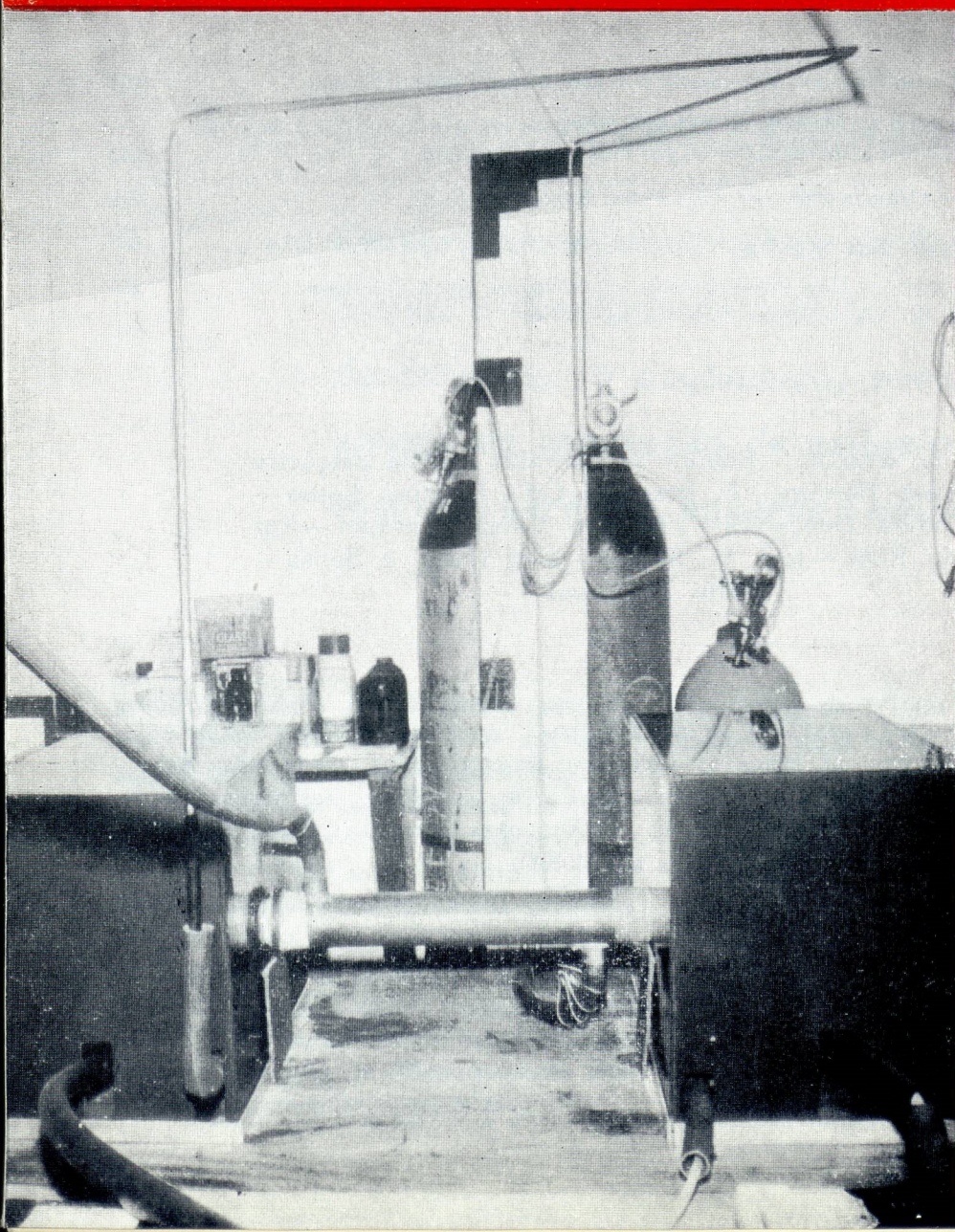


GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES

VOL. V, FASC. 8
JULHO 1973



Aspecto geral da instalação de um laser de dióxido de carbono.

(Ver contra-capa)

VOL. V

GAZETA DE FÍSICA

FASC. 8

Fundador: ARMANDO GIBERT

JULHO—1973

PUBLICAÇÃO TRIMESTRAL DESTINADA AOS ESTUDANTES DE
FÍSICA E AOS FÍSICOS PORTUGUESES

SUMÁRIO

Projecto e construção de um laser em fase gasosa, <i>por José António Ribera Salcedo</i>	237
Experiências escolares com o osciloscópio de raios catódicos em que se utiliza a base de tempo (continuação dos números 5, 6 e 7), <i>por Rómulo de Carvalho</i>	243
Técnicas de fabricação de transistores, <i>pelo Eng. Pedro Martins da Silva</i>	255
O modelo molecular de «Weiss» — 2. Antiferromagnetismo, <i>por J. M. Machado da Silva</i>	259
A Física fora do Laboratório — Uma experiência de electrostática, <i>por C. Marciano</i>	265
Noticiário	266

COMISSÃO DE REDACÇÃO: Rómulo de Carvalho — Lídia Salgueiro
— J. Gomes Ferreira — F. Bragança Gil — J. Sousa Lopes —
Maria Teresa Gonçalves — Frederico Gama Carvalho — Rui
Namorado Rosa — José C. Soares — João Bessa e Sousa —
Mário Trigueiros

PROPRIEDADE E EDIÇÃO: GAZETA DE MATEMÁTICA, LDA. * CORRESPONDÊNCIA: GAZETA
DE FÍSICA — LABORATÓRIO DE FÍSICA DA FACULDADE DE CIÊNCIAS DE LISBOA — RUA DA
ESCOLA POLITÉCNICA — LISBOA * NÚMERO AVULSO: ESC. 15\$00 * ASSINATURA DE
3 NÚMEROS: ESC. 45\$00 (À COBRANÇA ESC. 50\$00); PARA ESTUDANTES, ESC. 30\$00
(À COBRANÇA ESC. 35\$00)

Publicação subsidiada pelo Instituto de Alta Cultura
e pela Junta de Energia Nuclear

Projecto e construção de um laser em fase gasosa

por JOSÉ ANTÓNIO RIBERA SALCEDO

(Aluno do 5.º Ano de Engenharia Electrotécnica, Universidade do Porto)

1. É apresentado o projecto e a execução dum tipo particular de laser: um laser de dióxido de carbono, azoto e hélio. O projecto e a execução foram feitos em casa, em tempo livre, de Outubro de 1971 a Janeiro de 1973. Os resultados estão de acordo com os dados experimentais conhecidos para este tipo de laser.

1.1. Motivação [1, 2]

São conhecidas as características dum feixe laser, e a sua vasta aplicação em Telecomunicações. Se fosse possível aliar a estas qualidades, uma elevada potência em funcionamento normal e uma elevada transmissividade atmosférica, a situação seria ideal para desenvolver um canal óptico de transmissão de informação.

Interessei-me especialmente na banda de comprimentos de onda infravermelhos entre 8 e 14 μm , de muita elevada transparência atmosférica, conhecida há muito. Por outro lado, quis desenvolver um laser de gás, utilizando uma descarga eléctrica como meio de excitação; assim seria fácil operar experimentalmente com o sistema, dado o princípio de funcionamento simples e as dimensões apreciáveis.

Assim, ou utilizaria átomos ou moléculas, como meio activo onde instalaria a inversão de população. Gases atómicos não são propícios a emissões infravermelhas, pois as transições correspondentes a estes comprimentos de onda dão-se entre níveis de energia próximos do limite de ionização e muito pouco espaçados entre si. Por outro lado, querendo utilizar a excitação atómica por colisões com electrões acelerados pelo campo da descarga, o rendimento seria baixo, pois teria que excitar os átomos a níveis elevados, para depois decaírem em fotões de baixa energia. Ainda, a selectividade seria mínima, dado o afastamento mínimo entre níveis de interesse. O rendimento seria da ordem de 1/1000, e a inversão da população seria fraca. Átomos não servem.

Com gases moleculares é totalmente diferente: existem graus de liberdade adicionais, pelo que os seus níveis de energia se encontram quantificados quanto à configuração electrónica, vibração e rotação da molécula. Em primeira aproximação serão independentes. Se analisarmos a distribuição da energia pelos níveis vibracionais da configuração electrónica fundamental duma molécula, dum modo geral, os níveis têm valores baixos

de energia, e estão convenientemente espaçados entre si. Ainda, as transições situam-se na banda de comprimentos de onda que me interessava.

Escolhi assim um meio activo molecular, instalando uma inversão da população de dois níveis vibracionais baixos, da configuração electrónica fundamental das moléculas que escolheria.

Pretendia funcionamento contínuo do laser, e não por impulsos, o que tem vantagens em Telecomunicações. Havia então de existir um nível laser superior, e um nível laser inferior. Pretendia, claro, uma excitação selectiva e rápida do nível laser superior, e um despovoamento rápido do nível laser inferior. O tempo de vida da molécula no nível laser superior teria de ser elevado, e a sua desexcitação pouco rápida. Moléculas diatómicas têm tempos de vida nos seus níveis vibracionais muito curtos, pelo que não seriam convenientes. Moléculas triatómicas têm uma estrutura energética mais complexa, pelo que os tempos de vida vibracionais são geralmente mais elevados. Convém assim para funcionamento em laser contínuo. Isto é devido ao incremento nos graus de liberdade.

Analisando várias moléculas triatómicas, a molécula de dióxido da carbono parece conveniente, pois é simples (linear e simétrica), e está publicada uma grande quantidade de informação espectroscópica sobre a sua estrutura vibracional e rotacional. Assim, foi a que utilizamos, pelas mesmas razões que Patel o fez em 1964, para constituinte fundamental do meio activo.

1.2. Base espectroscópica [3]

A transição a $10.6\ \mu\text{m}$ é a mais conveniente para utilizar na emissão laser, devido às probabilidades de transição serem propícias (Vêde fig. 1).

A partir de bases espectroscópicas, podem-se determinar os tempos de relaxação de cada modo de vibração, ou seja, de cada nível em jogo. Assim, queremos popular muito rapidamente e selectivamente o nível A. O nível superior A é convenientemente (selectiva e rapidamente) excitado adicionando azoto em

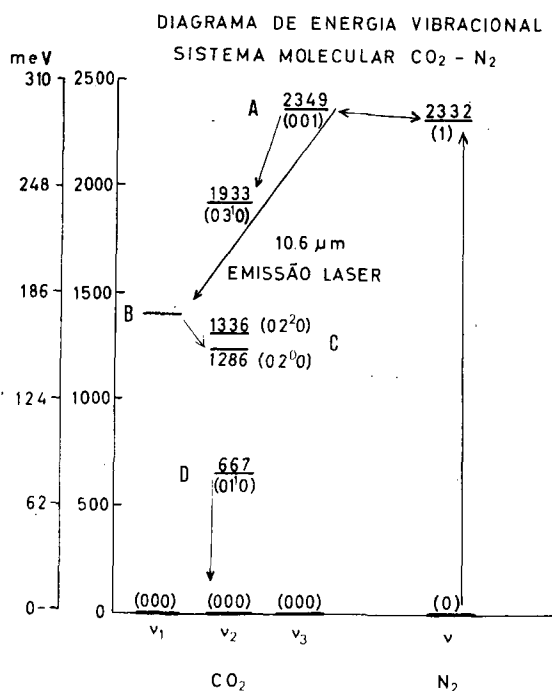


Fig. 1

certa quantidade, dada a quase ressonância dos níveis vibracionais em jogo. Como o povoamento do nível inferior é feito por excitação térmica, interessa manter a temperatura do plasma baixa. Quanto ao nível laser inferior B, ele está em equilíbrio com C, dada a quase ressonância entre os dois. Por outro lado, decai muito rapidamente para D. O nosso problema quanto ao nível inferior, está assim no despovoamento rápido de D. Este nível é eficazmente despovoado adicionando uma certa proporção de hélio ao dióxido de carbono, dada a desproporção das massas, o que aumenta muito o número de colisões não adiabáticas.

Analizando as equações de continuidade das diversas populações, obtemos uma solução exponencial para a inversão da população após a aplicação do impulso de corrente. Falamos assim em constante de tempo do ganho, e esta constante de tempo é fundamental na análise e optimização do mecanismo de excitação.

Seja

N_i — população do nível (i).

τ_i — tempo de relaxamento do nível (i)

σ_i — secção eficaz de excitação por colisão com electrões, do estado fundamental para o nível (i)

α — função de excitação. Depende da densidade electrónica do plasma, e da distribuição de energia do gás electrónico

β — constante de transferência ressonante de energia.

γ — probabilidade de transição entre os níveis vibracionais (0) e (1) do N_2 .

Assim, do diagrama,

$$\frac{d}{dt}(\gamma N_0) = \alpha \sigma_1 N_0 + \beta N_{001} N_0 - \gamma N_0 \beta N_{000} - \gamma N_0 / \tau_1$$

$$\frac{d}{dt}(N_{001}) = \alpha \sigma_{001} N_{000} + \gamma N_0 \beta N_{000} - \beta N_{001} N_0 - N_{001} / \tau_{001}$$

$$\frac{d}{dt}(N_{100}) = \alpha \sigma_{100} N_{000} + N_{001} / \tau_{001} - N_{100} / \tau_{001}$$

A equação resultante é de terceira ordem; no segundo membro pode destacar-se a função de excitação, nula como condição fronteira. A sua integração nas várias condições de funcionamento do plasma, conduz a uma solução exponencial para a inversão da população $N_{001} - N_{100}$, variável que nos interessa. Este estudo diferencial é muito extenso, pelo que não o faço aqui por brevidade.

1.3. A descarga [4]

A potência de feixe é proporcional ao número de fótons que abandona o sistema por unidade de tempo. Logo, ao ganho do sistema que, pela expressão de Füchtbauer-Ladenburg, é proporcional à inversão da população, $N_A - N_B$. Este depende da constante térmica do gás, da ordem dos milisegundos. Ela é suficientemente longa para utilizar impulsos de corrente com vantagem de atingir ganhos elevados sem atingir a saturação térmica. Utilizando impulsos de 50 Hz, isto acontece ainda. Mais, a constante térmica é suficientemente curta, para que entre dois picos sucessivos de corrente, possa ocorrer um arrefecimento substancial do plasma.

Cada pico começa assim com o gás quase à temperatura ambiente. Interessa garantir um arrefecimento eficaz, rodeando o tubo de plasma com uma manga refrigerante de água em circulação.

2. Apresento agora os aspectos construtivos do laser. O sistema foi concebido prevendo alterações futuras, pelo que foi projectado e construído numa forma modular, com relativa independência entre as várias partes. Considerarei assim o módulo mecânico, eléctrico, óptico e de gases. Esta divisão não é só construtiva, mas paralelamente, funcional [5, 6, 7].

2.1. Módulo mecânico

Consiste em dois suportes de aço que mantêm os eléctrodos, e servem de apoio às duas partes móveis (orientáveis), que ajustam os espelhos. Os eléctrodos mantêm entre si o tubo de plasma, envolvido pela manga de circulação de água. (Vêde fig. 2). Os dois suportes de aço pesam cada um cerca de 50 kg. Os electrodos são em latão e bronze fosforoso (elevada resistência à abrasão). O tubo de plasma é em

quartzo puro, de 5 mm de espessura, e está envolvida por uma manga refrigeradora de água, limitada por um tubo de cobre. As partes móveis estão rigidamente ligadas aos parafusos micrométricos, e sujeitas às partes fixas por três molas

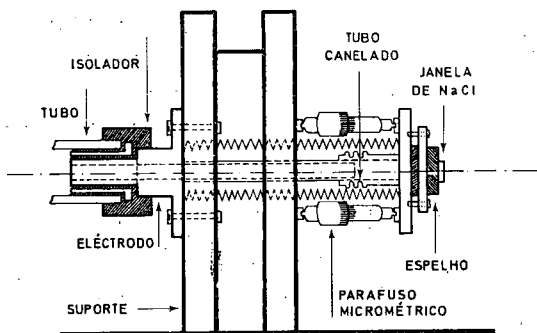


Fig. 2

fabricadas de acordo com a constante elástica necessária, calculada. A continuidade é mantida utilizando tubos de aço em harmónica, que permite a orientação relativa das partes, e prolonga os electrodos até aos espelhos. Estes estão rigidamente li-

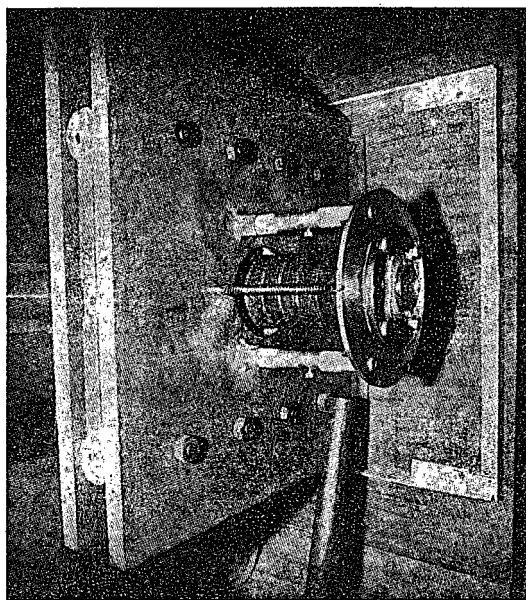


Fig. 3 — Sem a protecção de Pespex, pode-se ver um aspecto do cátodo à direita.

gados a dois discos cromados presos às partes móveis por quatro parafusos e um anel em «0» lubrificado com Apiezon. Os discos são em latão de 5 mm. O conjunto está montado sobre uma base de 10 kg de madeira prensada de 5 cm, e protegido por caixas de Pespex espesso, que encaixam em cantoneiras de alumínio anodizado. Todas as entradas e saídas estão cuidadosamente isoladas. O peso da unidade é de 120 kg.

2.2. Módulo eléctrico

É constituído por um transformador Schell 220/12 kV, 800 VA, limitador automático de corrente, uma ponte rectificadora de diodos, onda completa (18 kV, 70 mA), cabos HCN especial, uma caixa de comando e miliamperímetro de descarga (DC 100 mA). Já foi justificada esta alimentação atrás.

2.3. Módulo de gases [6]

Consta das garrafas de CO_2 , He (45), N_2 (R), dos redutores de pressão (corpo simples para CO_2 e N_2 , corpo duplo para He), das válvulas de ajuste micrométrico, de precisão, à saída de cada um deles, dos tubos alimentadores e de escape, do manómetro de óleo (Silicone Fluid 702, Edwards) de escalas de medição, das tabelas numéricas de calibração automática do manómetro entrando com temperaturas e condições iniciais de cada dia, e da bomba rotativa de óleo PSR 1 da NGN (44 l/min, $5 \cdot 10^{-5}$ Torr).

O manómetro foi inteiramente construído e calibrado em casa, claro. Permite doseamentos das pressões parciais dos gases até à centésima de Torr. Este ponto é particularmente importante no doseamento do CO_2 , em que a pressão parcial óptima é bastante crítica: 0.35 ± 0.08 Torr. Nos outros gases, o ajuste da pressão par-

cial já não é tão crítico, como seria de esperar.

Verifica-se uma grande concordância com as pressões que, experimentalmente são óptimas, e as indicadas como tal em publicações sobre este tipo de laser.

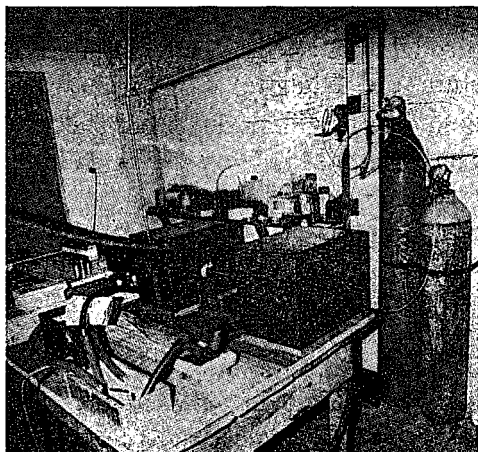


Fig. 4 — Aspecto conjunto da instalação e dos vários módulos.

2.4. Módulo óptico [8, 9, 10]

É constituído por dois espelhos dieléctricos, espelhados a ouro, reflectividade 99% a $10.6\mu\text{m}$. O espelho do cátodo é concavo, com uma curvatura calculada de modo a permitir selecção de modos, e funcionamento em TEM_{00} , o que não é possível de forma exacta devido às perdas por difracção na janela de NaCl serem, para funcionamento em modo TEM_{00} , importantes.

Porém determinou-se experimentalmente o perfil do campo electromagnético do feixe laser, e verificou-se oscilar essencialmente no modo fundamental. Este ponto será discutido mais tarde.

O espelho de ânodo é plano, com um furo central de 2.3 mm por onde sai o feixe, coberto por uma janela de NaCl polido ópticamente (Harshaw Chemical Co.), especialmente transparente a $10.6\mu\text{m}$, e barato. Os espelhos foram colimados

por interferometria, ao nível da fracção de comprimento de onda, utilizando para isso um laser de HeNe, 1.5mW, 6328Å ; .8mrad de divergência do feixe. A precisão foi elevada, e a operação de alinhamento durou cerca de duas semanas, num total de 20 horas de trabalho.



Fig. 5 — Espelho de cátodo, e montagem.

3. Posto o laser a funcionar, o seu ponto de funcionamento óptimo foi determinado por tentativas. Após um elevado número de horas de trabalho, foi possível assentar nas pressões parciais abaixo indicadas, como sendo as que conduzem a maior potência de saída:

CO_2	0.38 Torr
He	6.28 Torr
N_2	1.92 Torr

Estes valores estão de acordo com os valores encontrados nas publicações sobre

este tipo de laser. Ainda, o arrefecimento por água mostrou-se eficaz, mesmo com caudais baixos: 10l/min.



Fig. 6 — O efeito do feixe sobre uma superfície plástica, foi fundi-la instantaneamente.

4. Já efectuei algumas experiências com o sistema: A sua execução foi sempre demorada, mas os resultados foram animadores:

Primeiro, determinou-se o ponto de funcionamento óptimo. A potência desenvolvida nessas condições, se bem que não a tenha medido rigorosamente por não ter ainda preparado o processo de a medir, situa-se nas *dezenas de Watt*, o que é muito elevado.

Segundo, determinei o perfil transversal do campo electromagnético do feixe, tendo podido concluir que é predominantemente gaussiano.

Terceiro, introduzindo um desalinhamento progressivo no espelho do cátodo, foi possível separar o modo fundamental TEM_{00} , o modo TEM_{01} , e o modo TEM_{02} . A separação conseguida foi notável. Esta experiência será possivelmente relatada em trabalho futuro. Neste momento estou a proceder a uma quantificação dos resultados, processando as fotografias obtidas por computador, para obter as

curvas de nível do campo electromagnético.

Quarto, modularei duma forma elementar o feixe, e farei a sua detecção num ponto afastado. Tentarei assim, um pequeno (não em capacidade de transmissão!) canal de comunicação óptico. Para isso disponho já dum pirodetector SBN (Strontium (x) Barium (1-x) Niobate) da Harshaw, com uma detectividade de $10 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$, tempo de subida 50ns, capacidade 9pF, e resistência de 10^{12} ohm .

Finalmente, poderei ir estudando em todos estes pontos, os problemas de *ruído às frequências ópticas*, que é o que no fundo mais me interessa. Sobretudo, claro, quando fizer transmissão elementar de informação com o laser, o que comparado com a sua construção, não é difícil.

5. Conclusão

Este trabalho descreve estudos e experiências ao longo de mais de um ano e meio. Foi um período de situações difíceis, curiosas e até únicas, e contactos de grande interesse. Valeu a pena tudo.

O sistema está à disposição de todos. O importante era desmitificar a experimentação do amador. E estudar coisas maravilhosas...

BIBLIOGRAFIA

- [1] C. K. N. PATEL, *High Power Carbon Dioxide lasers*, Scientific American Readings on light, 1968, p. 265-275.
- [2] R. C. CRAFER, A. F. GIBSON, M. J. KENT, M. F. KIMHITT, *Time dependent processes in CO₂ laser amplifiers*, 1969, Brit. J. Appl. Phys., Ser. 2, Vol. 2, p. 183-185.
- [3] R. L. TAYLOR, S. BITTERMAN, *Survey of Vibrational Relaxation Data for processes important in the CO₂-N₂ laser system*, Rev. Mod. Phys., Vol. 41, No. 1, 1969, p. 26-47.
- [4] B. LENGYEL, *Lasers, Second Edition*, J. Wiley, 1971, p. 26.

- [5] C. K. N. PATEL, *Selective excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N₂-CO₂*, Phys. Rev. Letters, **13**, p. 617-619, 1964.
- [6] A. L. S. SMITH, *Molecular Composition. Changes in a flowing CO₂-N₂-He-H₂₀ laser*, J. App. Phys. D, Vol. 2, Ser. 2, 1969, p. 1129-1133.
- [7] R. M. OSGOOD, W. C. EPPERS, *High Power CO₂-N₂-He laser*, Appl. Phys. Letters, **13**, p. 409-411, 1968.
- [8] H. KOGELNIK, T. LI, *Laser Beams and Resonators*, Proc. IEEE, **54**, Oct. 1966, p. 1312-1329.
- [9] E. D. BOYD, H. KOGELNIK, *Generalised Confocal Resonator theory*, Bell. S. T. J., **41**, p. 1347-1349, July 1962.
- [10] G. SIMONSOHN, *Moden des Fabry-Perot-Resonators mit ebenen parallelen Spiegeln*, Optica Acta, **19**, No. 1, p. 45-79, 1972.

II — Experiências escolares com o osciloscópio de raios catódicos em que se utiliza a base de tempo

por RÓMULO DE CARVALHO

O maior interesse do osciloscópio de raios catódicos reside na possibilidade de nos fornecer sinais luminosos, no alvo, que traduzem, graficamente, variações de tensão em função do tempo.

Quando se pretende estudar, sem osciloscópio, variações dessa natureza relativamente a um dado circuito, poder-se-ão recolher dados numéricos obtidos por meio de instrumentos de medida apropriados (medidas de tensões e medidas de tempo) e com eles traçar um gráfico utilizando um sistema de coordenadas rectangulares em que no eixo das abcissas se marcam os valores dos tempos e no das ordenadas os valores das tensões.

Um dos grandes merecimentos do osciloscópio é exactamente o de nos fornecer esse mesmo gráfico, já feito, no alvo.

Para conseguir tal resultado existe, no osciloscópio, certa montagem eléctrica que permite fazer aparecer, no alvo, um traço luminoso horizontal que corresponde ao eixo dos tempos nos gráficos que habitualmente se desenham. A visão desse traço resulta de um movimento muito rápido a que é sujeito o ponto luminoso provocado pelo feixe electrónico em virtude de certas tensões aplicadas às placas

verticais contidas no tubo. Os valores dessas tensões sucedem-se, desde um mínimo até um máximo, aumentando continuamente de tal modo que o sinal pontual luminoso se desloca, horizontalmente, com movimento uniforme, o que quer dizer que o deslocamento do ponto é uma função linear do tempo. Atingido o valor máximo da tensão, esta desce bruscamente até o referido mínimo, obrigando o ponto luminoso a regressar à posição inicial. O processo vai-se repetir, exactamente nas mesmas condições, e repete-se com uma frequência suficiente para que o observador veja, no alvo, um traço luminoso de certo comprimento, estacionário.

Designa-se este traço por *base de tempo*, e designa-se por *tensão de varredura* (*tension de balayage*) qualquer valor da tensão que se utilize para deslocar o sinal luminoso nas condições referidas.

O gráfico da figura 33 traduz as variações de tensão de varredura com o tempo. O segmento AB corresponde ao crescimento uniforme da tensão que ao alcançar o valor máximo V_m (ponto B) desce rapidamente (segmento BC) a um valor mínimo. B' C representará o inter-

valo de tempo de queda da tensão do máximo ao mínimo, o qual deverá ser o mais curto possível. A partir de C o fenómeno repete-se.

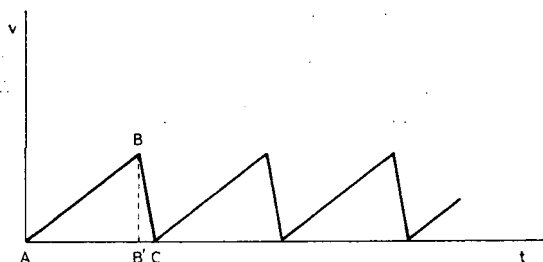


Fig. 33 — Gráfico representativo da tensão em dente de serra (variação da tensão de varredura com o tempo).

Pela configuração que o gráfico apresenta, diz-se que a tensão de varredura é uma *tensão em dente de serra*.

A frequência da base de tempo é regulável no osciloscópio.

No modelo MAE pode-se fazer variar esta frequência desde 15Hz até 10kHz e, para isso, possui, o modelo, no painel de comando da face anterior do osciloscópio (fig. 34), um manípulo que pode ocupar

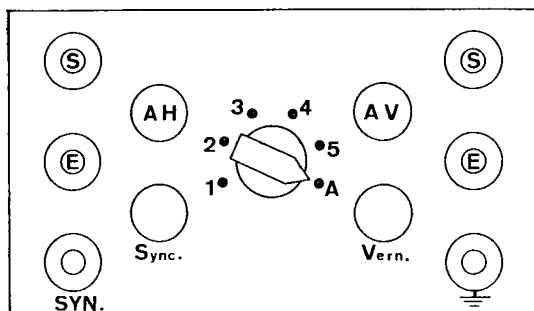


Fig. 34 — Painel de comando da face anterior do osciloscópio do modelo MAE. A posição A corresponde à supressão da tensão de varredura. As posições 1 a 5 correspondem a tensões de varredura que vão de 15 Hz a 10 kHz.

cinco posições diferentes, numeradas de 1 a 5 (1). De número para número a frequência aumenta muito mas podem-se utilizar valores intermédios por meio do

botão «vernier» colocado no mesmo painel de comando.

Obtem-se no alvo o traço da base de tempo, neste modelo, ligando apenas a saída (S) do amplificador horizontal (fig. 34) à placa X1 (fig. 35). Feita a ligação, as

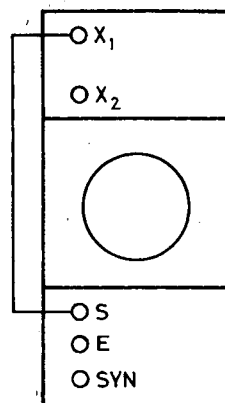


Fig. 35 — Única ligação necessária no modelo MAE para se obter, no alvo, o sinal da base de tempo.

operações a seguir são:

- 1) obter o ponto luminoso
- 2) colocar o regulador das frequências na posição que se deseja (por exemplo, no ponto 1)
- 3) mover o botão do amplificador horizontal (AH, fig. 34) para aumentar convenientemente a tensão de varredura
- 4) manobrar o botão do «vernier» para fixar o sinal da base de tempo (traço horizontal)
- 5) Como ensaio de observação, pôr o regulador das frequências noutras posições e proceder como anteriormente.

(1) A posição A corresponde à supressão da tensão de varredura, e foi nessa posição que dissemos (4.2. nota) que se deveria colocar o manípulo na realização das experiências descritas até aqui.

No modelo *Phywe*, o terceiro bloco do conjunto (fig. 3) é ele próprio designado por «base de tempo» pois é por seu intermédio que se obtém o traço horizontal luminoso a que se dá aquele nome. Ao centro do painel do bloco vê-se o regulador das frequências (fig. 36) que pode

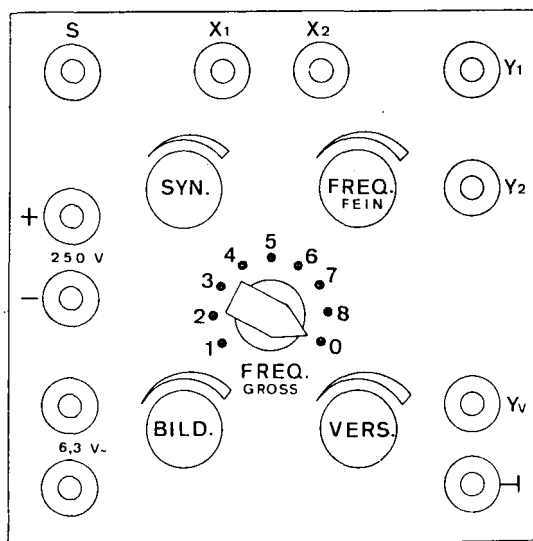


Fig. 36 — Painel do bloco da «base de tempo» (terceiro bloco da figura 3) do modelo *Phywe*. A posição 0 corresponde à supressão da tensão de varredura. As posições 1 a 8 correspondem a tensões de varredura que vão de 10 Hz a 80 kHz.

colocar-se em oito posições diferentes, numeradas de 1 a 8⁽¹⁾. A gama total das frequências vai de 10 Hz a 80 kHz, e a sua regulação fina consegue-se manobrando o potenciômetro onde se lê *Frequenz fein*.

Com este modelo obtém-se o traço luminoso horizontal da base de tempo seguindo as mesmas indicações anteriores para o modelo *MAE*. O amplificador da tensão de varredura é manobrado por meio do manípulo que diz *Bildbreite* e a fixação da imagem é feita pelo botão *Frequenz fein*.

Em qualquer modelo o traço luminoso designado por base de tempo resulta,

como dissemos, de certas tensões aplicadas às placas X_1 , X_2 , de desvio horizontal. Se, simultaneamente, aplicarmos às placas Y_1 , Y_2 uma tensão alternada, a sua acção sobre o feixe electrónico irá combinar-se com a acção da tensão da varredura. Enquanto esta provoca um deslocamento horizontal do ponto luminoso, aquela provoca, no mesmo ponto, um movimento vibratório sinusoidal na direcção vertical. Se o tempo de uma varredura, na horizontal, for igual ao tempo de uma vibração completa, na vertical, o ponto luminoso é obrigado a descrever a fracção da sinusóide correspondente a um período de vibração (fig. 37).

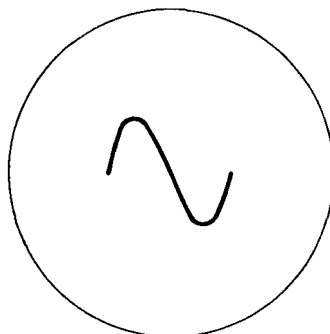


Fig. 37 — Figura sinusoidal obtida no alvo quando o tempo de uma varredura do ponto luminoso na horizontal for igual ao tempo de uma vibração desse mesmo ponto, na vertical.

As figuras, obtidas no alvo, que resultam dos efeitos simultâneos das duas tensões aplicadas, na horizontal e na vertical, podem ser muito variadas e as suas formas dependem da razão entre os valores das frequências dos dois movimentos periódicos a que o feixe está sujeito. Obtêm-se fracções da sinusóide correspondentes a 1, 2, 3, etc. períodos de vibração, quando a frequência da tensão aplicada na vertical (placas YY) for igual à da base de

(1) A colocação do manípulo na posição zero põe fora do circuito a tensão da varredura.

tempo ou dupla, ou tripla, etc., dela. Para uma dada tensão alternada aplicada às placas YY é normalmente possível obter a imagem das sinusóides escolhendo a frequência da base de tempo que mais convenha, na vasta gama de possibilidades que o osciloscópio apresenta, primeiro grosseiramente, depois afinando a imagem com o recurso do *vernier* (*MAE*) ou da *frequenz fein* (*Phywe*).

Também se pode facilitar a imobilização da curva obtida no alvo recorrendo ao terminal SYN, de sincronização, existente em ambos os modelos que temos considerado. No modelo *MAE* liga-se o terminal SYN ao terminal de saída (S) do amplificador vertical (à direita do painel inferior, fig. 34) e faz-se a regulação por meio do botão de sincronização, à esquerda. Analogamente se procede no modelo *Phywe* utilizando os terminais Y_0 e S, e regulando com o botão *Synchronisierung* (fig. 36).

Como precaução sempre conveniente todas as experiências deverão ser realizadas com os respectivos aparelhos ligados à Terra (no *MAE*, painel inferior, em baixo, à direita, fig. 34; no *Phywe*, bloco de funcionamento, em baixo, ao centro, fig. 5).

Sumário das experiências:

12. Obtenção da base de tempo.
13. Análise de uma tensão sinusoidal de 50 Hz.
 - 13.1. tensão fornecida por um transformador.
 - 13.2. tensão fornecida pelos próprios blocos de alimentação.
14. Observação da igualdade de fase dos valores de v e de i relativamente a uma resistência pura percorrida por corrente alternada.

15. Descarga de um condensador.
 - 15.1. através de uma resistência
 - 15.2. através de uma bobina
16. Análise de sons.
17. Obtenção de frequências acústicas
 - 17.1. oscilações mantidas
 - 17.2. sobreposição de oscilações sinusoidais.
18. Rectificação de corrente alternada
 - 18.1. rectificação de meia onda
 - 18.2. rectificação de onda inteira
19. Conclusão

*

12. Obtenção da base de tempo.

Para melhor arrumação do assunto, repetimos o que dissemos há pouco. As operações a efectuar são as seguintes:

- 1) ligar a saída (S, fig. 34) do amplificador horizontal ao terminal X_1 (modelo *MAE*).
- 2) colocar o regulador das frequências no ponto 1 (por exemplo).
- 3) obter o ponto luminoso no alvo.
- 4) ampliar a tensão de varredura (botão AH, fig. 34, ou *Bild.*, fig. 36).
- 5) imobilizar a imagem por meio do *vernier*, ou *frequenz fein*.

13. Análise de uma tensão sinusoidal de 50 Hz.

- 13.1. Tensão fornecida por um transformador.

Pode-se utilizar, para o efeito, um transformador constituído por duas bobinas, uma de 1200 espiras, que serve de primária

rio, e outra de 150 espiras que serve de secundário. Liga-se o primário à rede (220 V) e o secundário às placas YY.

Tendo já, no alvo, o traço horizontal da base de tempo, observar-se-à agora uma linha sinusoidal que se procura estabilizar.

Se a amplitude da respectiva sinusóide for pequena pode-se aumentá-la amplificando a tensão aplicada às placas YY e manobrando o respectivo potenciômetro.

A figura 38 representa o esquema da montagem no caso de se utilizar a amplificação vertical (modelo *MAE*).

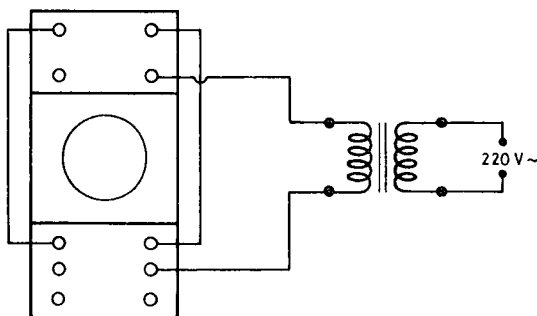


Fig. 38 — Aplicação de uma tensão sinusoidal de 50 Hz às placas YY, por intermédio de um transformador, com utilização do amplificador vertical do osciloscópio.

Didacticamente tem interesse orientar a experiência de modo a poderem-se apreciar os efeitos das duas tensões, separadamente e simultaneamente. Para isso realiza-se toda a montagem mantendo os amplificadores, horizontal e vertical, no zero. Observa-se o ponto luminoso no alvo e amplifica-se a tensão de varredura para se seguir o crescimento do traço horizontal luminoso. Regressa-se com o amplificador ao zero e amplifica-se agora a tensão na vertical, o que permite ver um traço luminoso segundo essa direcção. Anula-se esta amplificação e volta-se ao ponto luminoso. Apreciaram-se, deste modo, os efeitos das duas tensões separadamente.

Amplifica-se agora a tensão de varredura e, de seguida, a tensão aplicada nas placas YY. Obtem-se o sinal sinusoidal.

13.2. Tensão fornecida pelos próprios blocos de alimentação.

Aplica-se às placas YY, com amplificação, a tensão alternada de 6,3 V fornecida pelos respectivos blocos de alimentação.

A figura 39 exemplifica a montagem no caso do modelo *MAE*, quando se estabiliza a curva sinusoidal recorrendo ao terminal de sincronização das tensões.

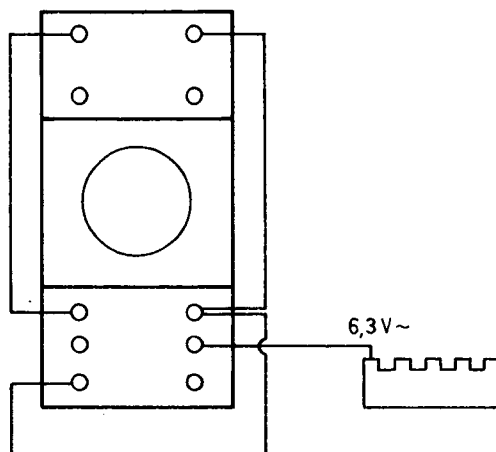


Fig. 39 — Aplicação de uma tensão alternada de 50 Hz às placas YY, utilizando o próprio bloco de alimentação do osciloscópio. A tensão está a ser amplificada e estabilizada.

14. Observação da igualdade de fase dos valores de v e de i relativamente a uma resistência pura percorrida por corrente alternada.

O circuito esquematizado na figura 40 representa um transformador cujo primário, de 300 espiras, está ligado à tensão alternada de 4 V fornecida por uma caixa de alimentação. A tensão obtida no respectivo secundário, de 1200 espiras, vai

alimentar um circuito constituído por uma resistência (R) de $1000\ \Omega$ e por uma bobina (B) de eixo horizontal colocada próxima do tubo electrónico (nas condições já consideradas em 1.2 ou em 9) e destinada a provocar um desvio vertical do feixe electrónico. No caso do modelo *MAE* já essa bobina faz parte do equipamento. Pode-se, entretanto, usar qualquer outra, que tenha indutância elevada.

A corrente obtida no secundário, de certa intensidade i , vai provocar, por acção da bobina B , um movimento vibratório do sinal pontual luminoso, segundo a direcção vertical. Este movimento, com-

significa que os valores da intensidade da corrente que percorre a resistência R e os valores da tensão nos seus terminais, estão em fase.

15. Descarga de um condensador.

15.1. Descarga de um condensador através de uma resistência pura.

A experiência consiste em carregar um condensador C (fig. 41) e em fazê-lo seguidamente descarregar através de uma resistência pura R .

O condensador vai ser carregado por

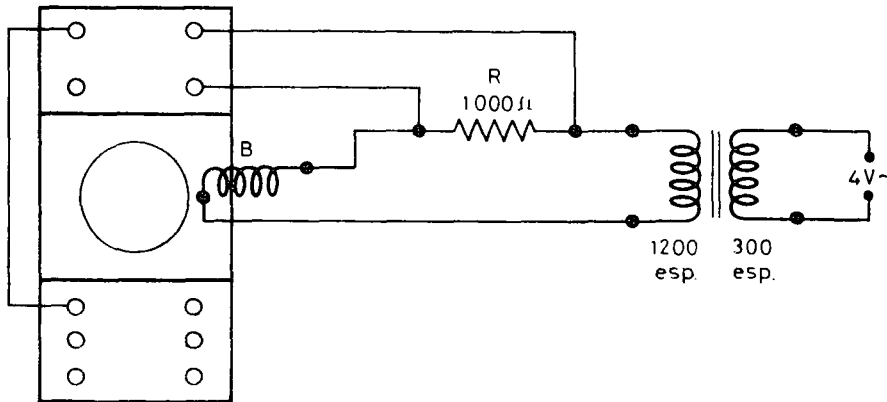


Fig. 40 — Montagem para observação da igualdade de fase dos valores de v e de i relativamente a uma resistência pura percorrida por corrente alternada.

binado com o deslocamento do mesmo sinal luminoso provocado pela tensão de varredura, na horizontal, dá origem a uma linha sinusoidal, no alvo, que traduz a variação da intensidade da corrente alternada fornecida pelo secundário, em função do tempo.

Se agora ligarmos os terminais da resistência R às placas YY (conforme está representado na figura 40) iremos também sujeitar o feixe electrónico aos efeitos da variação da tensão nos terminais de R . No alvo continuar-se-á a observar a linha sinusoidal mas agora de amplitude maior do que a anterior, o que

intermédio da tensão de varredura. Para isso liga-se uma das suas armaduras ao terminal de saída do amplificador daquela tensão (S_H) e a outra armadura à Terra (Y_2).

A carga do condensador C é feita no intervalo de tempo durante o qual a tensão de varredura desce do seu valor máximo ao mínimo. Seguidamente, enquanto aquela tensão agora aumenta, vai o condensador descarregar-se através da resistência R , evitando-se que a respectiva carga eléctrica regresse pelo troço A a S_H , com a colocação de um segundo condensador (C_1) nesse troço.

Ligando os terminais do condensador em estudo (C) às placas YY (com amplificação como a figura 41 indica) observar-se-á, no alvo, a figura resultante da combinação dos efeitos das tensões aos dois pares de placas XX e YY.

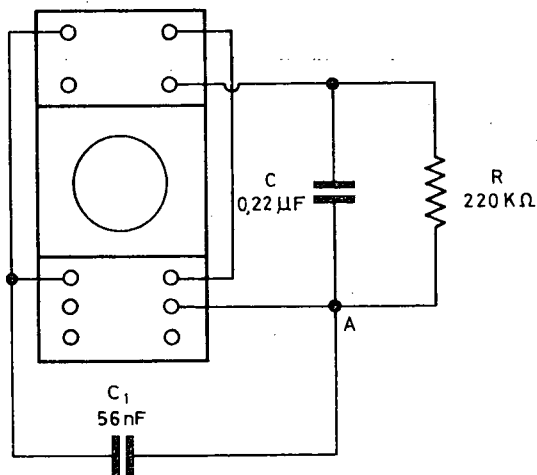


Fig. 41 — Montagem para estudo da descarga de um condensador (C) através de uma resistência pura (R).

A repetição das cargas e descargas sucessivas do condensador (C) através da resistência (R), no mesmo ritmo em que a base de tempo se repete, permite obter, no alvo, uma curva fechada representativa dos fenômenos em causa (fig. 42). A parte mais fina da curva

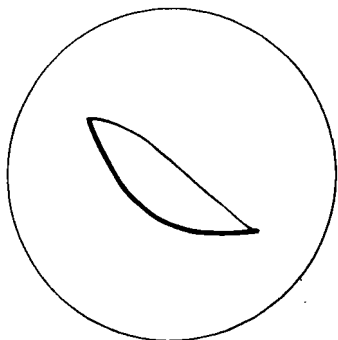


Fig. 42 — Sinal luminoso obtido no alvo do osciloscópio resultante das cargas e descargas sucessivas do condensador (C) segundo a montagem da figura 41.

corresponde à carga; a mais cheia, à descarga.

Os valores utilizados na experiência para C, R e C_1 foram, respectivamente, $0,22 \mu\text{F}$, $220 \text{k}\Omega$ e 56nF .

Convém imobilizar a curva obtida recorrendo à sincronização da tensão de varredura.

No modelo *Phywe* as ligações são feitas de modo análogo: as dos terminais do condensador C ao amplificador vertical, e a do troço que contém C_1 ao terminal X_1 , como aliás sucede no esquema relativo ao modelo *MAE*.

15.2. Descarga de um condensador através de uma bobina.

A montagem, análoga à da experiência anterior, pode ser efectuada conforme indica a figura 43 (que se refere ao mo-

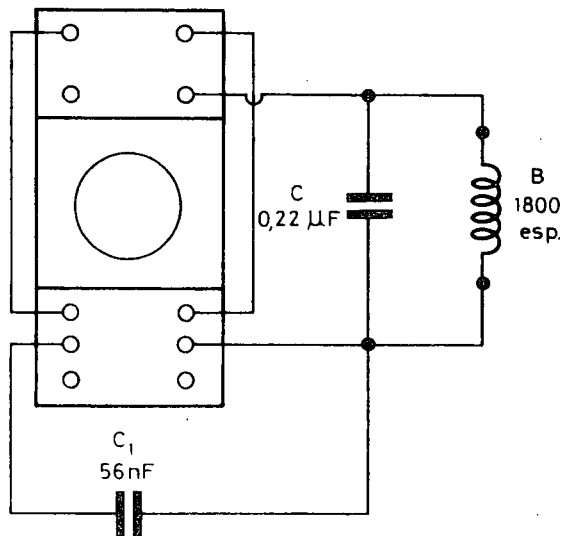


Fig. 43 — Montagem para estudo da descarga de um condensador (C) através de uma bobina (B).

delo *MAE*). O sinal luminoso obtido no alvo é do tipo do que está representado na figura 44. A sua amplitude máxima, a rapidez do seu decrescimento e o número de oscilações no intervalo de tempo de varredura, dependem da capacidade

do condensador (C) empregado e da indutância da bobina (B), supondo que se mantém o restante circuito.

Diminuindo o valor da capacidade de C, aumenta o número de oscilações na descarga. Com um condensador de $0,22 \mu\text{F}$

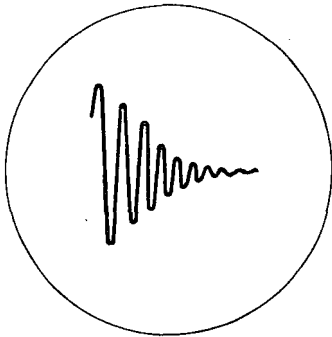


Fig. 44. — Sinal luminoso obtido no alvo do osciloscópio resultante das cargas e descargas sucessivas de um condensador (C) segundo a montagem da figura 43.

obteve-se um sinal com 7 oscilações; com $0,1 \mu\text{F}$, um sinal com 10 oscilações; com $47\,000 \text{ pF}$, um número muito elevado de oscilações. Em todos os casos a bobina utilizada foi de 1800 espiras.

Utilizando bobinas com menor número de espiras (de 1200; 600; e 300) a amplitude das oscilações diminui. Introduzindo um núcleo de ferro em qualquer das bobinas aumenta-se a amplitude e provoca-se um amortecimento mais vagaroso.

No modelo *Phywe* obtém-se um sinal de descarga bem elucidativo empregando uma bobina de 1200 espiras montada em derivação sobre um condensador de $0,1 \mu\text{F}$, um segundo condensador de 10 nF e o regulador das frequências na posição 3.

16. Análise de sons.

O osciloscópio permite traduzir por sinais luminosos característicos os sons produzidos num microfone.

A figura 45 representa um transformador a cujo primário, de 600 espiras, está ligado um microfone e uma fonte de tensão que pode ser, simplesmente, uma pilha de $4,5 \text{ V}$. O secundário é uma bobina de 1200 espiras.

Quando se fala defronte do microfone, as variações de corrente que assim se provocam vão originar variações de tensão no secundário que poderão ser traduzidas por sinais luminosos no osci-

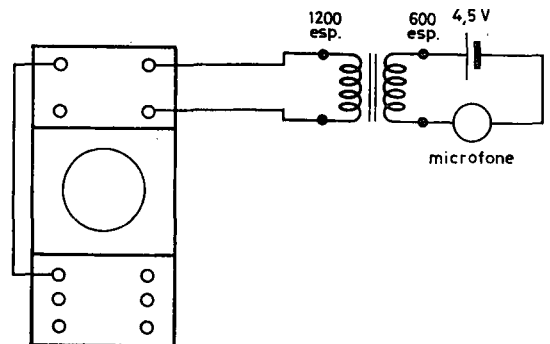


Fig. 45 — Montagem para observação dos sinais luminosos que se obtêm no alvo do osciloscópio quando se lhe aplicam tensões variáveis provocadas pela emissão de sons junto do microfone

loscópio quando se ligam os terminais daquele às placas YY.

Feitas as ligações que o esquema indica e introduzida a base de tempo, bastará emitir qualquer som defronte do microfone para se observarem modificações sensíveis na forma do sinal luminoso. Tem muito interesse didáctico observar esses sinais quando se faz vibrar um diapasão, quando se toca um instrumento de sopro (uma clarina, que faz parte do material das caixas de Acústica), quando se fala, se assobia ou se emitem os sons das vogais, junto do microfone.

O experimentador procurará a zona das frequências de tensão de varredura que melhor resultado lhe possa proporcionar, e também verá se lhe convém, ou não, ampliar a tensão colhida no secun-

dário. Quanto à tensão de 4,5 V da pilha poderá verificar-se ser insuficiente.

Atendendo a todos estes condicionamentos conseguem-se efeitos muito sugestivos para os estudantes.

17. Obtenção de frequências acústicas.

Designam-se por «frequências acústicas» as frequências cujos valores estão incluídos na gama das frequências audíveis.

Na experiência que indicaremos em primeiro lugar, sob esta rubrica, não se utiliza o osciloscópio mas apresenta-mo-la porque serve de base às experiências que se seguirão dentro da mesma rubrica. O que se pretende com ela é apresentar uma montagem que permite transformar oscilações eléctricas em vibrações sonoras.

A figura 46 representa o esquema da montagem para o fim em vista, que inclui

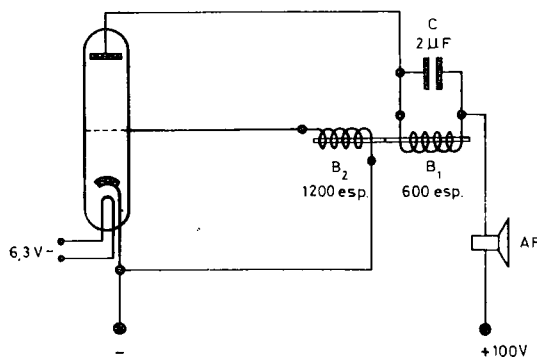


Fig. 46 — Montagem para observação de frequências acústicas.

um condensador, um transformador, um triodo e um altifalante. A tensão utilizada, de 100 V contínuos, pode-se ir buscar à caixa de alimentação *Phywe*, habitualmente usada nos laboratórios de Física dos liceus⁽¹⁾.

O condensador C vai ser carregado

pelo estabelecimento da tensão de 100 V entre as suas placas e, para o efeito, uma delas está ligada ao positivo da fonte utilizada e a outra ao negativo, passando a ligação, entretanto, por um triodo, de tal modo que a placa deste fique ligada ao positivo da fonte. O circuito referido ficará fechado pelo fluxo de electrões emitidos pelo cátodo do triodo quando o filamento respectivo tiver sido aquecido. A tensão de aquecimento é a dos 6,3 V — que se pode ir buscar ao mesmo bloco *Phywe*.

Uma vez carregado o condensador, irá efectuar-se a sua descarga através de uma bobina B_1 que, com ele, constitui um circuito oscilante.

A bobina B_1 serve de primário de um transformador cujo secundário, B_2 , faz parte de um outro circuito que inclui o cátodo e a grelha do referido triodo. Este circuito torna-se também sede de oscilações eléctricas por indução electromagnética da bobina B_1 sobre B_2 .

No conjunto, o triodo funciona como amplificador graças às variações de intensidade da corrente da placa provocadas pelas variações de tensão do circuito da grelha. As oscilações, amplificadas, vão originar ondas sonoras no altifalante (AF).

Numa experiência efectuada usámos um condensador de $2 \mu F$, um primário de 600 espiras, um secundário de 1200 espiras e um altifalante de $5 k \Omega$ que faz parte do material fornecido aos liceus. As bobinas do transformador foram colocadas sobre a mesa, na continuação uma da outra, para facilitar os movimentos, à mão, dos seus núcleos de ferro laminado, quando convier movê-los.

(1) Dispensa-se a inclusão de um voltímetro no circuito notando que aquele bloco fornece os 100 V desejados quando o ponteiro do botão do potenciómetro de 0 V a 250 V (P_2 , fig. 7), alcança o início da mancha branca que assinala o sentido crescente das tensões.

Feita a montagem e começando a elevar a tensão da fonte que fornece os 100 V, logo se ouve um som agudo cuja intensidade aumenta quando se aumenta a tensão (1). Movimentando os núcleos no interior das bobinas, os sons variam de altura tornando-se mais agudos quando empurramos os núcleos no sentido de os fazermos sair pela bobina de 1200 espiras, e mais graves no sentido contrário.

Substituindo o condensador de $2\ \mu\text{F}$ por outros, diferentes, verifica-se que as frequências dos sons produzidos são tanto mais elevadas quanto menores forem os valores das capacidades dos condensadores. Substituindo as bobinas por outras, mas conservando no circuito um determinado condensador, verifica-se que as frequências dos sons emitidos são tanto maiores quanto menores forem os valores das indutâncias utilizadas.

17.1. Oscilações mantidas, de frequências acústicas

Pode-se observar, no alvo do osciloscópio, o gráfico das oscilações mantidas fornecidas pela montagem anterior. Para isso introduz-se a base de tempo no osciloscópio e ligam-se os terminais do condensador (de $2\ \mu\text{F}$, por exemplo) às placas YY, com a respectiva amplificação.

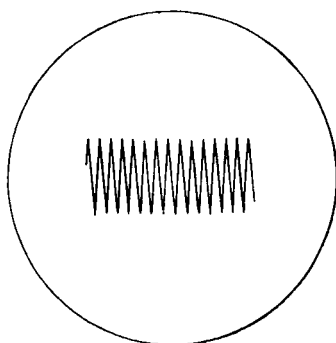


Fig. 47 — Imagem de uma sucessão de oscilações mantidas, de frequência acústica, obtida no alvo do osciloscópio, a partir da montagem da figura 46.

Regulando convenientemente a frequência da tensão de varredura e a tensão aplicada às placas do condensador, torna-se possível obter no alvo uma boa imagem das oscilações mantidas (fig. 47). Consegue-se facilmente imobilizar a imagem por meio de pequenos deslocamentos dos núcleos de ferro no interior das bobinas.

17.2. Sobreposição de oscilações sinusoidais.

Obtida, no alvo, a imagem das oscilações mantidas, podemos sobrepor-lhe a imagem de outras oscilações cuja frequência seja diferente da frequência das primeiras e, de preferência, bastante diferente para que os efeitos sejam mais notórios.

Conservando toda a montagem da experiência anterior, vai-se utilizar uma terceira bobina, por exemplo de 300 espiras, com núcleo de ferro, a cujos terminais se aplica a tensão de $6,3\ \text{V} \sim$ (ou $12,6\ \text{V} \sim$) do bloco *Phywe*, de 50 Hz.

Aproximando, esta bobina, do primário do transformador incluído na montagem da figura 46, na altura em que se está observando no alvo a imagem das oscilações mantidas, sobreporemos nesta a imagem das oscilações de 50 Hz. Os aspectos resultantes da sobreposição das duas imagens depende de se aproximar mais ou menos a terceira bobina (fig. 48 e 49).

18. Rectificação de correntes alternadas.

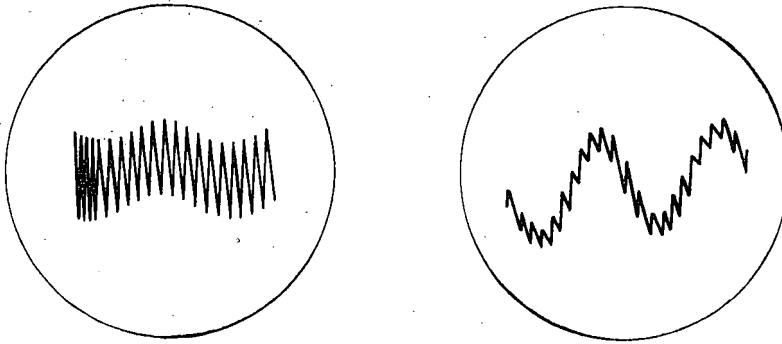
Entre o material fornecido aos liceus para reapetrechamento dos laboratórios de Física, encontram-se diodos de vazio

(1) Se suceder atingirem-se os 100 V sem se ouvir nenhum som, experimente-se trocar as ligações em uma das bobinas.

constituídos por uma ampola de vidro, cilíndrica, que contém os eléctrodos designados por filamento e placa. O modelo tem interesse didáctico porque permite observar claramente os elementos que o compõem.

Phywe fornece 4V~ para aquecimento do filamento do díodo e 6,3V~ para o primário, de 300 espiras, do referido transformador.

Estabelecendo a base de tempo no osciloscópio, devidamente amplificada, e



Figs. 48 e 49 — Imagens obtidas no alvo do osciloscópio por sobreposição de oscilações sinusoidais.

18.1. Rectificação de meia onda.

O conjunto *ABC* da figura 50 representa o díodo a que nos referimos, no qual *A* e *B* são os terminais do filamento, e *C* a placa. O díodo está incluído num circuito em série onde se encontram uma resistência (*R*) de 220 k Ω e uma bobina de 1200 espiras que serve de secundário a um transformador. O bloco

ligando os terminais da resistência às placas *YY*, obteremos, no alvo, a imagem da corrente rectificada de meia onda, pois a tensão alternada do circuito do secundário só tem acção sobre o feixe electrónico do tubo catódico nas alternâncias em que a placa do díodo é positiva em relação ao filamento.

Obtem-se uma imagem muito correcta usando um díodo OA 91, que é fácil de

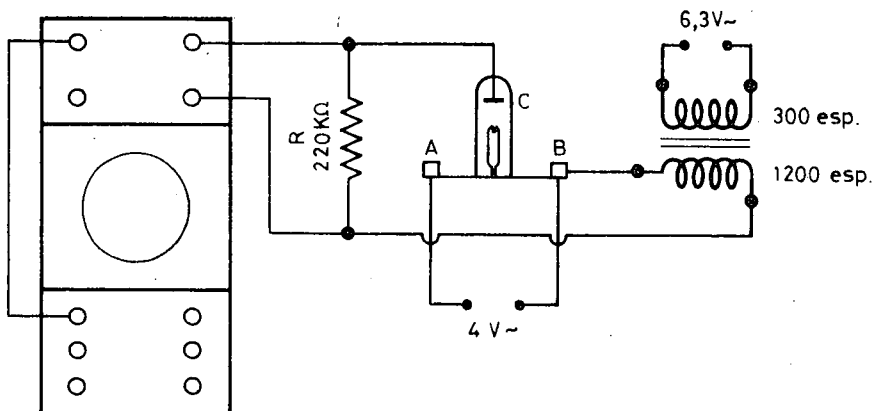


Fig. 50 — Montagem para obtenção do sinal luminoso, no alvo do osciloscópio, correspondente à rectificação de meia onda de uma corrente alternada sinusoidal.

encontrar no mercado. Neste caso convém utilizar uma resistência exterior muito mais baixa, de $500\ \Omega$ em vez de $220\ k\Omega$ (fig. 51).

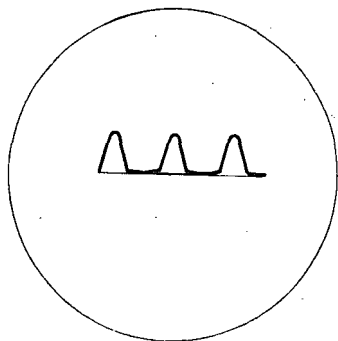


Fig. 51 — Imagem resultante da rectificação de meia onda de uma corrente alternada sinusoidal.

18.2. Rectificação de onda inteira.

A rectificação de onda inteira pode ser conseguida por meio de dois díodos, D_1 e D_2 , dispostos segundo o esquema da figura 52. Os díodos estão montados em série, com as respectivas placas orientadas no mesmo sentido, no circuito do secundário de um transformador. Convém usar, para secundário, para comodidade de montagem, uma bobina com três ter-

minais, composta de duas bobinas em série, de 1800 espiras cada uma. O terminal central da bobina permite instalar, em derivação, uma resistência (de $500\ \Omega$) que assim é percorrida, sempre no mesmo sentido, pelas duas alternâncias da corrente.

O primário do transformador é uma bobina de 300 espiras, alimentada por $6,3\ V\sim$ da caixa *Phywe*.

A figura obtida no alvo do osciloscópio, quando se introduz a tensão de varredura amplificada, e se ligam as placas YY aos terminais da resistência de $500\ \Omega$, mostra a rectificação das duas alternâncias (fig. 53).

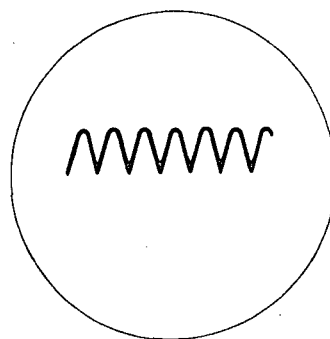


Fig. 53 — Imagem resultante da rectificação de onda inteira de uma corrente alternada sinusoidal.

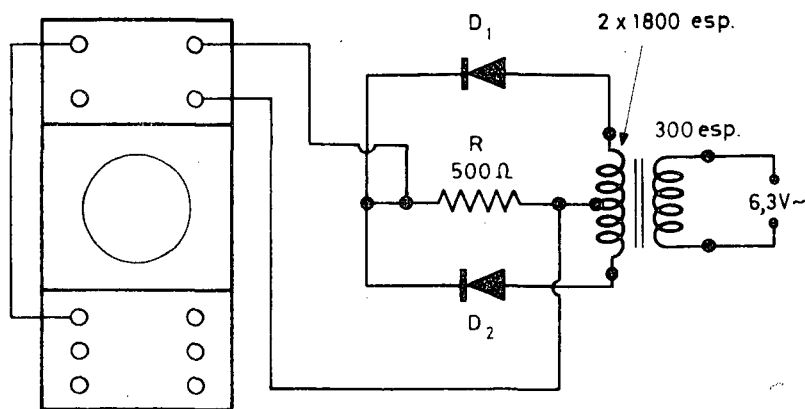


Fig. 52 — Montagem para obtenção do sinal luminoso, no alvo do osciloscópio, correspondente à rectificação de onda inteira de uma corrente alternada sinusoidal.

19. Conclusão.

Muitas outras experiências se poderiam juntar às que foram descritas. As que apresentámos são aquelas que parece terem maior interesse para os professores de Física do Ensino Liceal, de acordo com o programa dessa disciplina muito embora não esteja nele expresso o uso do osciloscópio.

Fora dos limites das aulas, é de crer que os professores tenham gosto em expe-

rimentar um instrumento tão sugestivo como este e em explorar as suas possibilidades. Sempre que num dado circuito haja variações de tensão eléctrica com o tempo decorrido, ou haja variações de qualquer outra grandeza que possam ser traduzidas em variações de tensão, recomenda-se o uso do osciloscópio para o que basta, em princípio, introduzir-lhe a base de tempo e ligar às placas YY os dois terminais do circuito entre os quais se pretende estudar as referidas variações.

Técnicas de fabricação de transístores

pelo Eng. PEDRO MARTINS DA SILVA

1. Introdução

O interesse pelo estudo das propriedades dos materiais semicondutores vem já do século passado, quando, em 1873, foi observado que a condutância dos cristais de selénio dependia do nível de iluminação.

Nos primeiros anos do nosso século, os semicondutores eram utilizados largamente como detectores de sinais de rádio. O dispositivo mais comum consistia num cristal de sulfureto de chumbo em contacto com um fio flexível, o «pesquisador». Era este o órgão central das tão conhecidas «galenas».

O sucesso destes detectores seria, porém, efémero, dado que os tubos electrónicos trouxeram a possibilidade de uma detecção mais perfeita e, ainda, de amplificar os sinais.

Durante a Segunda Guerra Mundial, a necessidade de aperfeiçoar os sistemas de Radar por forma a tornar possível a localização de alvos de pequenas dimensões, obrigou à utilização de frequências

muito elevadas, domínio em que os misturadores com tubos electrónicos tinham comportamento deficiente. Ensaios realizados com cristais misturadores mostraram ser o silício quem melhor podia desempenhar tais funções.

Investigações detalhadas levadas a cabo sobre os materiais semicondutores vieram demonstrar que o silício e o germânio apresentavam propriedades que podiam ser utilizadas proveitosamente em dispositivos diversos a integrar em circuitos electrónicos. Um dos primeiros frutos desta investigação foi um díodo de germânio do tipo «contacto».

Em 1948 foi construído nos laboratórios da Bell Telephone o primeiro transistor de contacto e, em 1951, um transistor de junção, que, rapidamente, se afirmou como bastante superior ao de contacto.

A aplicação dos transístores generalizou-se. Pode dizer-se que, maravilhosa minúscula, constituiu o símbolo de uma época. E diz-se «constituiu» porque o transistor, unidade individualizada, tór-

na-se progressivamente obsoleto perante o circuito integrado.

O objectivo deste trabalho é descrever as técnicas utilizadas na fabricação dos transístores. Em face do que se disse no parágrafo anterior, a sua oportunidade pode parecer duvidosa, o que, no entanto, não corresponde à verdade, pois algumas das técnicas referidas são também utilizadas na fabricação dos circuitos integrados.

Os processos que se descrevem, referem-se unicamente à fabricação da estrutura cristalina que vai funcionar como transístor. Complementarmente há o estabelecimento dos contactos ao emissor, base e colector e o encapsulamento do cristal realizado numa atmosfera inerte. No processo de fabricação ainda se incluem operações de verificação diversas. Nomeadamente, após terminado o encapsulamento, uma última medição de características permite definir os diversos grupos da família que está em curso de fabricação. É óbvio, dado não só o número elevado de verificações a realizar como o ritmo elevado de fabricação que se torna necessário assegurar, que tais verificações são automatizadas no grau mais elevado possível.

Historicamente, os primeiros transístores de junção foram fabricados à custa da formação de junções PN durante o crescimento de um monocristal a partir de um banho em fusão. O processo iniciava-se mergulhando um núcleo de cristalização em silício fundido do tipo N (por exemplo) e procedendo à extracção lenta deste núcleo. Quando o cristal que assim se ia formando atingia um comprimento conveniente (da ordem de 6 mm), era lançada no material ainda em fusão uma substância do tipo aceitador, com o que se verificava a passagem a semiconductor P que iria constituir a base. A adição subsequente de material dador permitia completar a estrutura NPN do

transístor. O corte do monocristal em diversas pequenas barras permitia obter outros tantos transístores que experimentavam depois as operações de acabamento necessárias para os tornar utilizáveis. Este tipo de fabricação caiu actualmente em desuso, substituído pelas técnicas de liga e de difusão planar, a que se faz referência a seguir.

2. Transístores de liga

A técnica de fabricação que agora se refere é especialmente aplicável à fabricação de transístores de germânio, embora também possível para os de silício. A desvantagem principal do processo resulta de não ser possível reduzir a espessura da base a valores inferiores a $0,7 \mu\text{m}$, o que se traduz numa limitação de funcionamento em frequências elevadas.

Na Figura 1 representam-se esquematicamente as fases principais da constituição de uma junção PN. Depositada a substância do tipo aceitador (índio relativamente ao germânio) sobre a base de material semiconductor N, o aquecimento provoca a dissolução desta substância, com o que se vai formar a região N da junção.

A fabricação de um transístor processa-se analogamente, agora com a adição da substância do tipo dador de ambos os lados da lâmina de partida (tipo N). o aquecimento é controlado por forma a que, no final, as duas junções fiquem distanciadas de $0,6 \mu\text{m}$. Torna-se ainda necessário escolher uma disposição tal que as dimensões do colector sejam superiores às do emissor por forma que a grande maioria dos portadores de carga provenientes daqui venham a ser colectados, com vista a conseguir-se um ganho de corrente elevado.

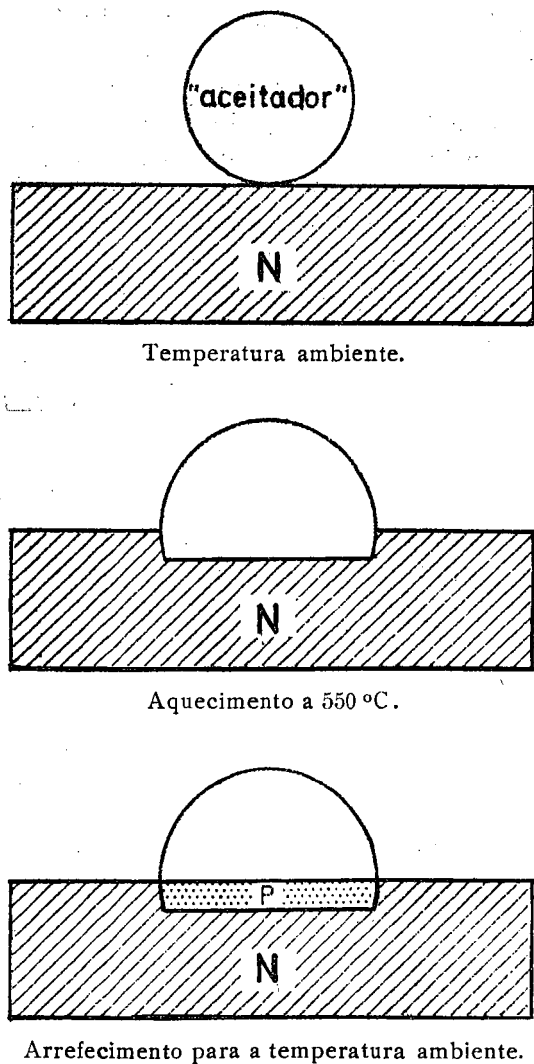


Fig. 1

3. Transístores de difusão

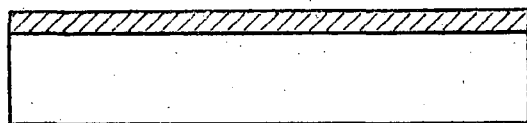
Diferentemente da técnica referida anteriormente em que estava em causa uma fase líquida, no processo de difusão, verifica-se o movimento de átomos da «impureza» (dos tipos dador ou aceitador) no interior de um material semiconductor no estado sólido. Na verdade, o aquecimento de uma placa de material semiconductor do tipo N (por exemplo) numa atmosfera de vapor de um elemento acei-

tador provoca a difusão de átomos deste elemento no material sólido, constituindo-se uma junção PN a pouca distância da superfície. Para o germânio, a difusão processa-se a cerca de 850°C e, para o silício, a temperaturas da ordem de 1000°C. Deve dizer-se, numa análise mais pormenorizada, que a difusão se processa em duas fases sucessivas. Primeiro o aquecimento na atmosfera de elemento dador origina uma deposição de átomos à superfície do semiconductor. Em seguida, novo aquecimento numa atmosfera de oxigénio ou azoto, provoca então propriamente a difusão dos átomos depositados. Como a velocidade de difusão é muito reduzida, o processo presta-se bem à constituição de camadas de espessura muito reduzida, necessárias para os transístores funcionando em frequências muito elevadas. Para a difusão no silício, utiliza-se normalmente o boro como elemento aceitador e o fósforo como dador. No germânio, os elementos dador e aceitador utilizados mais frequentemente são, respectivamente, o antimónio e o gálio.

É possível constituir, por difusão, uma estrutura dupla, partindo de um material do tipo N onde se difunde, em primeiro lugar, a substância aceitadora (formação da região P) e, em seguida, a substância dadora para constituir a nova região N.

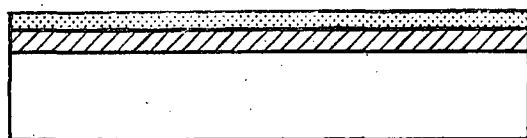
O processo de difusão mais utilizado é o planar, designação que traduz o facto de as três zonas — emissor, base e colector — se constituírem sobre a mesma superfície da placa de material semiconductor tomada como elemento de partida. Esta técnica de difusão planar, que vai descrita sinteticamente a seguir, utiliza a propriedade que as camadas de óxido de silício possuem de impedir a difusão de elementos estranhos.

Na figura 2 estão representadas esquematicamente as diversas etapas da fabricação de um transistor NPN planar. Oxidando a superfície da lâmina de silício N,



(a)

Formação da camada de óxido de silício.



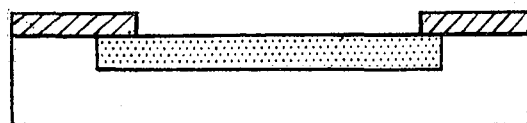
(b)

Deposição da camada fotossensível.



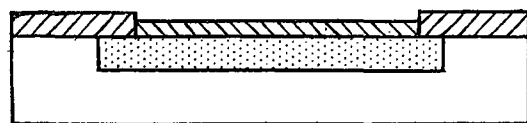
(c)

Remoção do óxido de silício na região da base.



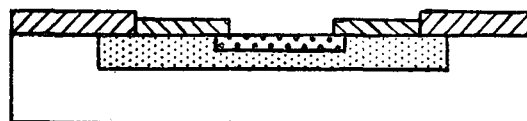
(d)

Difusão da base de tipo P.



(e)

Segunda oxidação superficial.



(f)

Difusão do emissor de tipo N.

Fig. 2

constitui-se uma camada protectora de óxido (espessura da ordem de $0,01 \mu\text{m}$). Esta camada é revestida por um material fotossensível que, iluminado através de uma máscara, deixa descoberta, após a manipulação necessária à revelação, apenas uma certa zona do óxido de silício, que é removido por lavagem ácida apropriada. Por difusão de elemento aceitador, constitui-se a região P da base do transistor. Repetindo o processo de oxidação do silício e remoção do óxido na zona conveniente, consegue-se, por difusão de um elemento dador, constituir a região N do emissor, por forma a concluir a estrutura do transistor. Este processo de fabricação apresenta a vantagem de garantir uma protecção muito eficaz da junção colectora-base à custa do óxido de silício, o que torna a corrente de fugas do colectador muito reduzida.

Os transistores fabricados segundo a técnica que acabou de referir-se apresentam o inconveniente resultante de existir, entre a junção colectora e a região onde é possível estabelecer o contacto do colectador, uma camada de silício de espessura apreciável, constituindo uma resistência elevada. Para obviar a este inconveniente recorre-se à técnica de deposição epitaxial de uma camada fina de silício sobre um substrato de material de resistividade baixa (onde irá ligar o contacto do colectador); relativamente a esta camada de silício procede-se à difusão planar, como se referiu anteriormente.

A técnica de difusão planar também pode aplicar-se para a fabricação de transistores de germânio, embora com um grau de dificuldade maior, dado que o óxido de germânio não se presta a servir como isolador no processo de difusão, tendo por isso que utilizar-se para tal fim o óxido de silício.

O Modelo Molecular de «Weiss»

2. Antiferromagnetismo

por J. M. MACHADO DA SILVA

(Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto)

Introdução.

Um exemplo simples de aplicação do modelo molecular de Weiss diz respeito ao ferromagnetismo. O primeiro artigo desta série ocupava-se deste problema [1]. Vamos procurar estudar, dentro das mesmas linhas de simplicidade, o antiferromagnetismo, deixando para mais tarde o estudo do ferrimagnetismo.

Antiferromagnetismo.

Os mais simples antiferromagnetes conhecidos são cristais de compostos iónicos formados por duas sub-redes R_1 , R_2 , interpenetrantes conforme se vê na fig. 1. Estas sub-redes são equivalentes no que diz respeito ao número de pontos das sub-redes e às interacções entre os dipolos localizados em R_1 e R_2 .

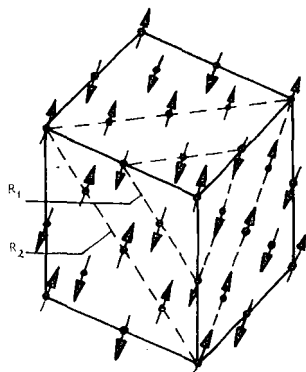


Fig. 1—Estrutura magnética de um antiferromagnete simples.

Os momentos magnéticos dipolares de cada uma das sub-redes estão alinhados a $T=0K$ segundo a mesma direcção mas em sentidos *opostos* de tal modo que a magnetização M do conjunto das duas redes é nula. Esta é a característica mais relevante do antiferromagnetismo; em-

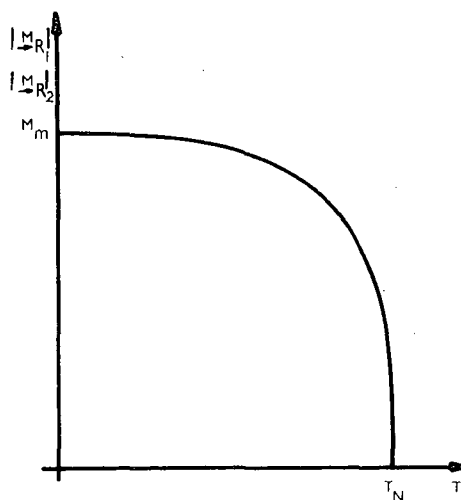


Fig. 2—Curva de magnetização relativa a cada uma das sub-redes R_1 , R_2 .

bora cada uma das sub-redes R_1 , R_2 se comporte em primeira aproximação como um ferromagnete, i.e. a magnetização de cada uma das sub-redes M_{R_1} , M_{R_2} seja máxima a $T=0K$, decresça com o aumento de temperatura e se anule a uma temperatura T_N , conhecida por temperatura de Néel (v. fig. 2), a magnetização total é nula visto ser $\vec{M}_{R_1} = -\vec{M}_{R_2}$.

Este facto vai ser responsável pelo

comportamento, muito interessante, da susceptibilidade magnética⁽¹⁾ em função da temperatura (v. fig. 3): a susceptibili-

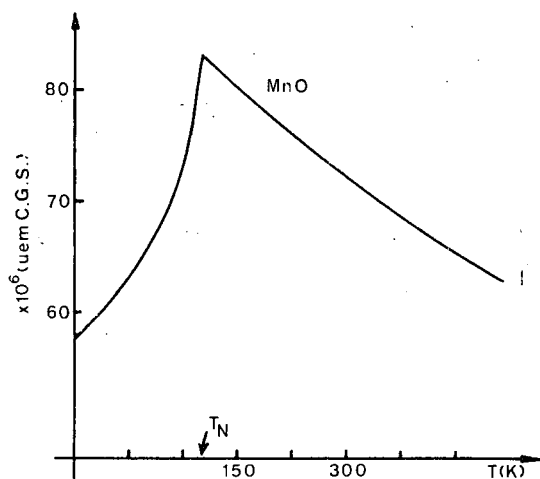


Fig. 3 — Susceptibilidade magnética por unidade de massa de um antiferromagnete (MnO) em função da temperatura.

dade na zona de altas temperaturas ($T > T_N$) cresce quando diminuimos T e nos aproximamos de T_N atingindo um máximo a esta temperatura, decrescendo, no caso de um policristal⁽²⁾, para um valor não nulo quando $T \rightarrow 0$. Notemos que no caso de um ferromagnete a susceptibilidade, na zona de altas tempera-

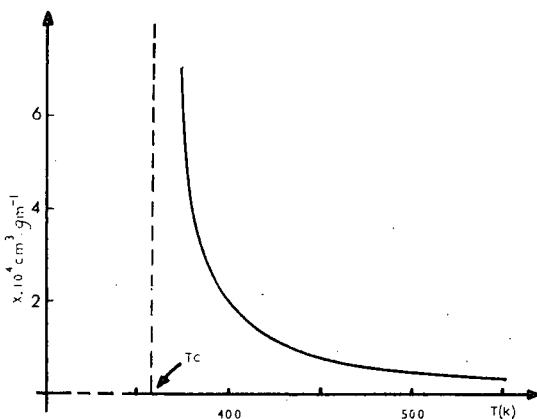


Fig. 4 — Susceptibilidade magnética de um ferromagnete (Ni).

turas, cresce de maneira idêntica à de um antiferromagnete, mas na vizinhança de T_c , χ cresce além de todo o limite (v. fig. 4) dado que, mesmo com $H_{ext} = 0$, os momentos magnéticos dipolares começarão a alinhar-se sendo em consequência $M \neq 0$.

O calor específico (v. fig. 5) apresenta, como para um ferromagnete, um máximo

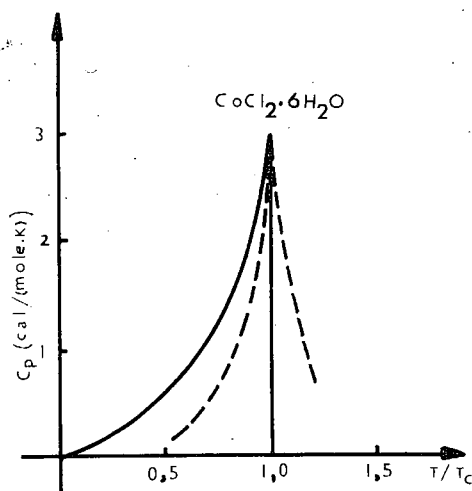


Fig. 5 — Calor específico de um antiferromagnete ($CoCl_2 \cdot 6H_2O$):

— curva teórica segundo o modelo de Weiss
 - - - curva experimental.

a $T = T_N$; a existência de um calor específico associado com a transição antiferromagnética está ligada ao alinhamento dos momentos magnéticos de cada uma das sub-redes R_1 , R_2 quando se arrefece

(1) A susceptibilidade magnética χ é definida como $\lim_{H_{ext} \rightarrow 0} \frac{\partial M}{\partial H_{ext}}$ sendo H_{ext} o campo magnético aplicado exteriormente.

(2) Veremos adiante que a susceptibilidade magnética é anisotrópica a temperaturas $T < T_N$, podendo no caso de um monocristal anular-se a $T = 0$ K se H_{ext} tiver a direcção de \vec{M}_{R_1} (\vec{M}_{R_2}), ou conservar-se constante no intervalo $0 \leq T < T_N$ se H_{ext} for perpendicular a \vec{M}_{R_1} (\vec{M}_{R_2}).

o cristal desde $T \gg T_N$ até $T = 0$; por outras palavras o calor específico C_M está associado à variação de entropia (S), entre estados de grande desalinhamento ($T > T_N$) e estados de grande alinhamento ($T < T_N$):

$$C_M = T \frac{dS}{dT}.$$

Modelo de «Weiss».

A aplicação do modelo molecular de «Weiss» ao antiferromagnetismo segue os mesmos moldes que no caso do ferromagnetismo.

Enunciamos no primeiro artigo [1] desta série quais as hipóteses de Weiss. Estas podem-se resumir do seguinte modo: os dipolos magnéticos supostos localizados nos pontos da rede estão sujeitos a um campo magnético «equivalente» H^{eq} proporcional à magnetização na vizinhança do dipolo considerado: $H^{eq} = \lambda M$ (λ -constante de proporcionalidade ou constante de Weiss). No caso do antiferromagnetismo os átomos vizinhos de um dado dipolo magnético pertencem quer a R_1 quer a R_2 ; conseqüentemente o campo H^{eq} visto por cada um dos dipolos magnéticos será formado por dois termos, um proporcional a M_{R_1} e outro a M_{R_2} . Assim para os dipolos de R_1

$$H_{R_1}^{eq} = -A M_{R_2} - B M_{R_1};$$

dada a equivalência entre as duas redes R_1 e R_2 , podemos escrever imediatamente $H_{R_2}^{eq}$ em função de M_{R_1} e M_{R_2} :

$$H_{R_2}^{eq} = -A M_{R_1} - B M_{R_2},$$

sendo $A > 0$ e $A > B$.

Como se pode ver das equações anteriores, $H_{R_1}^{eq}$ e $H_{R_2}^{eq}$ serão nulos se M_{R_1} e M_{R_2} o forem. Contudo há dois casos em que M_{R_1} e M_{R_2} não se anulam; um é a temperaturas $T < T_N$, conforme já foi referido; outro é a temperaturas $T > T_N$ quando se aplica um campo magnético exterior H_{ext} . O campo H_{ext} alinha, em certa medida, os dipolos magnéticos de R_1 e R_2 segundo a sua própria direcção, «induzindo» deste modo, magnetizações (não nulas) M_{R_1} e M_{R_2} nas sub-redes R_1 e R_2 . Podemos «medir» o comportamento do antiferromagnete, isto é, a sua «reacção» ao campo magnético H_{ext} , medindo a susceptibilidade magnética. Para isso recordemos a expressão da magnetização (já determinada para um ferromagnete em [1]) quando se supõe que a componente μ_2 do momento dipolar μ , segundo a direcção de $H = H_{ext} + H^{eq}$ toma apenas dois valores: $\pm \mu_m$:

$$(1) \quad M = M_m \operatorname{tg} h \left(\frac{\mu_m H}{k T} \right),$$

onde M_m é o valor máximo da magnetização; no caso de um antiferromagnete, M será quer M_{R_1} quer M_{R_2} e $M_m = \frac{N}{2} \mu_m$, sendo $\frac{N}{2}$ o número de dipolos magnéticos por unidade de volume e por sub-rede. No caso de campos H muito pequenos ($\mu_m H \ll k T$), $\operatorname{tg} h \left(\frac{\mu_m H}{k T} \right)$ pode ser substituído por $\frac{\mu_m H}{k T}$ sendo $H = H_{ext} + H^{eq}$ (1). H terá valores diferentes con-

(1) Pressupomos que H^{eq} é paralelo a H_{ext} , isto é, que M_{R_1} e M_{R_2} tem também a direcção de H_{ext} .

forme a rede em consideração; assim, será $H_{ext} - A M_{R_1} - B M_{R_2}$ para R_1 e $H_{ext} - A M_{R_2} - B M_{R_1}$ para R_2 . Dentro da aproximação de campos H pequenos, M_{R_1} e M_{R_2} serão iguais respectivamente a:

$$M_{R_1} = \frac{\mu_m M_m}{K T} (H_{ext} - A M_{R_1} - B M_{R_2})$$

e

$$M_{R_2} = \frac{\mu_m M_m}{K T} (H_{ext} - A M_{R_1} - B M_{R_2}).$$

Destas duas equações obtém-se facilmente $M_{R_1} + M_{R_2}$ e conseqüentemente a susceptibilidade χ . χ será simplesmente $\frac{M_{R_1} + M_{R_2}}{H_{ext}}$, isto é, $\chi = \frac{C}{T - \theta}$, com

$$C = N \cdot \frac{\mu_m^2}{K} \quad \text{e} \quad \theta = -\frac{1}{2} C (A + B).$$

Na zona de baixas temperaturas ($T < T_N$), o problema da determinação teórica da susceptibilidade torna-se mais complicado matematicamente, porque embora a magnetização total do cristal seja nula, não é nula a magnetização de cada uma das suas sub-redes. Existindo um campo magnético exterior, este induz uma magnetização total não nula cujo valor vai depender da orientação do campo H_{ext} relativamente à direcção de magnetização. Se a direcção de H_{ext} é a da perpendicular à magnetização $M_{R_1} (M_{R_2})$, o efeito de H_{ext} será o de alterar a direcção de M_{R_1} e de M_{R_2} (1) sem contudo alterar $M_{R_1} (M_{R_2})$. Sob a acção conjunta de H_{ext} e de H^{eq} atingirse-à uma situação de equilíbrio quando (v. fig. 6) M_{R_1} e M_{R_2} forem paralelos à soma vectorial de H_{ext} com os campos moleculares actuando em R_1 e R_2 respectivamente; isto é:

$$-A M_{R_1} - B M_{R_2} + H_{ext} // M_{R_2}$$

$$-A M_{R_2} - B M_{R_1} + H_{ext} // M_{R_1}$$

$$H_{ext} \cos \theta = A M_{R_1} \sin 2\theta = 2 A M_{R_1} \sin \theta \cos \theta$$

A susceptibilidade χ_1 será, por conseguinte

$$\chi_1 = \frac{\partial M_{R_1} + \partial M_{R_2}}{H_{ext}} = \frac{M_{R_1} + M_{R_2}}{H_{ext}} \sin \theta = \frac{1}{A},$$

sendo, portanto, independente da temperatura.

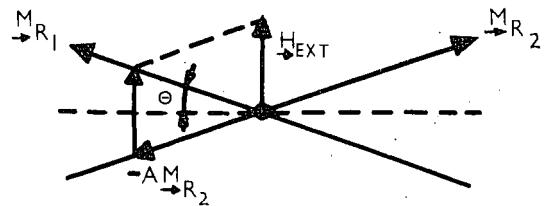


Fig. 6 — Diagrama relativo à determinação de χ_1 .

Se H_{ext} é paralelo a $M_{R_1} (M_{R_2})$ a variação sofrida por $M_{R_1} (\partial M_{R_1})$ e por $M_{R_2} (\partial M_{R_2})$ pode-se facilmente calcular a partir da equação (1)

$$(2) \quad M_{R_1} = M_m \operatorname{tg} h \left(\frac{\mu_m (-A M_{R_1} - B M_{R_2})}{K T} \right)$$

$$M_{R_1} + \partial M_{R_1} = M_m \operatorname{tg} h \cdot \left(\frac{\mu_m (H_{ext} - A (M_{R_1} + \partial M_{R_1}) - B (M_{R_2} + \partial M_{R_2}))}{K T} \right)$$

e de igual modo para M_{R_2} e ∂M_{R_2} .

De (2), obtém-se ∂M_{R_1} em função de H_{ext} :

(1) Note-se que estamos a considerar campos magnéticos suficientemente pequenos, isto é, $H_{ext} \ll |A M_{R_1}|, |B M_{R_2}|$.

$$(3) \quad \delta \vec{M}_{R_1} = \vec{M}_m (H_{ext} - A \delta \vec{M}_{R_1} - B \delta \vec{M}_{R_2}) \times \\ \times \operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (-A M_{R_1} - B M_{R_2})}{K T} \right)$$

sendo

$$\operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (-A M_{R_1} - B M_{R_2})}{K T} \right)$$

a derivada, relativamente ao argumento, de $\operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (-A M_{R_1} - B M_{R_2})}{K T} \right)$ no ponto $(M_{R_1}, M_{R_2}, H_{ext} = 0)$.

Analogamente $\delta \vec{M}_{R_2}$ será dado por:

$$\delta \vec{M}_{R_2} = \vec{M}_m (H_{ext} - B \delta \vec{M}_{R_1} - A \delta \vec{M}_{R_2}) \cdot \\ \cdot \operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (-B M_{R_1} - A M_{R_2})}{K T} \right)$$

A variação total δM será simplesmente $|\delta M_{R_1}| + |\delta M_{R_2}|$ visto $\delta \vec{M}_{R_1}$ e $\delta \vec{M}_{R_2}$ terem a mesma direcção e sentido (direcção e sentido de H_{ext}).

Conhecendo δM_R em função de H_{ext} , facilmente se calcula a susceptibilidade paralela $\chi_{||} = \frac{\delta M_R}{H_{ext}}$:

$$\chi_{||} = \frac{2 \mu_m M_m \operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (A - B) M_{R_1}}{K T} \right)}{K T + (A + B) \mu_m M_m \operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (A - B) M_{R_1}}{K T} \right)}$$

$\chi_{||}(T)$ está representada na fig. 7 conjuntamente com χ_{\perp} e χ .

Podemos verificar que para $T = T_N$ as susceptibilidades χ , $\chi_{||}$ e χ_{\perp} tem o mesmo valor: $\frac{1}{A}$. Para isso, necessita-

mos de saber qual o valor de T_N , isto é, a temperatura para a qual a magnetização das sub-redes se anula. Problema semelhante foi estudado no 1.º artigo desta

série sobre o ferromagnetismo⁽¹⁾ e o resultado obtido pode ser utilizado directamente na determinação de T_N :

$$T_N = \frac{1}{2} \frac{N \mu_m^2}{K} (A - B) = \frac{1}{2} C (A - B)$$

A verificação referida no parágrafo anterior é imediata no caso de χ ; para

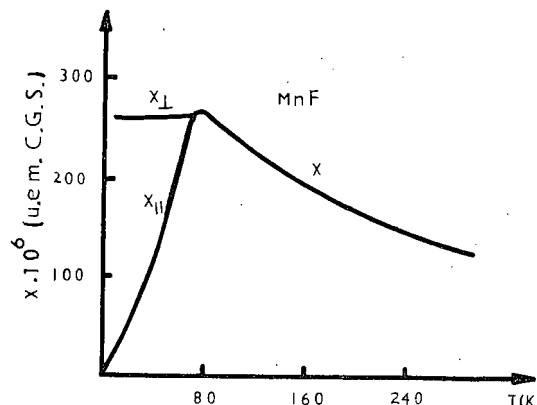


Fig. 7 — Susceptibilidade magnética por unidade de massa de um antiferromagnete (MnF). Note-se que o comportamento de χ_{\perp} , $\chi_{||}$ e χ em função da temperatura é o previsto pelo modelo molecular de Weiss.

$\chi_{||}$ basta notar que $\operatorname{tg} h' \left(\frac{\mu_m (A - B) M_{R_1}}{K T} \right)$ no ponto $T_N (M_{R_1} = 0)$ é exactamente 1, isto é,

$$\chi_{||} = \frac{2 \mu_m M_m}{K T_N + (A + B) \mu_m M_m} = \frac{1}{A}$$

Muitas das experiências de medida de susceptibilidade são feitas em amostras policristalinas em que é arbitrária por-

(1) A temperatura de transição T_C para um ferromagnete com $\mu_s = \pm \mu_m$ é

$$T_C = \frac{N \mu_m^2}{K} \lambda = C \lambda$$

tanto, a direcção de magnetização de cada um dos monocristais que formam a amostra, relativamente ao campo magnético exterior. Neste caso o campo magnético poderá, em geral, decompor-se segundo a direcção de \vec{M}_{R_1} (\vec{M}_{R_2}) e segundo duas outras direcções normais a \vec{M}_{R_1} . Tendo em conta a equivalência das três direcções, a susceptibilidade medida será, portanto

$$\chi_P = \frac{1}{3} \chi_{//} + \frac{2}{3} \chi_{\perp}.$$

Na figura 3 está representada χ_P em função da temperatura; note-se que para $T = T_N$, $\chi_P = \frac{1}{A}$ e que para $T = 0$,

$$\chi_P = \frac{2}{3A}.$$

Os resultados do modelo de Weiss no que diz respeito ao calor específico e à susceptibilidade magnética podem-se sintetizar do seguinte modo: O calor específico experimental apresenta um máximo para $T = T_N$ de acordo com o resultado teórico mas para $T > T_N$ e para $T < T_N$ os valores experimentais afastam-se da

previsão do modelo de Weiss (ver fig. 5). Esta discrepância é, em parte, devida à «interacção de curto-alcance» conforme foi discutido em [1].

O valor experimental da susceptibilidade, em geral, tem um comportamento que não se afasta acentuadamente do resultado teórico do modelo de Weiss (v. figuras 3 e 7). O acordo entre o modelo teórico e a experiência fica, contudo, parcialmente destruído não só devido à interacção de curto-alcance mas também ao facto (além dos referidos em [1]) de os dipolos magnéticos não se encontrarem localizados nos pontos da rede.

REFERÊNCIAS

- [1] J. M. MACHADO DA SILVA, *Gazeta de Física*, 5, 127 (1971).

BIBLIOGRAFIA

- H. M. ROSENBERG, *Low Temperature Physics* (Oxford at the Clarendon Press, 1963).
F. REIF, *Statistical Physics* (Berkeley physics course — vol. 5. McGraw-Hill book company, 1967).



A FÍSICA FORA DO LABORATÓRIO

UMA EXPERIÊNCIA DE ELECTROSTÁTICA

É uma consequência inevitável do progresso científico e tecnológico que problemas e fenómenos do passado ocupem hoje um lugar comum na vida diária.

Desde que a tecnologia nos forneceu matérias plásticas e fibras sintéticas o seu uso no vestuário e em objectos de uso corrente tem tornado o vulgar cidadão bastante consciente da existência da electricidade estática. Em dias razoavelmente secos qual'quer pessoa terá notado que os cabelos ao serem penteados parece não quererem desligar-se do pente e que se eriçam, terá ouvido o crepitar e até visto no escuro o clarão de pequenas descargas eléctricas ao despir uma camisola ou verificado o comportamento peculiar da camisa que, acabada de despir, pendurou num cabide parecendo ser atraída para objectos próximos.

Muitos terão mesmo apanhado choques incómodos ao sair dum automóvel e até observado, de preferência de noite, a faísca que salta entre a vítima e o puxador da porta. É vulgar encontrar pessoas preocupadas com este último problema quer na ânsia intelectual de o compreenderem no seu detalhe, quer na intenção de minimizar os efeitos incómodos. Dois colegas nossos, E. Fonseca e P. Duarte, foram mesmo ao ponto de fazer ensaios sistemáticos partindo da hipótese de que o auto-

móvel se electrizaria durante a marcha por atrito com o ar ou até através do atrito dos pneus no chão. Assim a vítima ao sair do carro e tocar no puxador estabeleceria um percurso para o chão por onde se escoariam as cargas acumuladas no carro. Neste contexto acharam estranho que o fenómeno só se produzisse quando usavam sapatos com sola de Ceilão e não quando as solas eram do vulgar cabedal. Assim decidiram pôr a teste esta hipótese e realizaram os mais variados ensaios em marcha prolongada ou curta, a alta velocidade ou a baixa, com saída do carro logo após a paragem ou depois de decorridos alguns minutos, tendo verificado que a intensidade do choque (em grande medida subjectiva mas que pode ser quantificada pelo comprimento da faísca que salta) era independente das circunstâncias referidas. Verificaram no entanto que se o experimentador voltasse a tocar no carro não apanhava novo choque mas que se entrasse e saísse do carro, o fenómeno se repetia. Assim pareceu que era afinal o experimentador que se carregava por puro atrito no assento do carro tendo sido possível obter faíscas ao tocar noutros objectos metálicos ligados à terra. Foi ainda possível transferir carga para outro experimentador tocando as pontas dos dedos quer quando ainda dentro do carro quer quando já cá fora. Óbviamente a sola do sapato e a secura do ar são partes importantes neste mecanismo. Em complemento verificaram ainda que depois do experimentador se levantar do assento apanhava choque mesmo dentro do carro e que o fenómeno se repetia igualmente se fosse usado um simples sofá forrado de plástico em vez do automóvel. Em qualquer dos casos chegaram a carregar electrómetros com a carga desenvolvida por atrito no processo de abandonar o assento. É possível que certos vestuários sejam melhores do que outros neste aspecto. Finalmente parece que o que há a fazer para evitar a faísca e o choque, é agarrar a estrutura metálica ainda quando sentados no carro, pôr um pé no chão e só então sair do assento.

Tenho assistido a muitas discussões sobre

este problema e talvez o leitor não se convença à primeira. Espero que as indicações anteriores sejam um bom estímulo para a sua própria experimentação e que nos faça saber dos resultados obtidos ou de explicações alternativas. Entretanto continuarei a pôr a mão no puxador antes de sair do carro.

O problema do número anterior suscitou alguma curiosidade, pelo menos nas pessoas com quem tive oportunidade de conversar. Até ao momento não foi fornecida nenhuma explicação havendo no entanto algumas conjecturas. Continua pois em aberto. É possível que a falta de bicas ou fontanários prejudique a análise. Porém algumas pessoas tentaram reproduzir o fenómeno em casa usando a torneira do lava-louça. O fenómeno observa-se claramente desde que se tome cuidado com a iluminação. Obviamente uma vez que depende da orientação relativa da direcção de observação e da direcção de iluminação é necessário que esta seja bem definida, tal como a iluminação directa dos raios solares. Nas cozinhas onde o sol não incida directamente pode usar-se com êxito um espelho colocado no exterior para dirigir sobre as gotas de água um feixe de luz solar.

Experimentem!

C. MARCIANO

NOTICIÁRIO

Actualização didáctica dos Professores de Física e de Química do Ensino Secundário

A Direcção-Geral do Ensino Secundário está procurando pôr em prática um conjunto de acções permanentes de actualização didáctica e aperfeiçoamento profissional destinado a professores de Física

e Química dos estabelecimentos de ensino dela dependentes.

Estão previstos três tipos de acções: cursos intensivos (a realizar de preferência em períodos de férias), acções locais (a realizar periodicamente durante a ano escolar) e seminários sobre diversos temas. Serão distribuídos a todos os professores publicações e documentação de carácter didáctico, complementares daquelas acções.

Com vista a recolher elementos necessários à planificação daquele conjunto de acções realizaram-se de Dezembro a Maio diversas sessões para professores nas seguintes localidades: Lisboa, Coimbra, Castelo Branco, Covilhã, Leiria, Tomar, Setúbal, Beja e Faro. Os orientadores das acções foram professores dos estabelecimentos de ensino secundário daquelas localidades e os programas foram elaborados pelos mesmos, tendo em atenção muitas vezes os interesses manifestados pelos professores da região e as possibilidades materiais de cada estabelecimento.

No conjunto das sessões realizadas registaram-se 355 presenças.

Em muitas dessas sessões participaram professores do ensino particular.

Em fins de Setembro realizar-se-á um encontro de professores metodólogos, assistentes pedagógicos e elementos responsáveis para aquelas acções com o objectivo de elaborar um plano experimental para 1974 e que, depois das necessárias alterações, será realizado a nível nacional a partir de 1975, ao abrigo do IV Plano de Fomento.

Aguarda-se que um contacto periódico entre professores da mesma especialidade permita a análise de diversos problemas ligados ao ensino da Física e da Química, a nível secundário, nomeadamente no que respeita a programas, métodos de ensino, apetrechamento laboratorial e avaliação do rendimento escolar.

Estes problemas, já de si importantes, irão ganhar nos próximos anos uma nova dimensão, na medida em que a implantação da Reforma do Sistema Educativo exige toda uma reconversão do ensino secundário.

O ensino da Física na Universidade do Porto

É intenção da *Gazeta de Física* contribuir activamente para o estreitamento do contacto entre profissionais e estudantes de física no nosso país e funcionar no seio desta comunidade como órgão de difusão noticiosa sobre as actividades em curso.

É pois com muito agrado que hoje divulgamos diversos elementos informativos relativos ao ensino da física na Universidade do Porto, os quais nos foram amavelmente cedidos pelo Laboratório de Física da sua Faculdade de Ciências, e que poderão porventura ser de interesse para os jovens estudantes encarando o prosseguimento dos seus estudos no domínio da física.

1) *Alunos inscritos na Licenciatura em Física da Universidade do Porto no ano lectivo de 1972/73*

1.º ano — 13
2.º ano — 11
3.º ano — 13
4.º ano — 2
5.º ano — 2
Total — 41

2) *Seminários em Física — 5.º ano científico (1972/73)*

— Estudo da Supercondutividade de 1.ª espécie

— Estudo da Supercondutividade de 2.ª espécie

3) *Temas das Monografias em Física (Estágios, 1972/73)*

— Osciloscópio: exemplos da sua aplicação.

— Electrostática. Magnetostática. Sistemas de unidades. Experiências comprovativas das propriedades e de materialização das linhas de força.

— Indução Electromagnética

— Oscilações

— Óptica Geométrica

— Espectroscopia de Emissão

— Electrodinâmica

4) *Cadeiras do 4º e 5º ano da Licenciatura em Física da Universidade do Porto (1972/73)*

a) 4.º ANO CIENTÍFICO

1.º Semestre

Complementos de Física do Estado Sólido I

Complementos de Mecânica Quântica I

Análise Numérica e Cálculo Automático

2.º Semestre

Complementos de Física do Estado Sólido II

Complementos de Mecânica Quântica II

Métodos Experimentais
Física Estatística

b). 5.º ANO CIENTIFICO

1.º Semestre

Magnetismo
Criogenia
Seminário em Supercondutividade

2.º Semestre

Supercondutividade
Estágio e Monografia

Uma poderosa técnica de investigação em física das superfícies à disposição da ciência e da tecnologia nacionais

O Laboratório de Física e Engenharia Nucleares da Junta de Energia Nuclear está presentemente a estudar a possibilidade de adquirir uma microsonda electrónica à qual se pensa agregar uma unidade de «stereoscan».

A microsonda utiliza uma técnica de análise por raios-X (não destrutiva) para o exame de qualquer tipo de material sólido e permite efectuar as seguintes operações:

- Análise química elementar qualitativa e quantitativa de áreas microscópicas da amostra (da ordem de $1 \mu\text{m}^2$).
- Análise semiquantitativa de um elemento ao longo de uma direcção da amostra (por determinação da variação da concentração do elemento, em valor relativo, ao longo da direcção referida).

— Análise qualitativa de um elemento numa determinada área da amostra, por obtenção da imagem de raios-X representativa da distribuição desse elemento na referida área.

As áreas observáveis estão compreendidas entre $1 \mu\text{m}^2$ e 20mm^2 aproximadamente e os elementos analisáveis são os de número atómico compreendido entre 5 (Boro) e 92 (Urânio).

Com a unidade de «stereoscan» utilizam-se os electrões secundários emitidos pela amostra para a obtenção da reprodução topográfica da superfície da mesma. Uma vez que a profundidade do campo é bastante maior que a dos microscópicos ópticos convencionais, consegue-se uma boa observação e fotografia de amostras com superfícies muito rugosas. As ampliações possíveis estão compreendidas entre 20 x a 100000 x aproximadamente e a resolução atingida é de cerca de 100Å .

Os campos de aplicação deste instrumento são vários compreendendo:

- biologia
- geologia e mineralogia
- física das superfícies
- electrónica
- metalurgia (fundição, siderurgia, tratamento térmico e mecânico, soldadura, pulverometalurgia, etc.)
- corrosão
- cerâmica, vidro, cimentos e polímeros
- poluição atmosférica

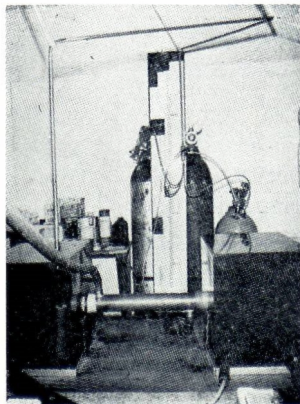
NOTAS PARA OS AUTORES

A *Gazeta de Física* convida os seus leitores a contribuir com originais para publicação. Embora o conteúdo dos trabalhos publicados seja da responsabilidade dos autores, os originais apresentados para publicação são previamente sujeitos a uma leitura crítica por um especialista da matéria versada. Os originais não publicados serão devolvidos e acompanhados da respectiva justificação.

Recomenda-se aos autores que, na medida do possível, sigam as normas seguintes:

- 1 — Indicar, sob o título do trabalho, o nome dos autores na forma em que estes desejam subscrever a sua colaboração e, facultativamente, o nome da instituição a que eventualmente estejam ligados. Por outro lado, deverão sempre indicar o endereço para o qual serão enviadas as provas tipográficas.
- 2 — Os originais deverão ser dactilografados a dois espaços.
- 3 — O texto e as figuras deverão ser apresentados sob forma definitiva para publicação. Não é desejável introduzir alterações profundas durante o processo de composição tipográfica. As provas tipográficas destinam-se a permitir aos autores a correcção de «gralhas» e, se estritamente indispensável, a introdução de ligeiras alterações ou adições.
- 4 — As figuras deverão ser executadas, separadamente, a tinta da china e com o rigor necessário à sua reprodução definitiva. Todos os seus detalhes, e os símbolos em especial, deverão ser de dimensões compatíveis com a redução a que a figura será sujeita para publicação, tendo em atenção que qualquer alteração numa figura implica a execução de uma nova fotogravura. Quando se trate de fotografias estas deverão ser a preto e branco sobre papel brilhante.
- 5 — Deverá ser apresentada, em separado, uma lista das figuras com as respectivas legendas.

A *Gazeta de Física* oferecerá aos autores 50 separatas de cada artigo publicado. Para tal, os autores deverão solicitá-lo aquando da revisão das provas.



GRAVURA DA CAPA

Aspecto geral da instalação de um laser de dióxido de carbono. Ao centro, o tubo, refrigerado, onde é produzida a descarga eléctrica numa mistura de $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$. De um e outro lado, as caixas de protecção onde estão contidos os eléctrodos da descarga e os espelhos que constituem a cavidade de ressonância óptica. Atrás, o módulo de mistura e de controlo das pressões parciais dos diversos gases. (Vêde, neste fascículo, o artigo de J. A. Ribera Salcedo, aluno da Universidade do Porto, o projectista e construtor desta instalação experimental).