E_{M.E.} (B \neq 0) - E_{M.E.} (B=0)$$

Os resultados obtidos relativos aos nove diodos estudados estão expostos na Tabela.

As figs.12,14,16,17,18 mostram algumas curvas $\Delta E \times B$ por nós obtidas. As figs.13,15 mostram curvas $\Delta E \times B^2$.

Os pontos determinados experimentalmente nem sempre se situam numa curva bem definida. Nas figuras de 12 a 18 observamos que há uma tendência semelhante em todas amostras, embora as curvas difiram de diodo para diodo.

As figs.12,13,18 mostram que existe uma depen-

dência da curva $\Delta E \times B$ com a corrente de injeção. Este é um fato novo observado em quase todas as nossas amostras (Tabela). Esta dependência difere de amostra para amostra e não pode ser bem definida.

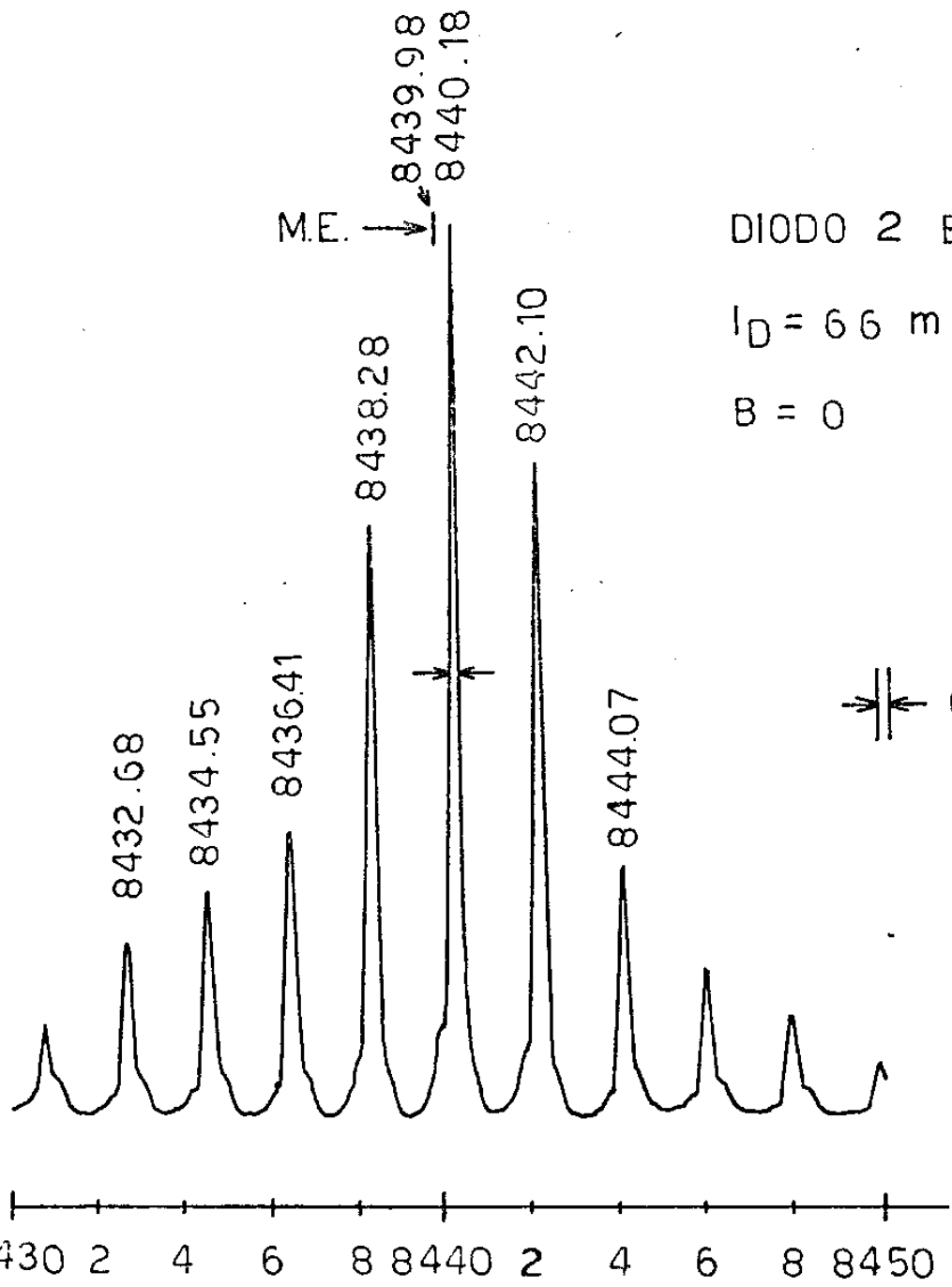
Observou-se que em diodos para os quais em alguma corrente de excitação houvesse uma linha muito proeminente, os desvios ΔE foram praticamente nulos (Tabela: diodos 6 e 8).

A aplicação de campo perpendicular a corrente de injeção (diodo 2 - fig.16), com detecção de luz em eixo perpendicular ao campo, não alterou a forma da curva $\Delta E \times B$, alterando significativamente, no entanto, a intensidade da luz emitida (a intensidade diminuiu cerca de dez vezes).

As figs.14 e 16 mostram as curvas $\Delta E \times B$ para a mesma corrente de injeção no diodo 2, com campos paralelo e perpendicular a corrente respectivamente. A credita-se que as pequenas diferenças entre os desvios ΔE das duas curvas sejam devidas a reciclagem que sofreu o dispositivo durante a troca de posição, período em que foi aquecido até a temperatura ambiente.

Não foi observada nenhuma dependência da corrente limiar de excitação com o campo magnético.

INTENSIDADE (UNID. ARBIT.)



DIODO 2 B || I_D
 $I_D = 66 \text{ mA}$
 $B = 0$

fig.8 - Espectro do diodo 2, para $I_D=66\text{mA}$ e $B=0$. λ (Å)

INTENSIDADE (UNID. ARBIT.)

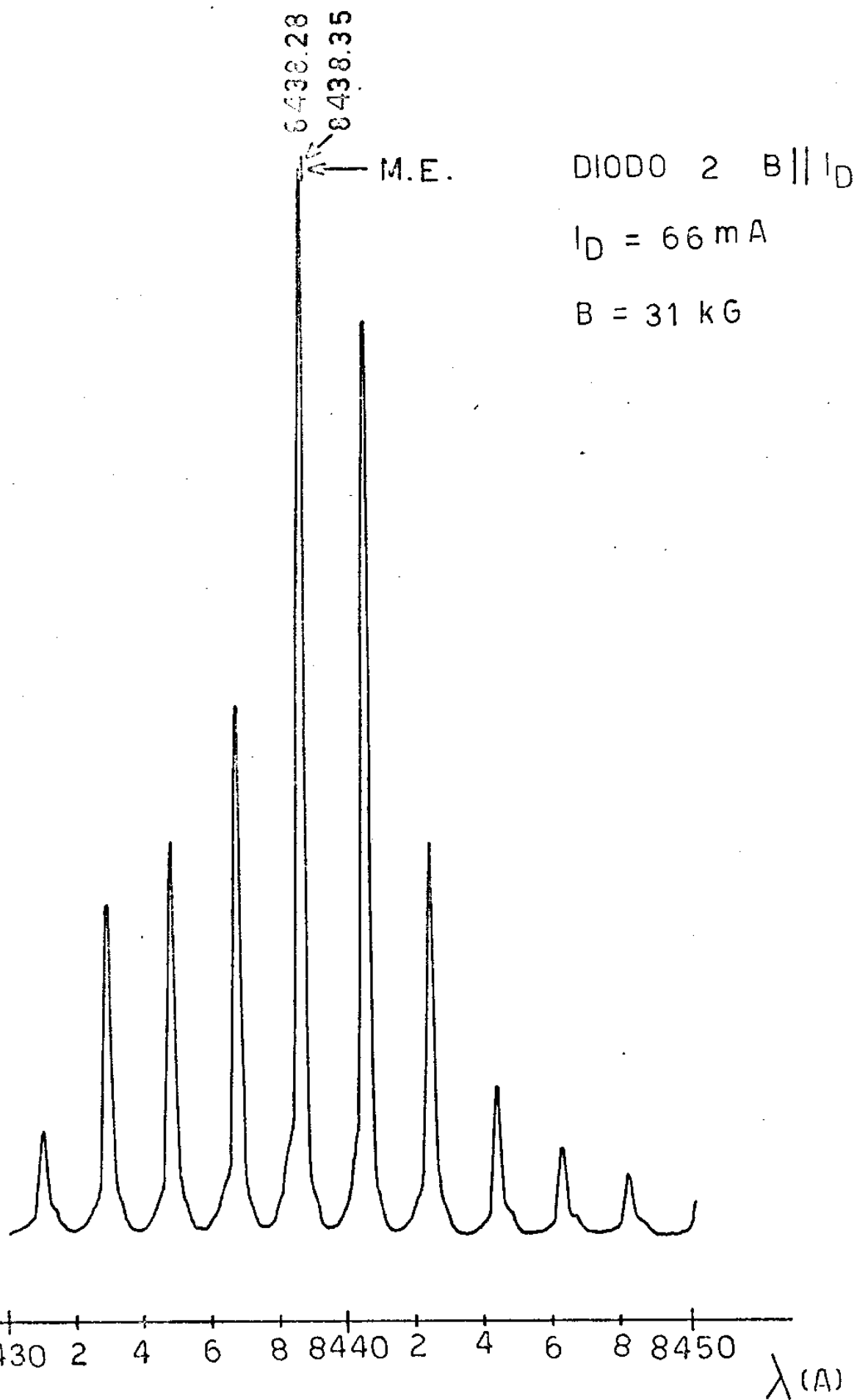


fig.9 - Espectro do diodo 2, para $I_D = 66 \text{ mA}$ e $B = 31 \text{ kG}$.

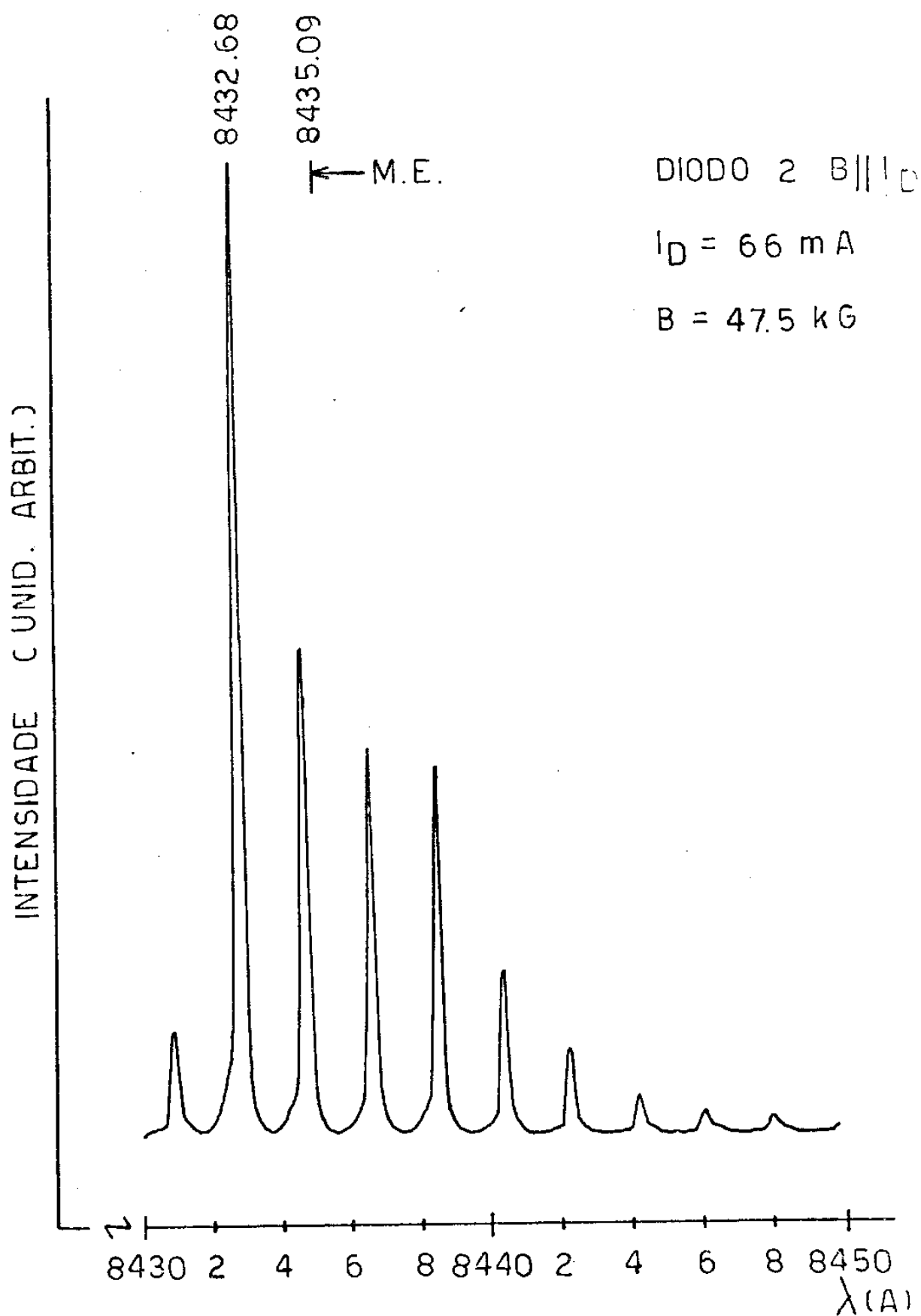


fig.10 - Espectro do diodo 2, para $I_D=66\text{mA}$ e $B=47.5\text{kG}$.

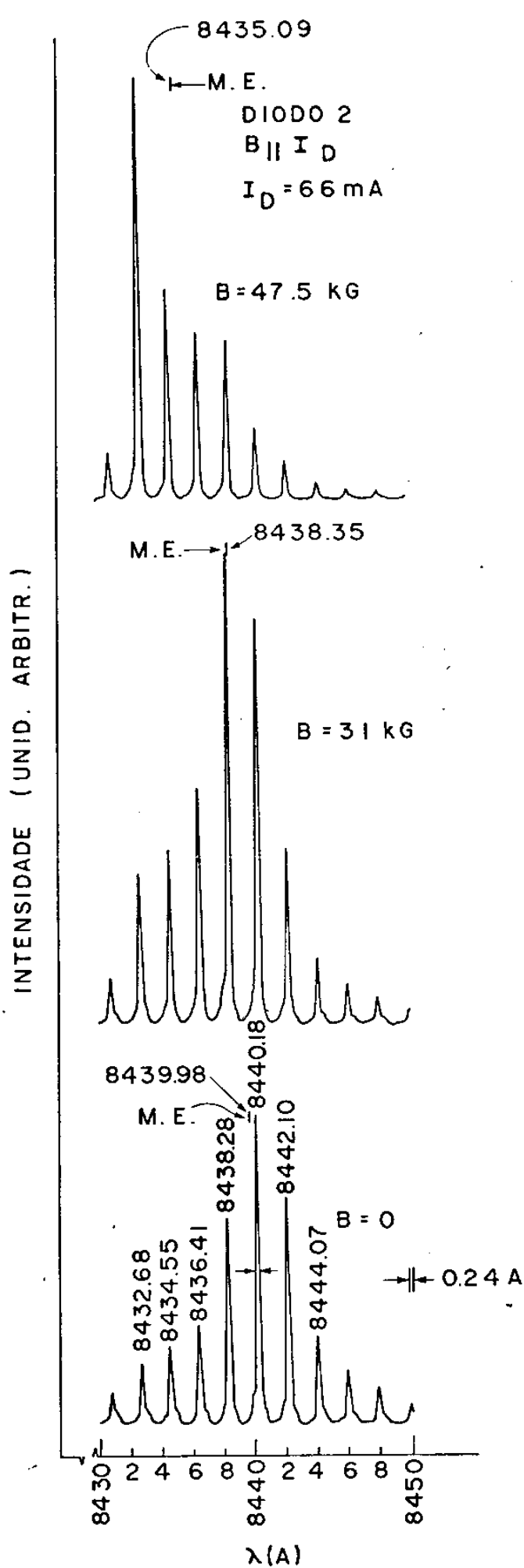


Fig.11 - Deslocamento do M.E. para o lado de maior energia.

TABELA

DIODO 1 ($I_{th} = 43 \text{ mA}$)

$I_D (\text{mA})$	$B \leftrightarrow I_D$	Excitação	$\lambda_0 (\text{\AA})$	$E_0 (\text{eV})$	$\Delta E [B(\text{KG})] (\text{meV})$					
					5.2	10.3	15.5	20.7	25.8	31
45	paralelo	contínua	8431.21	1470493	-0.02	-0.01	0.01	0.07	0.10	0.16
95	paralelo	contínua	8429.65	1470765	0.04	0.07	0.14	0.20	0.30	0.39
								0.52	0.74	0.93

DIODO 2 ($I_{th} \approx 64 \text{ mA}$)

$I_D (\text{mA})$	$V_D (\text{volts})$	$B \leftrightarrow I_D$	freq. (KHz)	larg. (μs)	$\lambda_0 (\text{\AA})$	$E_0 (\text{eV})$	$\Delta E [B(\text{KG})] (\text{meV})$					
							5.2	10.3	20.7	25.8	31	41.3
66	3.3	paralelo	16.7	0.6	8439.98	1468965	x	0.09	0.16	x	0.28	0.59
76	3.8	paralelo	16.7	0.6	8438.06	1469299	x	0.01	0.06	x	0.19	0.48
76	3.8	paralelo	16.7	0.6	8424.40	1471681	x	0.02	0.1	x	0.34	0.5
90	4.5	paralelo	16.7	0.6	8423.63	1471815	x	0.22	0.32	x	0.38	0.43
66	3.3	perpend.	16.7	1.8	8440.30	1468909	x	0.01	0.10	x	0.29	0.65
76	3.8	perpend.	43	2.1	8432.99	1470182	0	0	0.13	x	0.47	0.8
76	3.8	perpend.	43	2.1	8420.87	1472299	0	0	0.04	x	0.23	0.38
90	4.5	perpend.	43	1.8	8421.11	1472256	x	-0.04	0.01	0.1	0.32	0.5
120	6.0	perpend.	100	1.8	8419.38	1472560	x	-0.03	0	0.01	0.05	0.35

1_ Os valores de I_D - corrente no diodo - são dados em miliampères.

2_ Os valores de intensidade de campo magnético, são dados em kilogauss.

3_ Nos diodos de 2 a 9, a excitação foi pulsada.

4_ V_D em volts é a tensão dos pulsos aplicados em 50Ω , em série com o diodo.

D1000 3 ($I_{th} \approx 61 \text{ mA}$)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \leftrightarrow I_D$	freq. (KHz)	log. (μs)	λ_o (A)	E_o (eV)	$\Delta E [B(KG)]$ (meV)			
							10.3	20.7	31	41.3
64	3.2	paralelo	16.7	0.6	8463.28	1.464921	0.026	0.09	0.18	0.33
82	4.1	paralelo	16.7	0.6	8464.31	1.464742	-0.05	0.02	0.13	0.2
100	5	paralelo	16.7	0.6	8460.89	1.465335	0.003	0.023	0.227	0.392
										47.5
										0.235
										0.25
										0.432

D1000 4 ($I_{th} \approx 44 \text{ mA}$)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \leftrightarrow I_D$	freq. (KHz)	larg. (μs)	λ_o (A)	E_o (eV)	$\Delta E [B(KG)]$ (meV)			
							10.3	20.7	25.8	31
46	2.3	paralelo	16.7	0.6	8416.74	1.473020	0	0.07	0.12	0.2
64	3.2	paralelo	16.7	0.6	8412.80	1.473711	0	0.01	x	0.27
80	4	paralelo	16.7	0.6	8407.88	1.474572	0.01	0.06	0.1	0.12
										0.17
										0.19
										47.5
										0.3
										0.72
										0.19

D1000 5 ($I_{th} \approx 44 \text{ mA}$)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \leftrightarrow I_D$	freq. (KHz)	larg. (μs)	λ_o (A)	E_o (eV)	$\Delta E [B(KG)]$ (meV)			
							10.3	20.7	31	41.3
46	2.3	paralelo	16.7	0.6	8368.02	1.481597	0.03	0.14	0.3	0.99
										1.11
										47.5
										0.235
										0.25
										0.432

TABELA (cont.)

D10D0 6 ($I_{th} \approx 112$ mA)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \longleftrightarrow I_D$	freq. (kHz)	larg. (μs)	λ_0 (Å)	E_0 (eV)	ΔE [B (keV)] (meV)				
300	6	paralelo	16.7	0.6	8445.73	1.465930	10.3	20.7	31	41.3	47.5
350	7	paralelo	16.7	0.6			0.00	0.00	0.05	0.20	0.26
400	8	paralelo	16.7	0.6	8439.61	1.469028	praticamente sem desvio				
450	9	paralelo	16.7	0.6			0.09	- 0.08	0.05	0.22	0.28
p. s. d.											

D10D0 7 ($I_{th} \approx 47$ mA)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \longleftrightarrow I_D$	freq. (kHz)	larg. (μs)	$\lambda_0^{(A)}$	E_0 (eV)	$\Delta E [B \text{ (keV)}] \text{ (meV)}$									
							10.3	20.7	25.8	31	34.1	38.2	41.3	43.4	45.5	47.5
50	2.5	paralelo	16.7	0.6	8457.45	1.465930	-0.10	0.17	0.05	0.19	0.39	0.61	0.42	0.60	0.62	0.65
60	3.0	paralelo	16.7	0.6	8455.66	1.466241	-0.02	0.23	0.27	0.40	0.46	0.54	0.60	x	0.83	0.84

D1000 8 ($I_{th} \approx 50 \text{ mA}$)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \longleftrightarrow I_D$	freq. (kHz)	larg. (μs)	λ_0 (Å)	E_0 (eV)	$\Delta E [B(kG)]$ (meV)										
							10.3	11.5	20.7	25.8	31	34.1	38.2	41.3	43.4	45.5	47.5
52	2.6	paralelo	16.7	0.6	8463.52	1.464890	-0.01	x	0.04	0.08	0.28	x	0.40	0.44	0.46	0.48	0.50
58	2.9	paralelo	16.7	0.6			p.s.d.										
64	3.2	paralelo	16.7	0.6	8462.81	1.465002	-0.13	x	0.1	0.14	0.46	x	0.43	0.43	0.44	0.51	0.65
68	3.4	paralelo	16.7	0.6	8463.52	1.464879	-0.04	x	0.46	0.67	0.88	0.97	1.02	1.11	1.24	1.26	1.26
72	3.6	paralelo	16.7	0.6			p.s.d.										
80	4.0	paralelo	16.7	0.6			p.s.d.										
90	4.5	paralelo	16.7	0.6	8451.56	1.466952	-0.32	x	-0.33	x	-0.31	x	x	-0.26	x	x	-0.12
110	5.5	paralelo	16.7	0.6	8452.43	1.466801	0.02	x	0.03	x	0.06	x	0.16	x	0.18	x	0.27

D1000 9 ($I_{th} \approx 58 \text{ mA}$)

I_D (mA)	V_D (Volts)	$B \longleftrightarrow I_D$	freq. (kHz)	larg. (μ s)	λ_0 (Å)	E_0 (eV)	$\Delta E [B(\text{KG})](\text{meV})$										
							10.3	15.5	20.7	25.8	31	34.1	38.2	41.3	43.4	45.5	47.5
72	3.6	paralelo	16.7	0.6	8420.42	1.472377	0.05	0.08	0.16	0.31	0.39	0.33	0.46	0.51	0.50	0.56	0.67
84	4.2	paralelo	16.7	0.6	8413.98	1.473504	0.06	0.09	0.11	0.18	0.21	0.34	0.46	0.55	0.65	0.69	0.76
96	4.8	paralelo	16.7	0.6	8411.59	1.473922	0.04	0.10	0.13	0.14	0.23	0.36	0.49	0.48	0.55	0.71	0.81
112	5.6	paralelo	16.7	0.6	8407.72	1.474601	0.18	0.20	0.30	0.35	0.44	0.47	0.59	0.65	0.67	0.70	0.72

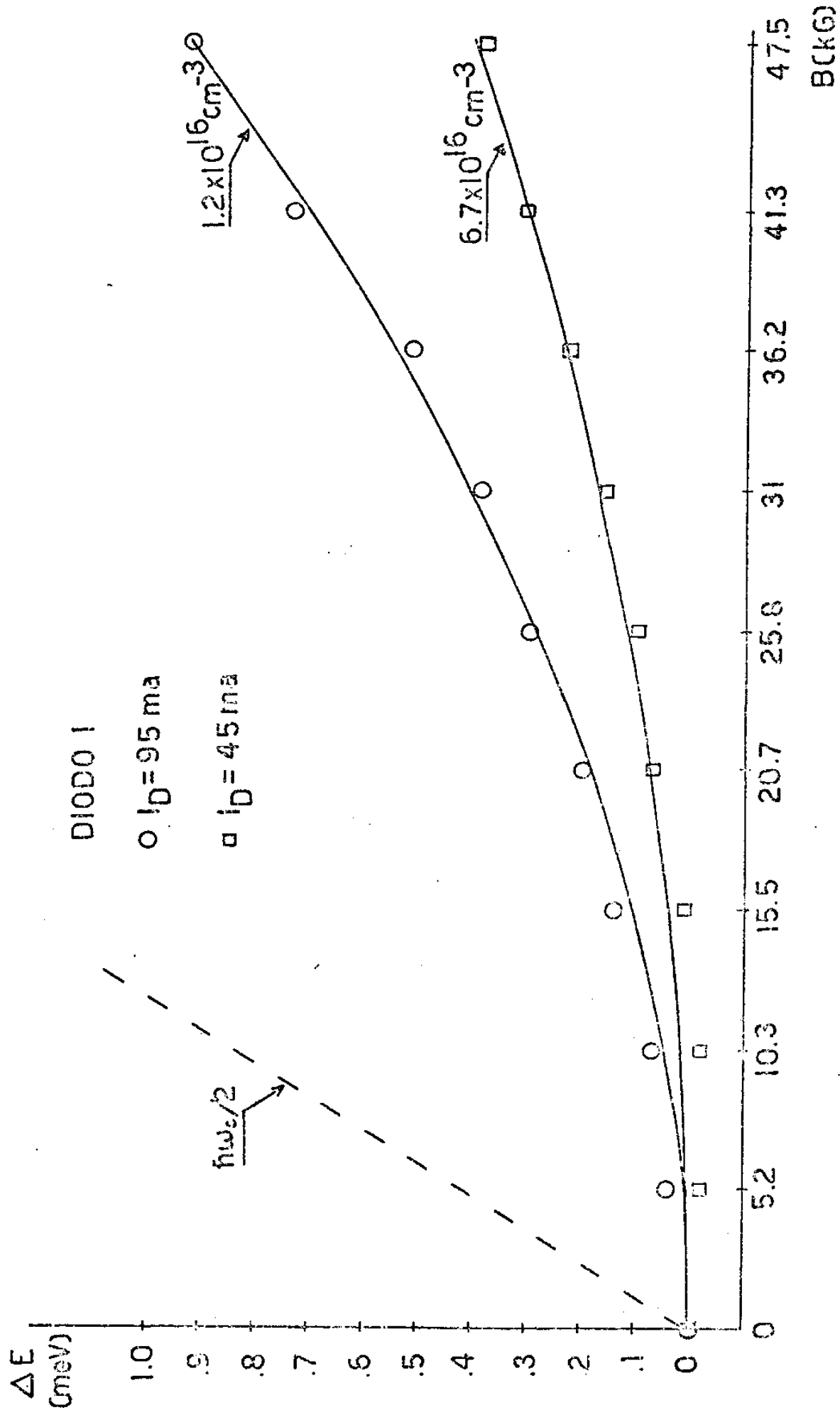


fig.12 - Curvas ΔE x B para o diodo 1.

DIODO 1

○ $I_D = 95 \text{ mA}$

□ $I_D = 45 \text{ mA}$

ΔE
(meV)

1.0

.9

.8

.7

.6

.5

.4

.3

.2

.1

0

0

27

107

240

427

667

960

1308

1707

2258

$B^2 \text{ (KG)}^2$

0

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35

36

37

38

39

40

41

42

43

44

45

46

47

48

49

50

51

52

53

54

55

56

57

58

59

60

61

62

63

64

65

66

67

68

69

70

71

72

73

74

75

76

77

78

79

80

81

82

83

84

85

86

87

88

89

90

91

92

93

94

95

96

97

98

99

100

101

102

103

104

105

106

107

108

109

110

111

112

113

114

115

116

117

118

119

120

121

122

123

124

125

126

127

128

129

130

131

132

133

134

135

136

137

138

139

140

141

142

143

144

145

146

147

148

149

150

151

152

153

154

155

156

157

158

159

160

161

162

163

164

165

166

167

168

169

170

171

172

173

174

175

176

177

178

179

180

181

182

183

184

185

186

187

188

189

190

191

192

193

194

195

196

197

198

199

200

201

202

203

204

205

206

207

208

209

210

211

212

213

214

215

216

217

218

219

220

221

222

223

224

225

226

227

228

229

230

231

232

233

234

235

236

237

238

239

240

241

242

243

244

245

246

247

248

249

250

251

252

253

254

255

256

257

258

259

260

261

262

263

264

265

266

267

268

269

270

271

272

273

274

275

276

277

278

279

280

281

282

283

284

285

286

287

288

289

290

291

292

293

294

295

296

297

298

299

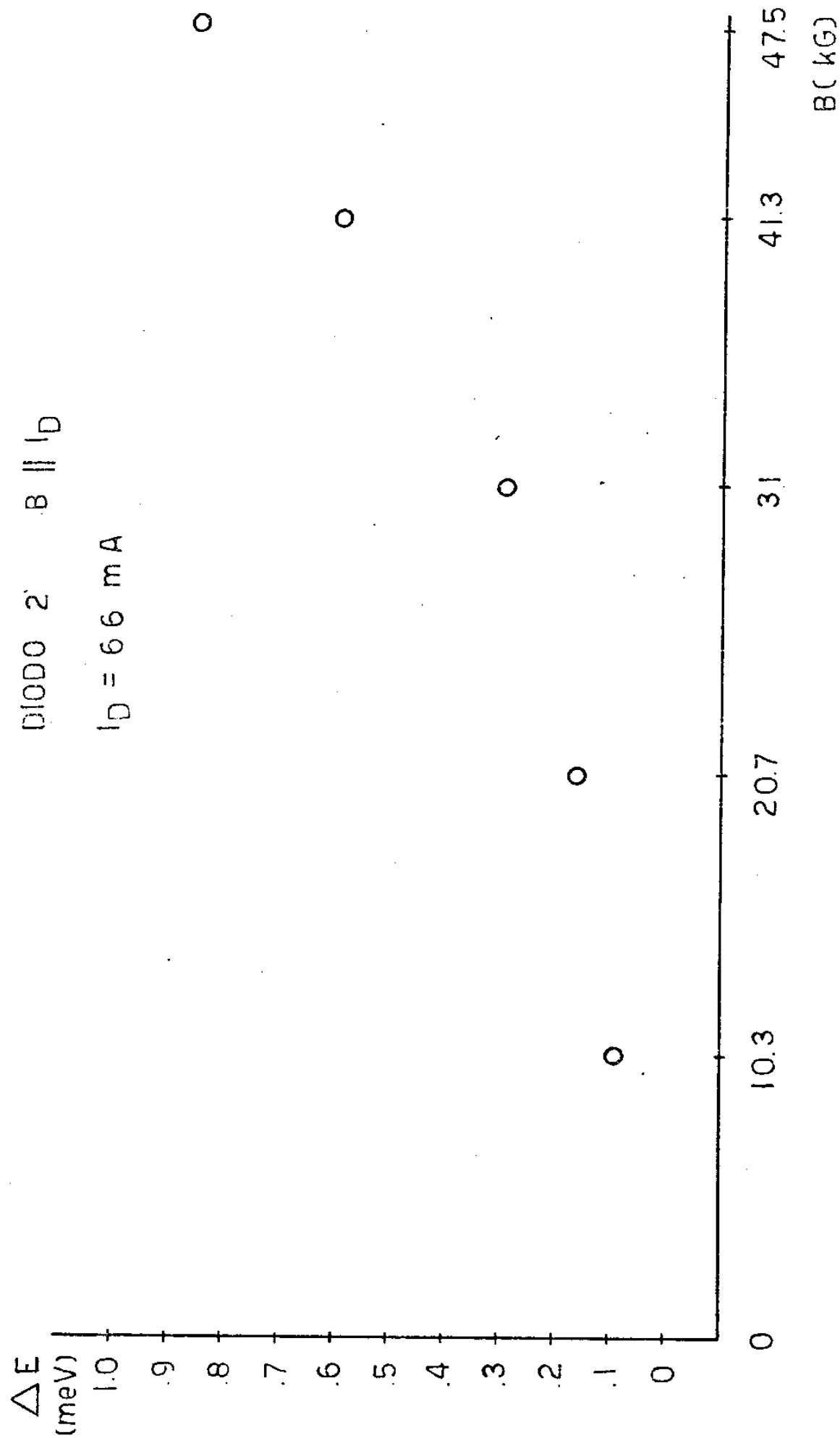


fig.14 - Curva $\Delta E \times B$ para o diodo 2, com $B \parallel I_D$.

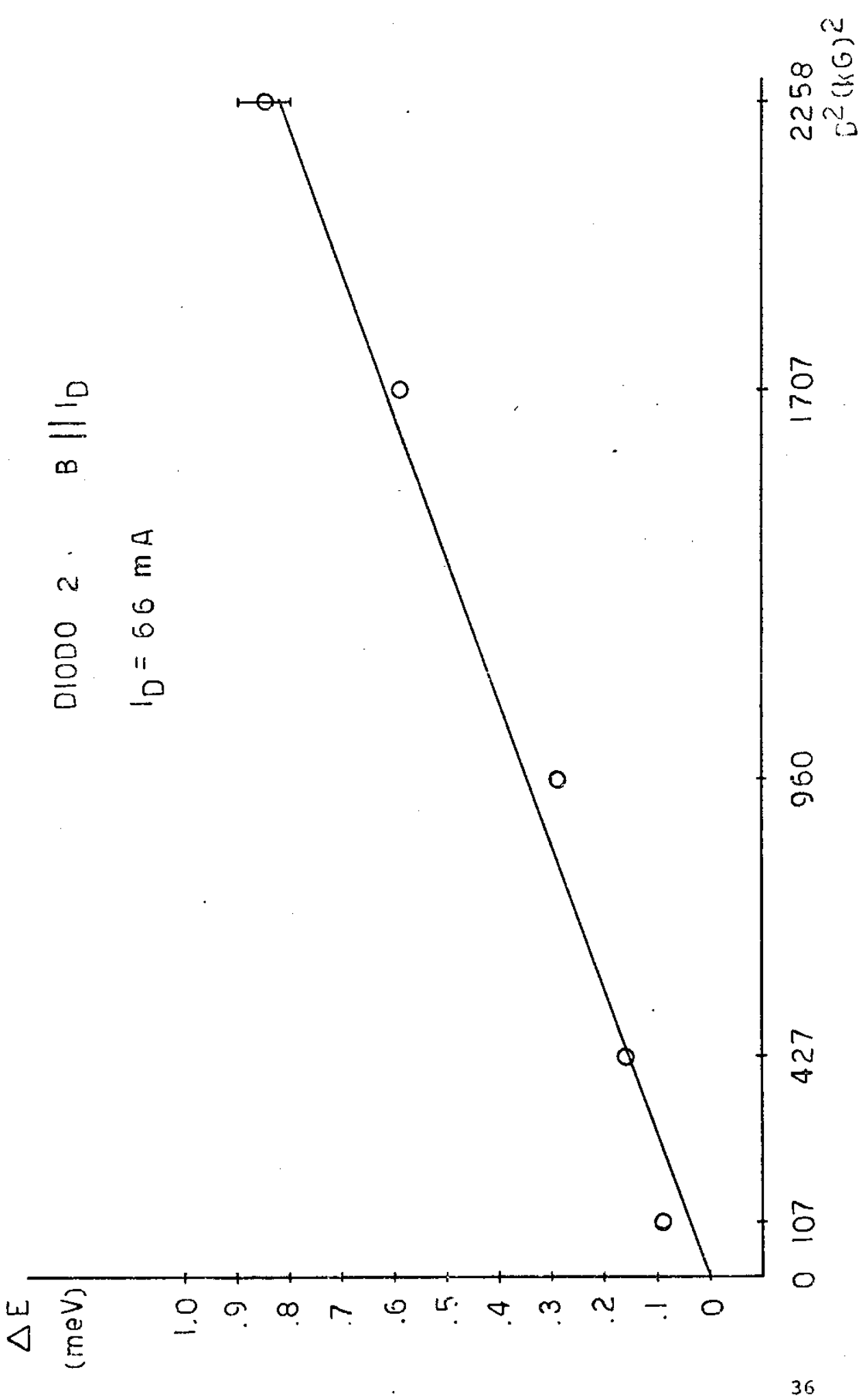


fig.15 - Curva $\Delta E \times R^2$ para o diodo 2.

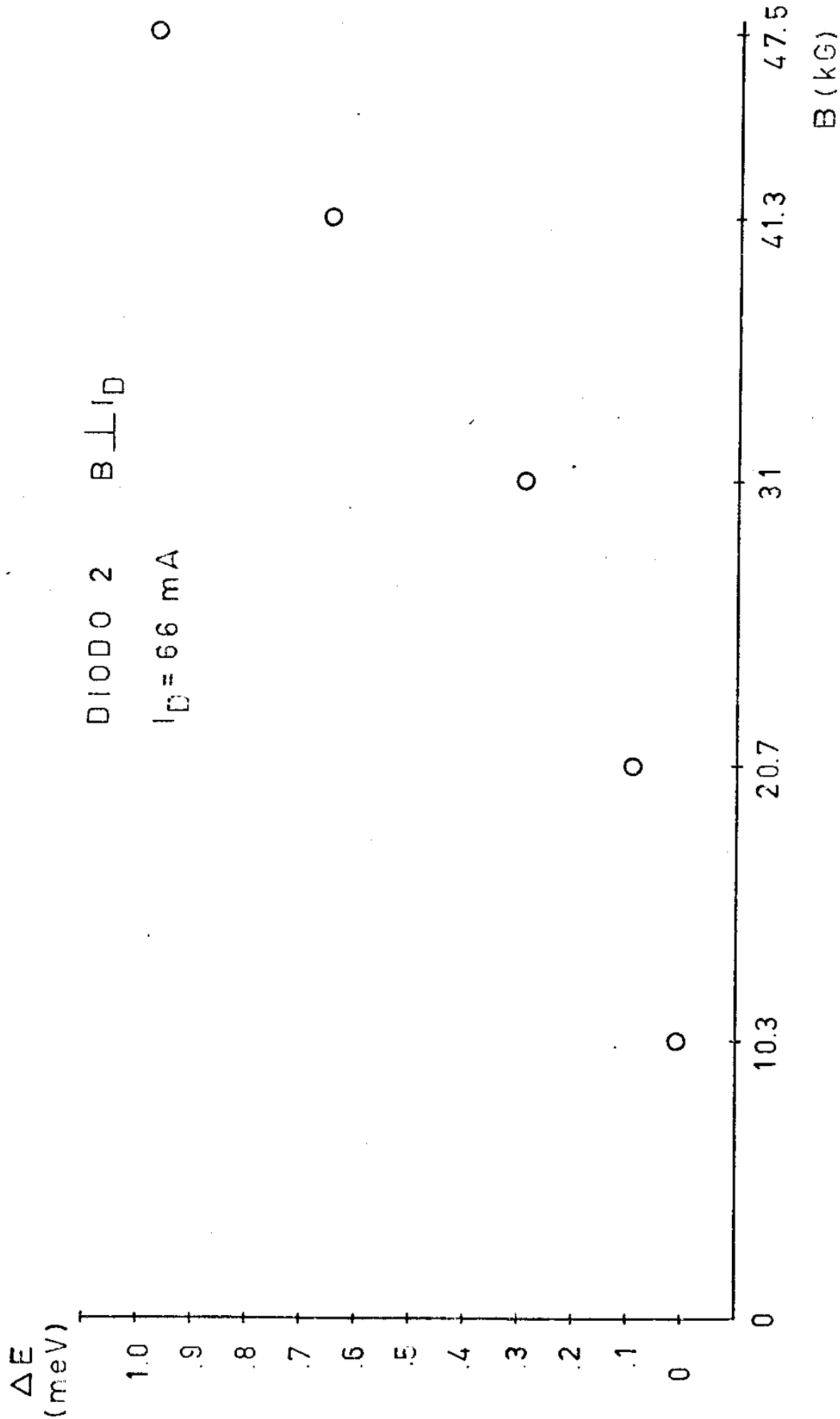


fig.16 - Curva $\Delta E \times B$ para o diodo 2, com $B \perp I_D$.

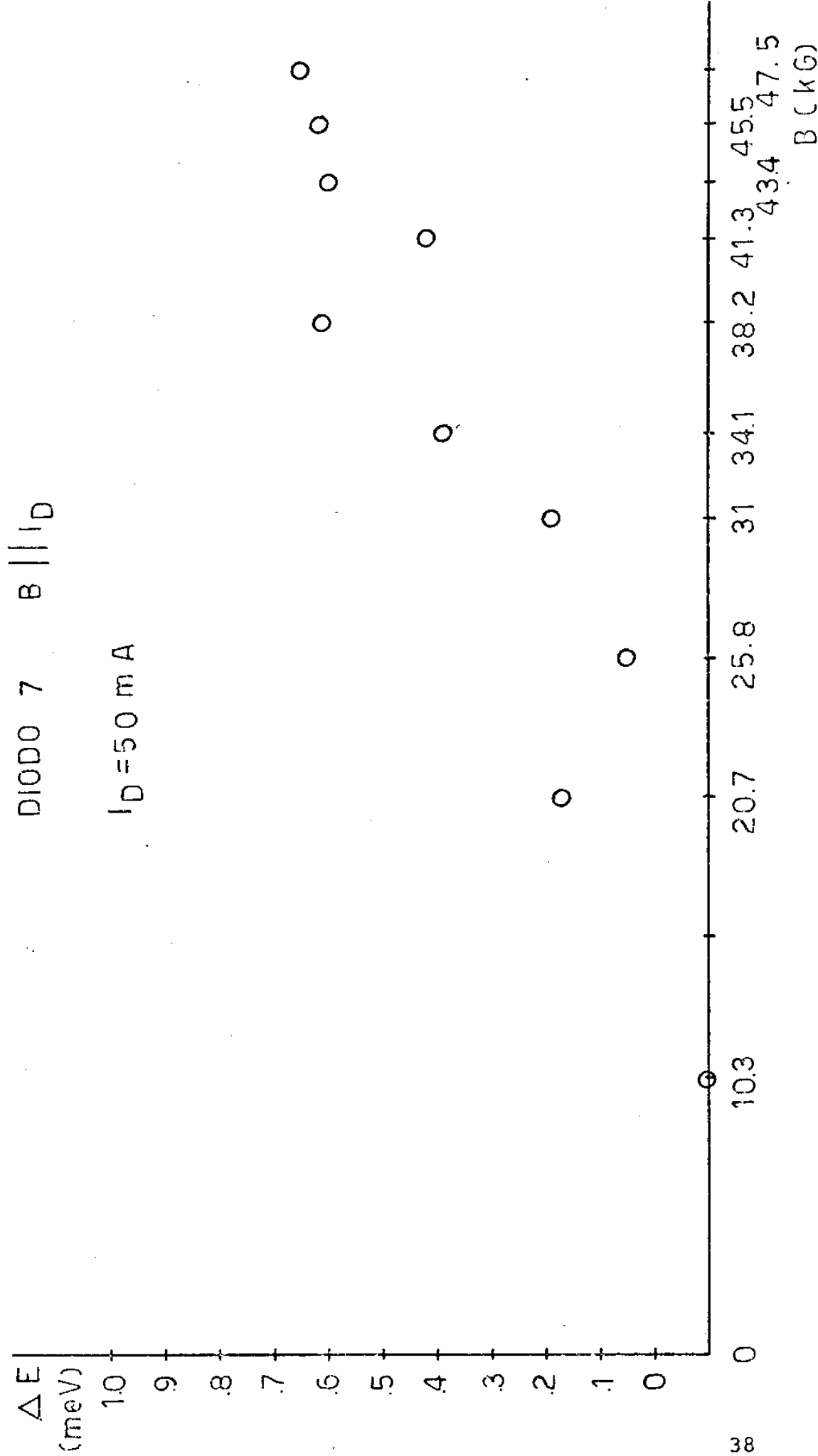


fig.17 - Curva ΔE x B para o diodo 7.

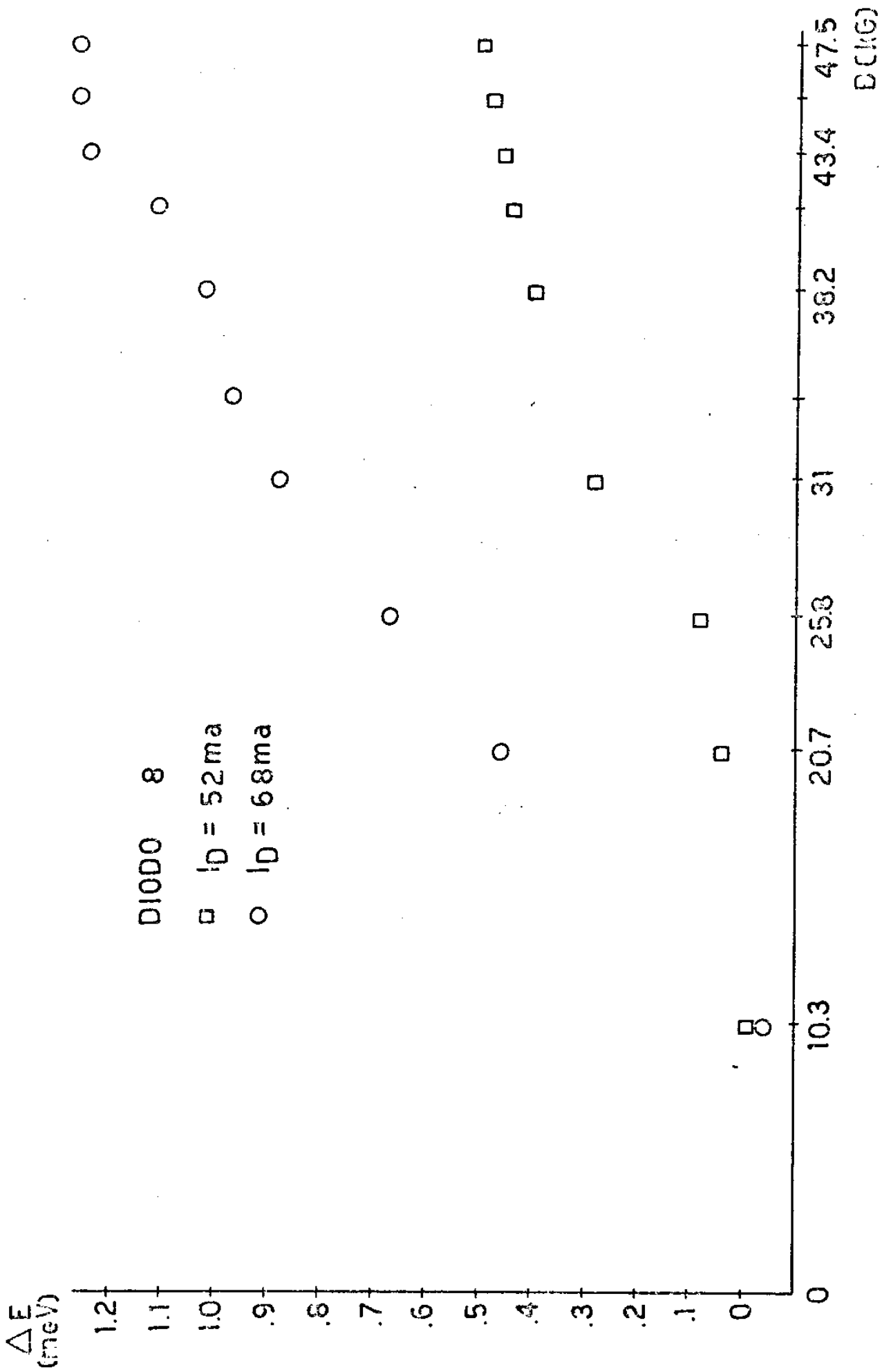


fig.13 - Curvas $\Delta E \times R$ para o diodo 8.

ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

III-1 - Discussão

O espaçamento entre os modos longitudinais da cavidade de Fabry-Perot é descrito por (20)

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l \left(\bar{n} - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)} \quad (\text{III-1})$$

onde l é o comprimento da cavidade, λ o comprimento de onda da radiação e $\bar{n}$ o índice de refração.

Nesta experiência registramos espectros até o ponto em que os modos transversais não apresentavam intensidade considerável. A razão disto é que havendo sobreposição de modos transversais (21) o nosso método de cálculo não poderia ser aplicado, ou então deveria ser aplicado sob certos critérios que considerassem inclusive a interação entre modos.

A separação entre os modos transversais do plano da junção é cerca de 0.16λ (22), menor portanto que a resolução do nosso sistema (fig.8- 0.24λ). Deste modo, em nossos espectros, estes modos transversais aparecem superpostos aos longitudinais.

Uma observação genérica para todas as amostras estudadas, é a de que a posição das linhas não muda com o campo magnético (fig.11), dentro da precisão experimental. Através da eq.(III-1) podemos afirmar que o campo não provoca nenhuma modificação no índice de refração do material e portanto a constante dielê-

trica permanece constante ($(\partial \epsilon / \partial B) = 0$).

As curvas obtidas para os nove diodos se enquadram nas curvas teóricas sugeridas nas refs.16,17, 18 embora estas não mencionem alguma influência da corrente de injeção nas curvas $\Delta E \times B$. Como as duas teorias apresentem uma dependência quadrática com o campo magnético, é natural que os pontos que se enquadrem bem numa curva também o façam na outra, como ocorre nas figs.12,13 relativas ao diodo 1. No entanto isso não foi tomado como dando maior ou menor grau de crédito a alguma delas.

Diferentemente dos diodos referidos em (11), (12), (13), (14), (15), os desvios encontrados neste trabalho são bastante menores que os previstos, caso tivessem seguido a linha de Landau. A fig.12 mostra a primeira linha de Landau ($n=0$). Para $B=47.5\text{kG}$ que foi o maior campo utilizado, $(1/2)\hbar\omega_c$ é igual a 3.9meV (supondo $(m_e^*/m)=0.07$). Este valor é quatro ou mais vezes maior que os pontos obtidos experimentalmente.

A formação de sub-bandas magnéticas na banda de valência é desconsiderada, devida a grande massa efetiva dos buracos ($(m_p^*/m)=0.5$), que faz com que $\omega_{ce} = 7\omega_{cb}$

A separação de níveis por efeito Zeeman pode também ser desprezada, pois devido ao baixo valor do fator giromagnético do GaAs ($g_{\text{GaAs}}=0.32$), $Mg\mu_B B$ para $B=47.5\text{kG}$ vale 0.04meV , valor menor que o erro estimado dos pontos experimentais.

Os diodos que estudamos apresentam o M.E. com energia próxima de 1.47 eV , cerca de 50meV menor

que a energia da banda proibida do GaAs intrínscico (23) , nas temperaturas estudadas. Isto sugere que a racombinação radiativa envolva portadores das caudas de estados.

A teoria do doador hidrogenóide não nos parece consistente com a dependência observada em vários diodos da curva $\Delta E \times B$ com a corrente de injeção. Os níveis hidrogenóides poderiam ser afetados apenas pelo campo magnético.

Tomando como exemplo o diodo 1 (fig.13), a expressão

$$\Delta E = \left(\frac{\hbar^2 e^2 / m^2}{13.6} \right) \frac{\epsilon^2}{(m_e^* / m)^3} \frac{B^2}{8} \quad (\text{I-8})$$

fornece para massa efetiva eletrônica calculada a partir da curva $\Delta E \times B$ para $I_D = 95\text{mA}$, $(m_e^* / m) = 0.075$ que é bastante próximo do valor comumente aceito. A mesma expressão aplicada a curva para $I_D = 45\text{mA}$ indica para (m_e^* / m) o valor de 0.099 que é excessivamente grande.

A teoria da interação elétron-plasmon (18), (19) estabelece que os autoestados eletrônicos são dados por

$$E = \frac{\hbar}{2} (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2} \quad (\text{I-10})$$

onde ω_p é a frequência de plasma e ω_c é a frequência de ciclotron. Uma vez que as medidas de laboratório são sempre referidas a energia de ponto zero do plasma $(\hbar\omega_p/2)$,

$$\Delta E = \frac{\hbar}{2} (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2} - \frac{\hbar\omega_p}{2} \quad (\text{III.1a})$$

$$\omega_p = \frac{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{v_{\text{vale}}}{h^2 \omega_c^2} - (\Delta E)^2}{\hbar \Delta E} \quad (\text{III.1b})$$

A frequência de plasma é

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{\epsilon_m^*} \right)^{1/2} \quad (\text{III.2a})$$

onde n é a densidade de portadores interagentes, ϵ é a constante dielétrica e m^* a massa efetiva dos portadores. Desta forma,

$$n = \frac{\epsilon_m^*}{4\pi e^2} \omega_p^2 \quad (\text{III.2b})$$

Uma observação generalizada em nossos dados (Tabela: diodos 1,2,3,4,7,8,9) é que logo acima da corrente limiar de excitação (entre $I_{L.E.}$ e $1.5I_{L.E.}$), ΔE aumenta com o aumento da corrente de injeção (exceto para o diodo 8 onde diminui), diminuindo após, para maiores correntes de injeção (Tabela: diodos 2,4,8).

A eq.(III-1b) mostra que ΔE maiores diminuem o valor de ω_p e portanto, pela eq.(III-2b) diminui o valor de n . Desta forma, um aumento na corrente de injeção no intervalo citado, corresponderia a uma diminuição da frequência de plasma e portanto da densidade de elétrons.

Assim, na fig.12 relativa ao diodo 1, a densidade de portadores para $I_D=95\text{mA}$ seria $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e para $I_D=45\text{mA}$ seria $6.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Este fato, no entanto, está em franca oposição a observação (24), (25) de que acima do limiar de excitação ocorre uma saturação quase completa na emissão espontânea, indicando que a

densidade de portadores permanece aproximadamente constante.

Além disso, para $I_D=95\text{mA}$ a igualdade $\omega_p=\omega_c$ ocorreria para $B=24\text{kG}$ e para $I_D=45\text{mA}$ ocorreria em $B=205\text{kG}$. Por observação das figs.6 e 12 vemos que a subida da curva experimental começa bastante antes da intersecção de ω_p com ω_c .

III-2 - Conclusões

A observação de que não há mudança na constante dielétrica do GaAs, com campo magnético, mostra um comportamento diferente dos outros semicondutores III-V, como por exemplo o GaSb, onde o campo magnético provoca um desvio em energia nos modos (12). No GaSb a banda proibida é de 0.78eV e a formação de sub-níveis de Landau indica que a recombinação radiativa é banda a banda.

O fato dos modos de maior energia nos lasers de GaAs, aumentarem a intensidade com o campo magnético, indica uma modificação na densidade de estados dos portadores.

A recombinação radiativa nestes lasers envolve portadores localizados em caudas de estados. Os modelos propostos nas refs.16 e 18 são simplificações e não permitem uma interpretação correta do efeito da corrente de injeção nos desvios com o campo magnético.

A dificuldade na análise destes dados está no fato de não se conhecer com maiores detalhes o mecanismo de recombinação em junções de GaAs.

	pag.
fig.1 - Esquema de bandas de uma junção p-n	06
fig.2 - Geometria dos lasers utilizados	08
fig.3 - Formação de sub-bandas magnéticas	11
fig.4 - Influência do campo magnético na densi- dade de estados $g(E)$	12
fig.5 - Efeito do campo magnético sobre porta- dores majoritários	14
fig.6 - Interação elétron-plasmon	17
fig.7 - Arranjo Experimental Básico	20
fig.8 - Espectro do diodo 2, para $I_D = 66\text{mA}$ e $B=0$	25
fig.9 - Espectro do diodo 2, para $I_D = 66\text{mA}$ e $B= 31\text{kG}$	26
fig.10- Espectro do diodo 2, para $I_D = 66\text{mA}$ e $B= 47.5\text{kG}$	27
fig.11- Deslocamento do máximo da envoltória (M.E.) para o lado de maior energia	28
fig.12- Curvas $\Delta E \times B$ para o diodo 1	33
fig.13- Curvas $\Delta E \times B^2$ para o diodo 1	34
fig.14- Curva $\Delta E \times B$ para o diodo 2, com $B \parallel I_D$	35
fig.15- Curva $\Delta E \times B^2$ para o diodo 2	36
fig.16- Curva $\Delta E \times B$ para o diodo 2, com $B \perp I_D$	37
fig.17- Curva $\Delta E \times B$ para o diodo 7	38
fig.18- Curvas $\Delta E \times B$ para o diodo 8	39

A tabela dos resultados experimentais está nas páginas 29, 30, 31 e 32.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Daltro Garcia Pinatti pela orientação prestada durante a realização deste trabalho.

Aos professores José E. Ripper Fº, Navin Patel, Roberto Luzzi e Rogério Cêzar Cerqueira Leite pelas várias discussões e sugestões apresentadas.

As senhoritas Ester Viana e Sandra Ferreira, pelas várias dificuldades eficientemente sanadas.

A F.A.P.E.S.P. pela concessão de bolsa de estudos durante a realização deste trabalho.

- 1- S.M. Sze - Physics of Semiconductors Devices -
Wiley - (1969).
- 2- Jacques I. Pankove - Optical Processes in Semiconduc-
tors - Prentice-Hall Inc. - (1971).
- 3- G. Lasher and F. Stern - Phys. Rev. A, 133, 553,
(1964).
- 4- N.N. Winogradoff and H.K. Kessler - Solid State Comu-
nications, 2, 119, (1964).
- 5- C.J. Hwang - Phys. Rev. B, 2, 10, 4177, (1970).
- 6- J.C. Dymont - Appl. Phys. Lett., 10, 84, Feb. 1967.
- 7- J.M. Ziman - Principles of the Theory of Solids -
Cambridge - (1972).
- 8- J.S. Blakemore - Solid State Physics - W. B. Saunders
Company - (1969).
- 9- J.S. Blakemore - Semiconductor Statistics - Pergamon
Press - (1962).
- 10- M. Garfinkel and W.E. Engeler - J. Appl. Phys., 36,
1877, (1965).
- 11- I.I. Zasavitskii, B.N. Matsionashvili and A.P. Sho-
tov - Sov. Phys. Semiconductors, 4, 274, (1970).
- 12- B. Pistoulet and H. Mathieu - Proceedings of the In-
ternational Conference on the Physics of Semiconduc-
tors - Moscow, 532, (1968).
- 13- H. Mathieu - C. R. Acad. Sc. Paris, 268 B, 1514,
(1969).
- 14- F.L. Galeener, I. Melngailis, G.B. Wright and R. Re-
diker - J. Appl. Phys., 36, 1574, (1965).

- 15- J.F. Butler and A.R. Calawa - Proc. Phys. Quant. Electr. Conf. - Puerto Rico, 458, (1968).
- 16- F.L. Galeener, G.B. Wright, W.E. Krag, T.M. Quist and H.J. Zeiger - Phys. Rev. Lett., 10, 472, (1963).
- 17- L.P. Zverev, V.P. Bykov, G.M. Minkov, S.A. Nagashev, S.S. Khorutova and V.Y. Schur - Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors - Moscow, 528, (1968).
- 18- J.L. Shay and W.D. Johnston Jr. - Phys. Rev. B, 6, 1605, (1972).
- 19- W.D. Johnston Jr. - Phys. Rev. B, 6, 1455, (1972).
- 20- M.I. Nathan, A.R. Fowler and G. Burns - Phys. Rev. Lett., 11, 152, (1963).
- 21- T.L. Paoli, J.E. Ripper, T.H. Zachos - IEEE - J. Quantum Electronics, vol. QE-5, 271, June 1969.
- 22- T.H. Zachos and J.E. Ripper - IEEE - J. Quantum Electronics, vol. QE-5, 29, Jan. 1969.
- 23- Y.P. Varshni, Physica, 34, 149, (1967).
- 24- T.L. Paoli - IEEE - J. Quantum Electronics, vol. QE-9, 267, Feb. 1973.
- 25- P. Brosson, J.E. Ripper and N. Patel - IEEE - J. Quantum Electronics, vol. QE-9, 273, Feb. 1973.