

GAZETA DE FISICA

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FÍSICA



VOL. 15, FASC. 2

Publicação Trimestral

Abril a Junho de 1992

8.ª Conferência Nacional
de Física 1992.

Medalha comemorativa.

GAZETA DE FÍSICA

Fundada em 1946 por A. Gibert

Propriedade e Edição: Sociedade Portuguesa de Física

Directores: Filipe Duarte Santos
João Bessa Sousa

Comissão de Redacção e Administração: Manuel F. Thomaz, Carlos Matos Ferreira, Armando J. P. L. Policarpo, Ana Maria Eiró, Margarida C. Martins da Cruz, Maria Fernanda Cristóvão da Silva, Adriano Pedroso de Lima, José Manuel Monteiro Moreira.

Endereço: Sociedade Portuguesa de Física, Av. da República, 37-4.º — 1000 Lisboa

A **Gazeta de Física** publica artigos, com índole de divulgação, considerados de interesse para estudantes, professores e investigadores em Física. Os artigos podem ter índole teórica, experimental ou aplicada, visando promover o interesse dos jovens pelo estudo da Física, o intercâmbio de ideias e experiências profissionais entre os que ensinam, investigam ou aplicam a Física. As opiniões expressas pelos autores não representam necessariamente posições da S.P.F.

A **Gazeta de Física** deverá constituir também um espaço de informação para as actividades da S.P.F., nomeadamente as suas Delegações Regionais e Divisões Técnicas.

Os manuscritos deverão ser submetidos para publicação em duplicado, dactilografados a dois espaços. Figuras ou fotografias deverão ser apresentadas em folhas separadas e prontas para reprodução, com eventual redução de tamanho.

Toda a correspondência deverá ser enviada para

Gazeta de Física
Sociedade Portuguesa de Física
Av. República, 37-4.º — 1000 LISBOA

A **Gazeta de Física** é enviada gratuitamente a todos os Sócios da S.P.F. no pleno uso dos seus direitos.

Preço de assinatura: país 1500\$00; estrangeiro US\$25.

Preço do fascículo avulso (sede e delegações da SPF): 400\$00.

Publicação subsidiada pelo Instituto Nacional de Investigação Científica
e pela Junta Nacional de Investigação Científica e Tecnológica

Publicação periódica n.º 107 280 (Min. Com. Social) • Depósito Legal n.º 51 419/91

Tiragem: 2400 exemplares

Composição, Impressão e Acabamento — *Imprensa Portuguesa* — Porto

Aspectos Fundamentais da Radiação de Transição

M. JOÃO MARTINS

Centro de Electrodinâmica da Universidade Técnica de Lisboa (INIC)

1. Introdução

A radiação de transição é um fenómeno que se observa quando uma partícula carregada ou fonte se move com velocidade uniforme e no seu percurso espaço-tempo ocorrem heterogeneidades.

A existência deste tipo de radiação está pois associada à variação brusca do campo coulombiano da fonte, que ao passar a fronteira tem que se adaptar a novas condições.

A radiação de transição foi prevista teoricamente por I. M. Frank apenas em 1944. O facto da sua descoberta ser relativamente recente deve-se ao preconceito que subsistiu até 1937, data em que a formulação teórica da radiação Cerenkov foi efectuada por Frank e Tamm, de que uma carga com movimento uniforme não radia.

Com efeito, já no século XIX, Heaviside [4] tinha elaborado uma teoria de radiação de cargas em movimento no vácuo, que nos aspectos referentes à polarização e distribuição angular da radiação coincidem com os obtidos por Frank e Tamm. No entanto, para que tal se verificasse era necessário que a velocidade da partícula fosse superior à velocidade de propagação da luz no vácuo. A impossibilidade de obter, nessa época, velocidades desta ordem de grandeza levou a que o assunto fosse abandonado.

Mais tarde, em 1904, Sommerfeld [7] volta a focar o problema, mas desta vez é o advento da Teoria da Relatividade que não permite a existência de velocidades superiores a c , que obsta à aceitação da ideia.

Assim, pode dizer-se que a radiação de transição se filia numa classe mais vasta de fenó-

menos, o da radiação de fontes com movimento uniforme, que têm por base a filosofia da radiação de Cerenkov. Este tipo de radiação já foi abordado num artigo anterior [6] que o leitor interessado poderá consultar.

A radiação de transição, embora ocorrendo também com fontes cuja velocidade é constante, distingue-se da radiação Cerenkov, pois é emitida qualquer que seja a velocidade da fonte, enquanto que na radiação Cerenkov há um valor limiar para a velocidade, abaixo do qual o efeito não se observa.

A radiação de transição coexiste e interfere não só com a radiação Cerenkov, mas ainda com outros tipos de radiação, tais como a radiação sincrotrónica, bremsstrahlung, etc.; no entanto, distingue-se destas por causa da sua dependência em $\gamma = [1 - \beta^2]^{-1/2}$, o que permite uma nova técnica para a medição de partículas com a mesma carga mas massas diferentes, ou a medição da energia de partículas, cuja carga e massa são conhecidas quando os detectores convencionais são inoperantes $\gamma > 1000$. Como as perdas por radiação são baixas, estes detectores podem ser utilizados como monitores no diagnóstico e alinhamento de feixes relativistas.

2. Caracterização da Radiação de Transição

Para facilitar a explicação do fenómeno, vamos restringir as condições do problema. Assim, suporemos que a velocidade da carga é inferior à velocidade de fase das ondas no meio, o que permite eliminar a possibilidade de ocor-

rência da radiação Cerenkov, que a carga se move segundo uma trajectória rectilínea, e portanto não se verifica radiação sincrotrónica, e que a velocidade da carga é constante, logo não há lugar à existência de bremsstrahlung.

Para que exista radiação de transição é necessário que o parâmetro (v/v_f) , em que v designa a velocidade da partícula ou fonte e v_f a velocidade de fase das ondas no meio em questão, seja variável.

Esta variação pode ocorrer quer devido à existência de aceleração, quer devido à variação da velocidade de fase da onda, ou seja à variação do índice de refração do meio $n(\omega)$. Esta variação pode ocorrer se o meio não for homogéneo ou se as suas propriedades variarem no tempo.

O modelo mais simples que permite caracterizar a radiação de transição é o que corresponde à passagem de uma carga cuja velocidade pode ser considerada constante através da fronteira plana de separação de dois meios.

Na realidade se há emissão de radiação, a energia da partícula não se pode manter constante, mas podemos considerar que essa variação é desprezível se a energia cinética da carga for significativamente maior que as perdas ocorridas por radiação, ou se houver trabalho das forças exteriores.

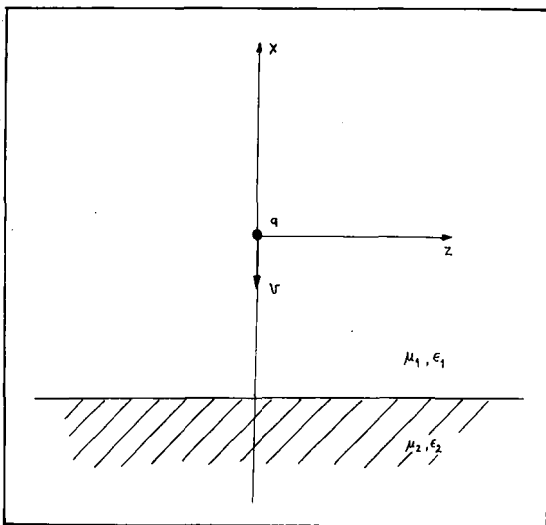


Fig. 1 — Uma partícula carregada desloca-se com velocidade constante, perpendicularmente à fronteira de dois meios eletromagneticamente diferenciados.

A radiação está associada à variação brusca do campo electromagnético da carga ao transitar entre dois meios com parâmetros constitutivos diferentes, não se alterando o valor da velocidade. O processo depende pois da velocidade da partícula, e representa uma resposta colectiva do meio que rodeia a trajectória da carga.

A primeira análise da radiação de transição ficou a dever-se a Frank e Ginzburg [2], para a incidência de uma carga na interface vácuo-conductor perfeito. Dado que a velocidade é uniforme, é possível efectuar uma extensão do método das imagens a cargas em movimento.

Sendo assim, o campo no vácuo pode ser obtido pela sobreposição do campo da carga real e da sua imagem, situada no segundo meio e movendo-se com velocidade igual e de sentido oposto à carga real.

A radiação observada no vácuo pode ser interpretada como o termo que resulta da desaceleração instantânea da carga real e imagem na fronteira.

Com efeito a expressão obtida por Frank e Ginzburg conduz a:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2}{4\pi^3} \frac{\beta^2}{\epsilon_0 c} \sin^2\theta$$

O número de fotões emitidos é obtido efectuando a integração em θ e φ

$$N = \frac{(ze)^2}{3\pi^2\epsilon_0} \frac{\beta^2}{\hbar c} \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

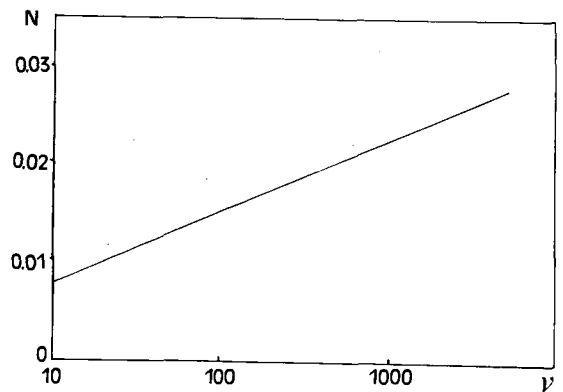


Fig. 2 — Variação do número de fotões emitidos no vácuo, na interface vácuo-prata em função de γ .

O estudo da radiação de transição entre dois dieléctricos, foi efectuado pela primeira vez por G. Beck [1], numa forma bastante original e que evidencia bem o carácter transitório do fenómeno.

Na análise que efectuámos, M. J. Martins [5], partimos directamente das equações de Maxwell, e admitimos que os meios podem ser caracterizados macroscopicamente por parâmetros $\epsilon(\omega)$ e $\mu(\omega)$, que neste caso para simplificar consideramos serem escalares.

A determinação dos campos e energia radiada obtém-se por resolução directa das equações de Maxwell, aparecendo a radiação de transição como o termo adicional para satisfazer as condições fronteira no instante $t=0$ em que a carga cruza a superfície de separação dos dois meios. Foi este o método usado por Garybian [3], que limitou a análise à zona de radiação, usando para o efeito as expressões assintóticas dos campos obtidos.

No entanto, e especialmente para cargas ultra relativistas ($\beta \approx 1$), a região que se situa na vizinhança imediata da trajectória da carga é de fundamental importância.

Com efeito, a aproximação de uma partícula carregada de um meio electricamente neutro, provoca o aparecimento de uma polarização que depende do tempo, sendo a sua amplitude proporcional ao campo da partícula incidente. Esta polarização situa-se na proximidade da carga e desloca-se com ela. A região de interesse respeita pois essencialmente ao segundo meio, como acontece noutros fenómenos envolvendo cargas relativistas, e está confinada à proximidade da carga, $\theta \ll 1$. Portanto, quando a carga se afasta da fronteira a polarização que aí existe tende a desaparecer, dando origem à radiação de transição.

Para que a radiação resultante seja apreciável é necessário que a onda gerada e o campo da partícula estejam em fase. Surge assim naturalmente a noção de comprimento de formação L_f .

$$L_f = \left\{ \frac{\omega}{c} \left(\frac{1}{\beta} - n(\omega) \cos \theta \right) \right\}^{-1}$$

Como já se disse, o uso da radiação de transição na detecção de partículas é particularmente

interessante para valores da velocidade próximos de c . Para partículas ultra relativistas, e admitindo que o campo só é apreciável na região próxima da trajectória da carga, $\theta \ll 1$, podemos caracterizar o meio como um gás de electrões, sendo o índice de refração definido por

$$n(\omega) = \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right\}$$

Sendo assim, o comprimento de formação assume a forma

$$L_f = \frac{4\pi c}{\omega} \left\{ \theta^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + (1 - \beta^2) \right\}^{-1}$$

Para direcções definidas por $\theta \ll \gamma^{-1}$ e frequências inferiores a $\gamma\omega_p$, o comprimento de formação aumenta com a frequência atingindo um máximo para $\omega = \gamma\omega_p$. O valor desse máximo corresponde a:

$$L_f = \frac{4\pi c \gamma}{\omega}$$

Verifica-se pois que a radiação de transição apresenta valores tanto mais elevados quanto maior for a energia da partícula, estendendo-se o espectro correspondente até frequências da ordem de $\gamma\omega_p$.

A expressão obtida para a densidade espectral da energia radiada é:

$$\frac{d^2 W}{dv d\eta} = \frac{q^2}{4\pi^3 \epsilon_0} \frac{v c \omega_p}{\eta^4 \gamma} \left(\frac{1}{(1+\eta) \left(\eta + \frac{1}{v^2} + 1 \right)} \right)$$

em que $v = \omega/\gamma \omega_p$, $\eta = (\gamma\theta)^2$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

A variação angular da densidade espectral para diversos valores da frequência normalizada v está representada na figura 3.

Para valores da frequência $v \ll 1$ o gráfico apresenta um máximo de radiação para ≈ 1 e decai com η^{-1} até atingir o valor $\eta = v^{-2}$. A partir desse valor o decrescimento efectua-se com η^{-3} .

Efectuando a integração angular verifica-se que para $v \ll 1$, o espectro da radiação varia como logaritmo de v^{-1} e portanto é praticamente

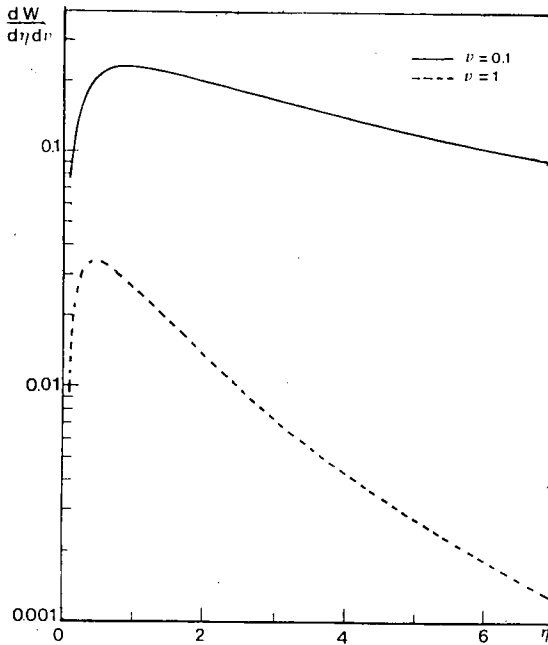


Fig. 3 — Variação angular da radiação de transição para vários valores do parâmetro ν .

constante. Para valores da frequência angular ω muito superiores a $\gamma\omega_p$, a energia radiada decresce com ω^{-4} . A energia total obtém-se efectuando a integração em frequência:

$$W = \frac{q^2}{8\pi^3\epsilon_0 c} \frac{\gamma\omega_p}{3}$$

Da figura 4 verifica-se que a maior parte da energia é emitida para valores de frequência inferiores a $\gamma\omega_p$. Para valores de $\gamma = 1000$ e $\hbar\omega_p = 20\text{eV}$, a radiação é emitida na banda dos raios X. Como se verifica a expressão da energia radiada varia linearmente com γ , o que permite utilizar a radiação de transição na identificação de partículas elementares e na medição da sua energia, onde outros meios de detecção não podem ser utilizados.

No entanto, o número de fótons emitidos numa interface é pequeno, tipicamente da ordem de α . Para que a radiação seja apreciável é pois

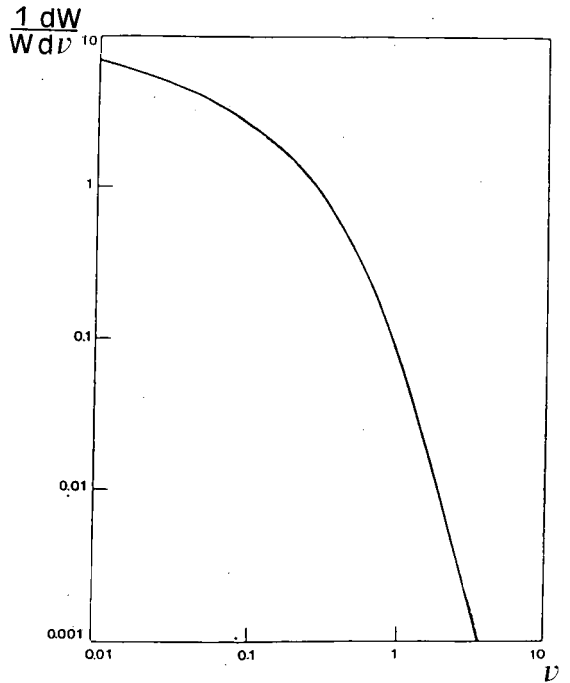


Fig. 4 — Variação da energia radiada em função da frequência normalizada $\nu = \omega/\omega_p$.

necessário utilizar muitos estratos. Neste caso há contudo que garantir que a espessura do estrato é maior que o comprimento de formação L_f .

Quando existem vários estratos em presença, a radiação total pode ser obtida adicionando as amplitudes das várias contribuições em cada interface, tendo em conta a absorção e a diferença de fase entre as várias contribuições. Para um único estrato obtém-se:

$$\frac{d^2W_t}{d\eta d\nu} = \frac{d^2W}{d\eta d\nu} 4 \sin^2\left(\frac{\phi_1}{2}\right)$$

em que $\frac{d^2W}{d\eta d\nu}$ representa a contribuição de uma interface e ϕ_1 representa o factor de interferência num estrato

$$\phi_1 = \left\{ \theta^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + (1 - \beta^2) \right\} \omega l_1/2 .$$

Na figura 5 compara-se o espectro da radiação emitida por um estrato com uma espessura de $100\mu\text{m}$ para vários valores da energia da partícula.

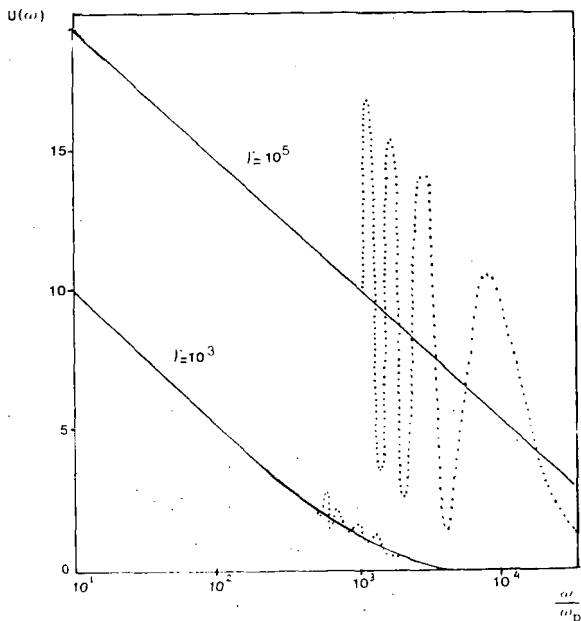


Fig. 5 — Radiação de transição num estrato dielétrico, para vários valores da energia da partícula.

3. Aplicações

Da análise efectuada quanto às características da radiação de transição adivinham-se de imediato algumas das aplicações possíveis

e que são neste momento matéria de investigação.

A dependência da energia radiada com γ permite a sua utilização em detectores de partículas com $\gamma > 1000$.

Como as perdas de radiação são baixas, estes detectores não destroem as partículas que detectam, o que permite utilizá-los no diagnóstico e monitorização de feixes de electrões. Existem experiências em Orsay ($\gamma = 2000$) e Saclay ($\gamma = 1000$) usando radiação de transição na região óptica do espectro.

Por outro lado, a radiação proveniente de um conjunto de estratos dá origem a oscilações no espectro da radiação de transição. Usando um conjunto de folhas de mylar com espessuras variando entre os 25 e $70\mu\text{m}$, colocado na trajectória de um feixe de electrões de alguns GeV, é possível, por inclinação relativa dos estratos e do feixe, obter sintonia contínua na banda dos raios X.

REFERÊNCIAS

- [1] BECK, G., *Phy. Rev.* **74**, 795 (1958).
- [2] GINZBURG, V. L. e I. M. FRANK, *J. Phys. USSR* **9**, 353 (1949).
- [3] GARYBIAN, G. M., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 527 (1959).
- [4] HEAVISIDE, O., *Phil. Mag.* **27**, 324 (1889).
- [5] MARTINS, M. J., Tese de Doutoramento, 1989.
- [6] MARTINS, M. J., *Gaz. Fís.* **14**, 67 (1991).
- [7] SOMMERFELD, A., *Göttingen Nachr.* **S 19**,3 (1904).

FÍSICA 92

| | |
|--|----------|
| MEDALHA - FÍSICA 92 | 1500\$00 |
| LIVRO DE RESUMOS - FÍSICA 92 | 1500\$00 |
| OLIMPIADAS INTERNACIONAIS DE FÍSICA (Colectânea de problemas e suas soluções) | 1000\$00 |

Este material encontra-se à venda na Delegação Norte da S.P.F., Laboratório de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Praça Gomes Teixeira, 4000 Porto, podendo também ser enviado pelo correio, sendo neste caso, o custo do envio suportado pelos interessados.

A evolução dos instrumentos de medidas eléctricas no século XIX

DÉCIO RUIVO MARTINS e LUIZ ALTE DA VEIGA

Departamento de Física da Universidade de Coimbra — 3000 COIMBRA

Decorria o ano de 1785, quando Coulomb determinou, com a balança electrostática, a lei quantitativa da interacção entre corpos electrizados. O comportamento qualitativo da electricidade estática já tinha sido estabelecida pelo físico francês Charles du Fay no ano de 1733. A independência do comportamento magnético e eléctrico manifestados pela matéria era ponto aceite pela comunidade científica, uma vez que os «fluidos magnéticos» jamais podiam abandonar a barra magnética, enquanto que os fluidos eléctricos o podiam fazer. No entanto a escola alemã, influenciada pela «Philosophia Natural», acreditava na unidade de todas as forças e procurava uma relação entre a electricidade e o magnetismo, a qual teve decisiva influência no trabalho de investigação de Oersted.

A história da electricidade e do magnetismo passa, necessariamente, pelo trabalho realizado por Alessandro Volta, o qual culminou com uma carta dirigida a Sir Joseff Banks, presidente da Royal Society, datada de 20 de Março de 1800 e publicada nas «Philosophical Transactions». Segundo Volta, o aparelho que havia construído assemelhava-se, nos seus efeitos, às garrafas de Leyde, mas ao contrário destas podiam «carregar-se a si próprias após cada explosão». O instrumento que havia descoberto parecia ter uma carga inesgotável. Era capaz de exercer uma acção ou impulso sobre o fluido eléctrico, duma forma contínua e aparentemente sem limites. Neste relatório, descreve as sensações que sentia quando tocava simultaneamente com os dedos húmidos nos terminais da pilha. Nalgumas das experiências que realizou, colocava as mãos em dois recipientes que continham soluções dum sal, os quais eram ligados aos terminais da pilha, através de uma fita de cobre, o que lhe permitia sentir com maior intensidade o choque

eléctrico. Por outro lado, tendo construído diferentes pilhas, nas quais dispunha de associações de trinta, quarenta ou sessenta elementos associados, foi possível investigar a sua acção sobre o fluido eléctrico, consoante o número de elementos constituintes. O choque que sentia aumentava de intensidade quando aumentava o número de elementos da pilha utilizados, chegando a ser doloroso quando utilizava um número superior a vinte elementos associados.

Após a descoberta de Volta observou-se o desenvolvimento de diversos modelos de pilhas electroquímicas, de que o modelo de pilha de Aliseau é um exemplo (fig. 1).

Em 1801, Oersted iniciou uma série de viagens à Alemanha e França, tendo oportunidade de conhecer Ritter, com quem realizou algumas pesquisas no sentido de demonstrar a existência de relações entre os fenómenos eléctricos, calor, luz e efeitos químicos. Em Janeiro de 1804 regressou à Dinamarca, onde continuou a desenvolver os seus trabalhos de investigação em Física e Química. No artigo intitulado: «Pesquisa sobre a Identidade das forças Eléctricas e Químicas» publicado em 1812, admitiu a hipótese de que os fenómenos magnéticos eram produzidos pela electricidade. Em 1817, construiu conjuntamente com Esmark, uma grande bateria com uma pequena resistência interna, com a qual realizou estudos sobre fenómenos electrolíticos. No inverno de 1819-1820, quando proferia um conjunto de lições sobre electricidade, magnetismo e galvanismo, perante uma audiência que tinha sido previamente elucidada sobre os princípios da «Philosophia Natural», observou o efeito de uma corrente eléctrica sobre uma agulha magnética. Ao contrário do que muitas vezes se afirma, este acontecimento não teria sido meramente acidental. Em 21 de Junho de 1820, anunciou a sua

descoberta no artigo «Experimenta circa effectum conflictus electricitatis in acum magneticam». Neste artigo são descritas algumas experiências, bem como algumas regras para se determinar a direcção da força sobre o polo magnético. Segundo Oersted, quando as duas extremidades

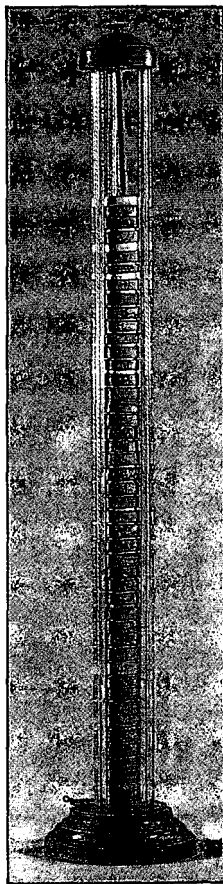


Fig. 1 — PILHA DE ALISEAU: «Uma pilha galvânica da invenção de Aliseau.»

[87,9×16,1, em zinco, cobre, porcelana, vidro e madeira; MFUC: 435, Index 1824, N-IV-166]

de uma pilha eram postas em contacto com um fio metálico, produzia-se um «conflito eléctrico» no condutor e no espaço que o circunda, provocando o desvio da agulha magnética. No seu artigo, afirmava que «o pólo debaixo do qual entra a electricidade negativa move-se para Oeste». Esta observação permitiu-lhe concluir que o «conflito eléctrico» deveria descrever círculos coaxiais, sendo o eixo comum destes círculos coincidentes com o próprio fio condutor

de electricidade. Para além deste movimento em círculos, admitiu um movimento progressivo ao longo do condutor eléctrico, resultando da associação dos dois movimentos uma linha helicoidal.

As experiências realizadas por Oersted, utilizando um instrumento manifestamente simples na sua concepção, foram suficientes para fazer abalar as estruturas da mecânica newtoniana. A natureza desta força magnética era completamente estranha às forças conhecidas na época. A força de interacção entre a corrente eléctrica e a agulha parecia não se orientar segundo uma linha recta definida pelos dois pontos em interacção, como acontecia no caso das forças gravitacionais, forças de interacção entre cargas eléctricas em repouso, ou entre os polos de dois ímans, isto é, parecia não se tratar de uma força central. Com efeito, as primeiras interpretações sobre a interacção entre uma agulha magnética e uma corrente eléctrica viriam a pôr em causa a lei da acção-reacção, não se enquadrando no esquema conceptual newtoniano. Esta experiência colocou a comunidade científica numa encruzilhada onde havia dois caminhos a seguir. Para a solução desta incompatibilidade, ou se criava uma nova mecânica onde fosse permitida a existência de «forças circulares», ou se descobria o carácter central deste «novo» tipo de forças. Este foi o caminho seguido com êxito por Ampère, Biot e Savart, salvando assim os princípios fundamentais da mecânica newtoniana. A figura 2 representa um modelo de agulha de Oersted do século XIX, utilizado para fins didáticos.

A rapidez com que as descobertas de Oersted se projectaram na comunidade científica é bem conhecida. Antes do fim do ano de 1820, Ampère descobriu a acção mútua entre correntes eléctricas e Arago construiu o primeiro electroímã. Por outro lado, estavam criadas as condições para que em 1824, Ohm desse mais um grande passo para o desenvolvimento científico, ao chegar à lei conhecida pelo seu nome. Um dos aspectos importantes para a posterior evolução, foi o da classificação e definição quantitativa de conceitos como corrente eléctrica, diferença de potencial e força electromotriz.

A série de artigos que Ampère publicou até ao ano de 1827 foram decisivos para a história da Física. Destes destacam-se a «Memória da Teoria Matemática dos Fenómenos electro-dinâmicos deduzidos unicamente a partir de experiência», no qual desenvolve um modelo matemático para a lei de interacção entre correntes eléctricas. Foi François Arago, quem levou para Paris as notícias relativas às descobertas de Oersted, das quais foi testemunha durante uma visita a

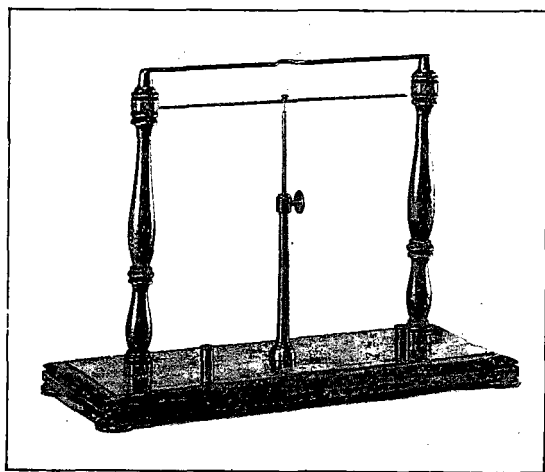


Fig. 2 — AGULHA DE OERSTED: «Duas agulhas magnéticas com um arame ou fio de cobre para transmitir a corrente voltaica. Servem para mostrar a influência da corrente sobre a direcção da agulha.»

[24,2×13,2×33,5, aço e mogno; MFUC: 421, Cat. 1851, O-II-19]

Génova. Os membros da Academia de Ciências estavam inicialmente cépticos quanto ao seu relato. Apenas ficaram convencidos com a demonstração que realizou no dia 11 de Setembro de 1819. Ampère estava presente durante essa demonstração. Este acontecimento constituiu o ponto de partida para as pesquisas que viria a realizar. Durante a realização destas experiências compreendeu que uma agulha magnética poderia ser usada como um instrumento para detectar e avaliar a intensidade de uma corrente eléctrica.

Era aceite que o mecanismo da corrente no interior da pilha, seria distinto da corrente que fluía ao longo do fio ligado entre os pólos da pilha. Ampère chegou à conclusão de que a corrente eléctrica no interior da pilha de Volta

era a mesma que no resto do circuito. O magnetismo não era mais do que correntes eléctricas em círculos, e esta foi a hipótese que Ampère sempre defendeu até ao fim da sua vida. Os trabalhos que se seguiram, tinham por objectivo mostrar que as correntes eléctricas circulares produziam os mesmos efeitos que os ímans permanentes. Em primeiro lugar tentou demonstrar este efeito recorrendo a um fio de cobre enrolado em hélice. Quando duas hélices eram postas próximas uma da outra, observava-se uma atracção entre ambas percorridas por uma corrente eléctrica. Se as extremidades do fio, ligadas à pilha voltaica, fossem comutados entre si observava-se que as duas hélices se repeliam. A hipótese de que o magnetismo não era mais do que o efeito produzido por correntes circulares implicava, no entanto, algumas dificuldades. Como explicar as correntes circulares num íman permanente? Segundo sugestão de Fresnel, Ampère admitiu que estas deviam ser observadas nas «moléculas» individuais do magnete. Para testar esta hipótese, Ampère e Arago realizaram independentemente algumas experiências.

Arago havia observado que uma agulha de ferro, colocada no interior de uma hélice de fio de cobre, ficava magnetizada quando os extremos do fio eram ligados a uma pilha. Este teria sido o primeiro electroímã da história do electromagnetismo. Segundo a hipótese de Ampère, a corrente circular no circuito constituído pela bobina de cobre e pela pilha havia induzido uma corrente circular na agulha de ferro. Admitiu duas alternativas para as características da corrente: 1.ª) a corrente circular seria estabelecida ao longo da agulha de ferro; 2.ª) a corrente circular deveria ter lugar no interior das «moléculas» constituintes da agulha. A experiência realizada no sentido de decidir sobre as duas hipóteses, consistiu em suspender um anel de cobre no interior de uma bobina feita em fio de cobre isolado, de maneira a que o eixo do anel e da bobina ficassem coincidentes. Caso a magnetização observada na agulha usada por Arago resultasse de uma corrente circular em torno do seu eixo, então deveria observar-se também a magnetização no anel de cobre, o que

significaria a indução de uma corrente circular ao longo deste. Contudo, ao aproximar um íman do anel, Ampère constatou que nenhuma interacção era observada entre ambos. Sendo assim, foi levado a aceitar como válida a hipótese de que as correntes circulares, das quais resultava o magnetismo na agulha utilizada nas experiências de Arago, eram correntes que se estabeleciam no interior das «moléculas».

Foram inúmeros os instrumentos científicos e didácticos que desde então se desenvolveram,

«moléculas». Um íman não seria mais do que um feixe de infinitos selenóides justapostos longitudinalmente. Para ilustrar as propriedades magnéticas dos selenóides e a sua semelhança com o comportamento dos ímans, construíram-se selenóides artificiais, utilizando fios de cobre enrolados em hélice (fig. 3). Com estes fios suspensos através de um ponto de apoio, sem atrito, era possível observar a sua orientação ao longo do meridiano magnético, comportando-se como uma agulha de declinação magnética. Por

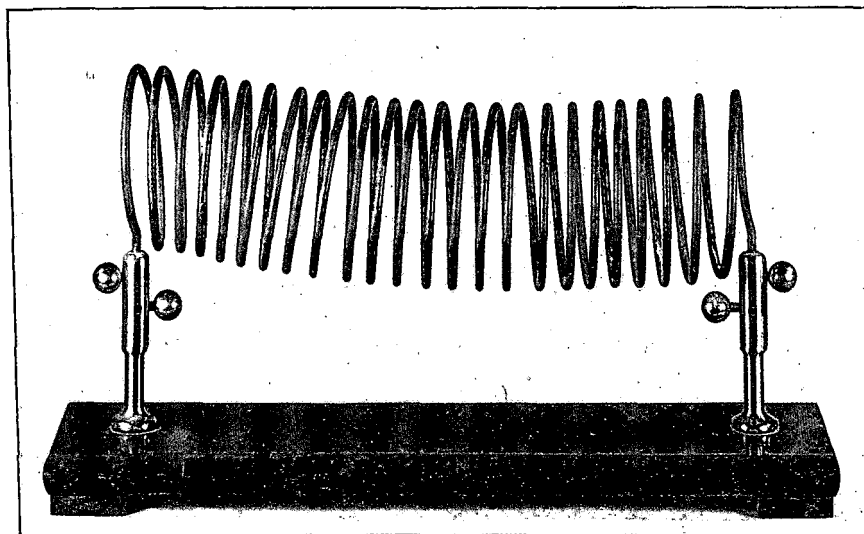


Fig. 3 — SOLENÓIDE

[22,5×10,3, em cobre, latão e madeira; MFUC: 475, Cat. 1878, 475]

no sentido de se investigar e de se ensinar os fenómenos de interacção entre correntes eléctricas. Uma série de dispositivos, com uma grande diversidade de formas geométricas, a partir dos quais se punha em evidência o comportamento de condutores percorridos por uma corrente eléctrica, em presença uns dos outros. Ampère designou por selenóide ou cilindro electrodinâmico um sistema de correntes circulares infinitamente pequenas e infinitamente próximas umas das outras. Estas correntes deveriam ter o mesmo sentido, encontrando-se cada uma delas num plano perpendicular a uma linha comum, podendo esta ser direita ou curva. A configuração assim obtidas tornou-se particularmente interessante pois o modelo teórico proposto, permitiu explicar as propriedades magnéticas dos ímans, com base nas correntes circulares das suas

outro lado, a inclinação magnética era observada desde que o selenóide, orientado ao longo do meridiano magnético, pudesse efectuar um movimento de rotação num plano vertical, em torno de uma direcção normal ao seu eixo. Estudos experimentais demonstraram que dois selenóides interactuavam entre si, exercendo forças de atracção ou de repulsão consoante a proximidade dos seus pólos Norte e Sul. Um comportamento análogo observava-se quando um selenóide era posto em presença de um íman.

Alguns dos dispositivos experimentais criados após os estudos de Ampère tinham a particularidade de fazer rodar em torno de um eixo vertical uma espira de fio de cobre, suspensa de uma agulha, cuja ponta era colocada num pequeno receptáculo com mercúrio. Este movimento de rotação resultava da interacção entre a

corrente eléctrica nessa espira e a corrente eléctrica noutro condutor colocado nas suas imediações. Uma das configurações apresentadas, era a de uma bobina circular apoiada horizontalmente sobre uma prancha de madeira (fig. 4). Daí até à construção de potentes motores eléctricos foi um caminho muito curto que se percorreu. Como resultado destes estudos nasceu um novo mecanismo, do qual o Homem podia beneficiar para a realização de tarefas, onde o esforço de tracção era utilizado. Desde então a engenharia de

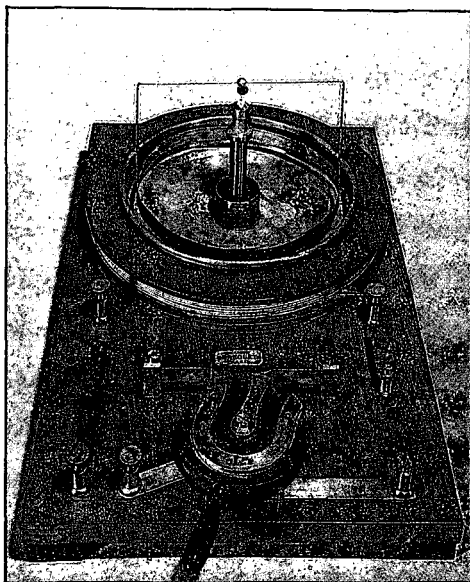


Fig. 4 — MESA DE AMPÈRE: «Quatro aparelhos de Ampère, para experiências sobre as correntes.» [21,0x29,8x51,2, em cobre, latão, bronze e madeira; MFUC: 473; 1878, 473]

máquinas passou a dispor de outros recursos, que têm permitido o vertiginoso progresso tecnológico. Este foi, sem dúvida, um momento da história do pensamento científico onde a capacidade de entendimento do comportamento da Natureza levou ao desenvolvimento tecnológico, que de forma decisiva transformou o modo de vida do Homem. É de realçar o facto de como instrumentos de concepção extraordinariamente simples puderam ter um desempenho tão importante para a história da humanidade, deixando marcos de referência na evolução do conhecimento. O comportamento dos ímãs já era conhecido desde há cerca de mil e quinhentos anos a.C., quando

na China a magnetite era utilizada para a orientação. Muito longo foi o percurso até que uma série de acontecimentos dessem origem a uma profunda revolução na forma de interpretar a Natureza, com as consequentes implicações que este acontecimento teve no desenvolvimento das civilizações. Os estudos experimentais no domínio do electromagnetismo, realizados nos primeiros anos do século XIX, deixaram abertos os caminhos para um profundo desenvolvimento do conhecimento científico e tecnológico.

As descobertas de Oersted, em 1819, e os trabalhos de Ampère, desenvolvidos nos anos vinte do século XIX, levaram ao aparecimento de um novo tipo de instrumentos de medida, os galvanómetros. Ainda no ano de 1820, Schweigger construiu uma armação rectangular de madeira, na qual enrolou um longo fio isolado e que recebeu a designação de multiplicador de Schweigger, com o qual descobriu a termoelectricidade. No interior desta bobina, colocou uma agulha magnética suspensa de um fio fino. Na ausência de corrente eléctrica a agulha orientava-se segundo a direcção do meridiano magnético terrestre. Quando passava corrente eléctrica no fio enrolado na armação, a agulha sofria um desvio angular, cuja amplitude seria dependente da intensidade da corrente. Para resolver a desvantagem da agulha se orientar sempre segundo a direcção do meridiano magnético na ausência da corrente, Nobili, no ano de 1826, concebeu um sistema astático. Este dispositivo era constituído por duas barras magnéticas cilíndricas, orientadas paralelamente entre si, mas com os seus polos magnéticos simetricamente orientados. O sistema estava construído de maneira a que uma das barras ficava localizada no interior do multiplicador, enquanto a outra se encontrava no exterior. O conjunto das duas barras, assim montadas, ficava sujeito a dois binários de forças simétricas quando não houvesse passagem de corrente no multiplicador, e evitava a torsão do fio.

Refira-se que a necessidade de obtenção de instrumentos com elevada precisão tornava necessário que se utilizassem agulhas magnéticas de pequenas dimensões, colocadas na zona central das bobinas. Este procedimento levaria,

no entanto, a uma maior imprecisão na leitura do ângulo de deflexão. No mesmo ano em que Nobili construiu este novo modelo de galvanómetro, Poggendorff instalou, num sistema por si construído, um pequeno espelho plano destinado a reflectir um feixe de luz relativamente fino. Através deste aparelho e com recurso a uma luneta, era possível medir o ângulo de torsão do fio de suspensão da barra ou agulha magnética, quando esta se encontrava sob a influência da corrente eléctrica do influenciador. O ângulo de deflexão era, então, medido através do ângulo de reflexão de um feixe de luz colimado que se fazia incidir sobre o espelho. O feixe de luz incidia, após a reflexão, sobre uma escala graduada, colocada a algumas dezenas de centímetros de distância do espelho.

Entre os anos de 1833 e 1846, Gauss e Weber desenvolveram sistemas bastante sensíveis à acção da corrente eléctrica, tendo criado um modelo de multiplicador de secção elíptica, no interior do qual se movia a barra magnética. Estes aparelhos, construídos com barras magnéticas de dimensões relativamente grandes, apresentavam a desvantagem de oscilar com períodos de oscilação elevados, e pequeno coeficiente de amortecimento, o que tornava as medidas muito demoradas. No ano de 1851, W. Thomson concebeu um sistema extraordinariamente sensível, que se apresentava vantajoso sobre os anteriores pelo facto do período de oscilação das peças móveis ser, comparativamente, bastante menor. O instrumento concebido por Thomson caracterizava-se por apresentar um amortecimento mais rápido. Este modelo de galvanómetro era constituído por três pequenas agulhas magnéticas, colocadas sob a acção do campo magnético criado por duas bobinas circulares (fig. 5). As agulhas eram mantidas suspensas por um fio de torsão, movendo-se solidariamente com um pequeno espelho plano. As pequenas dimensões e massas das agulhas faziam com que o período de oscilação, quando actuadas pela corrente eléctrica, fosse pequeno. O sistema podia assim atingir o repouso na nova posição de equilíbrio em pouco tempo. Para diminuir o efeito do campo magnético terrestre sobre a torsão no fio de suspensão das agulhas, Thomson utilizava uma

barra magnética ligeiramente encurvada. Esta barra era montada no tubo de latão, por onde passa o fio de suspensão das agulhas, podendo subir ou descer ao longo desse mesmo tubo. Por outro lado esta barra podia efectuar um movimento de rotação em torno de um eixo vertical, coincidente com a direcção definida pelo fio de suspensão. Desta forma, tornava-se possível orientá-la de modo a que o campo magnético

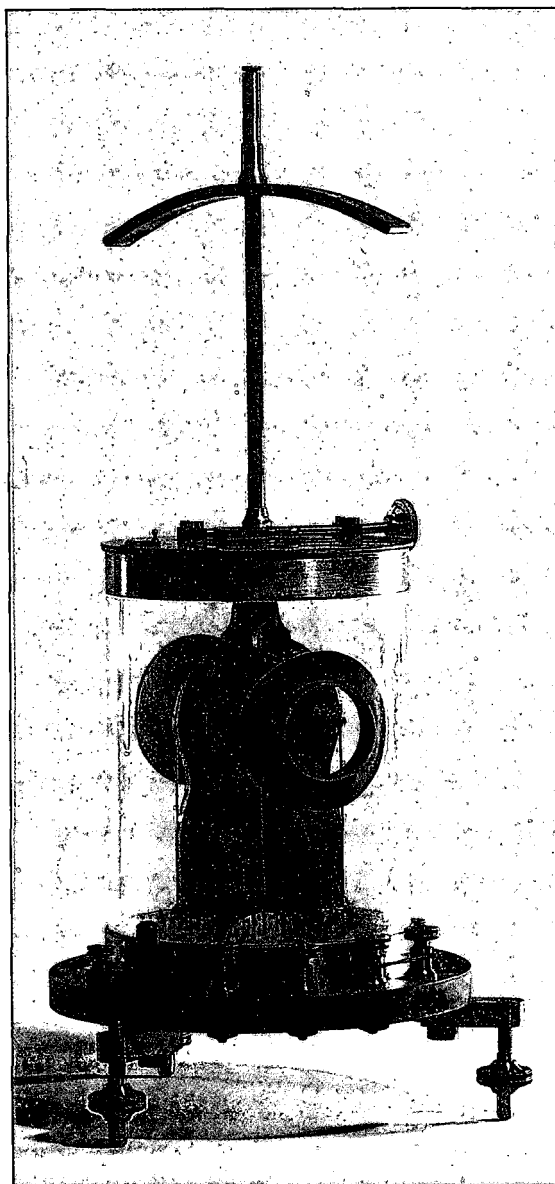


Fig. 5 — GALVANÓMETRO DE THOMSON: «Dois galvanómetros pequenos com campânula de vidro — um de fio fino, outro de fio grosso.»
[Data da aquisição: 1858]
[60,5x27,5, em aço, latão e ébano; MFUC: 424, 1878, 424]

fosse aproximadamente nulo na zona das agulhas, quando não houvesse passagem de corrente nas bobinas. O sistema utilizado por Thomson havia sido inicialmente introduzido por Melloni, em 1841. Este melhoramento traduziu-se num aumento significativo da sensibilidade dos instrumentos de medida.

Como já se fez notar, um dos inconvenientes dos instrumentos de medida era o longo tempo de oscilação da agulha magnética, quando submetida à acção do campo magnético criado pela corrente eléctrica que percorria o multiplicador. Com o objectivo de reduzir este efeito, G. Wiedemann, em 1853, concebeu um aparelho no qual a agulha magnética era encerrada no interior de uma esfera oca de cobre. Os desvios da agulha eram observados através de uma janela feita na coluna por onde passava o fio de suspensão da agulha. O galvanómetro de Wiedemann apresentava duas bobinas circulares montadas sobre um suporte deslizante, que permitia regular o posicionamento destas em relação à agulha magnética, permitindo um aumento de sensibilidade do aparelho. A agulha encontrava-se situada no centro do suporte onde deslizavam as bobinas.

Deprez, em 1880, e Arsonval, em 1881, conceberam um galvanómetro que apresentava um íman em forma de U, tendo entre os seus pólos um enrolamento de forma rectangular de fio de cobre, que constituía um quadro móvel. Este enrolamento era mantido suspenso, entre as regiões polares do íman, através de um fio de prata extremamente fino. Os contactos eléctricos entre os terminais do enrolamento e os terminais de ligação do galvanómetro eram feitos através deste fio de prata. O modelo de galvanómetro de Deprez-Arsonval também apresentava um espelho reflector de um feixe luminoso para a determinação do ângulo de deflexão. Este aparelho revelava-se insensível às variações ocasionais do campo magnético terrestre e ao efeito de outros ímans ou correntes eléctricas que se encontrassem nas imediações, já que a intensidade do campo magnético do íman utilizado permitia que estes efeitos pudessem ser desprezados.

Os instrumentos utilizados ao longo do século XIX para a determinação da intensidade

de corrente eléctrica baseavam-se na determinação das características do campo magnético criado por essas mesmas correntes. Dois métodos fundamentais devem ser realçados: 1.º) Os métodos electromagnéticos, onde o campo magnético criado pela corrente é comparado com o campo magnético terrestre; 2.º) Os métodos electrodinâmicos, baseados na interacção mútua entre dois condutores percorridos por uma corrente eléctrica.

Como exemplos dos métodos electromagnéticos temos a bússola de tangentes, proposto por Pouillet (1837) e utilizada pela primeira vez por W. Weber. Os instrumentos representativos desta família de aparelhos de medida eram constituídos por uma bobina circular, com algumas dezenas de centímetros de diâmetro, percorrida por uma corrente eléctrica de intensidade I , criadora de um campo magnético. Os primeiros modelos de bússolas de tangente apresentavam uma agulha magnética, relativamente longa, colocada de forma a que o seu ponto médio ficasse coincidente com o centro da bobina. A agulha era apoiada sobre um suporte pontiagudo, praticamente sem atrito, podendo efectuar um movimento de rotação livre em torno de um eixo vertical. A bobina deveria ser orientada paralelamente ao meridiano terrestre. Ao ser percorrida pela corrente eléctrica provocava um desvio angular sobre a agulha, que podia ser medido através de uma escala graduada colocada num plano horizontal, abaixo do plano da agulha. O ângulo Φ formado entre a agulha e o plano do meridiano obedecia à seguinte relação:

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{B_0}{B}$$

onde B_0 é a intensidade do campo magnético criado pela bobina, no seu centro, e B é a intensidade do campo magnético terrestre. O ângulo de desvio da agulha e a intensidade de corrente estão relacionados entre si pela igualdade:

$$I = C \operatorname{tg} \Phi$$

A constante C depende das dimensões da agulha e da posição desta relativamente à

bobina. Estudos teóricos, confirmados experimentalmente, mostraram que o valor de C era, com razoável aproximação, independente das dimensões da agulha magnética, se o centro desta estivesse localizado sobre o eixo da bobina, a uma distância $R/2$ do seu centro. Este facto levou Helmholtz e, independentemente, Gaugian a proporem um novo modelo de bússola de tangentes. Neste modelo a agulha magnética seria deslocada lateralmente, sobre o eixo da bobina, de uma distância $R/2$, relativamente ao seu centro. O novo instrumento de medida apresentava uma série de espiras enroladas sobre uma superfície em forma de tronco de cone, de altura igual a metade do raio da base (o ângulo de abertura do cone era de 126

dições o centro da agulha estaria a uma distância de $R/2$ relativamente ao centro de cada espira constituinte da bobina. A quase independência do ângulo de deflexão da agulha, em função das suas dimensões, comprovava a razoável uniformidade do campo magnético nesta região. Em face destes resultados um novo melhoramento foi introduzido por Helmholtz: aplicou à bússola de tangentes uma segunda bobina, sendo os seus eixos coincidentes e distanciadas entre si de forma a que o centro da agulha magnética ficasse a uma distância de $R/2$ de cada espira constituinte de ambas as bobinas. Os aspectos teóricos deste tipo de bússolas foram estudados por Bravis. Alguns modelos foram desenvolvidos por Mascart e construídos por J. Carpentier.

Maxwell e F. Newmann demonstraram que uma dependência do ângulo de deflexão em função de I poderia ser consideravelmente simplificada se fossem adicionadas à bússola de tangentes uma série de espiras complementares, convenientemente dispostas em planos contendo a agulha magnética. Todas estas modificações teriam por objectivo a uniformização do campo magnético na região onde seria colocada a agulha magnética. Como exemplo, cite-se um modelo de Mascart, construído por J. Carpentier, apresentando três bobinas. Duas destas bobinas tinham um diâmetro de $42,6$ cm e a terceira 57 cm, todas elas com um eixo comum. As duas bobinas de menores dimensões distanciavam-se entre si de $19,6$ cm, sendo a terceira colocada

à meia distância esférica, de centro coincidente com o centro da bobina média. As três bobinas estariam assentes sobre essa superfície esférica imaginária. Posteriormente, Riecke concebeu um modelo de instrumento que apresentava um enrolamento assente sobre a superfície de um elipsóide de revolução, no interior do qual era criado um campo completamente homogêneo.

Durante muito tempo a bússola de tangentes foi o instrumento único e fundamental para o estudo da corrente eléctrica. De entre vários modelos de instrumentos, o mais divulgado teria sido o de Siemens e Halske.

Os instrumentos baseados no método electrodinâmico recorriam à acção mútua entre duas correntes de intensidades I_1 e I_2 . Os primeiros modelos apresentavam um enrolamento fixo percorrido por uma das correntes, enquanto o outro enrolamento era suspenso de um fio muito fino. Ao observar-se a interacção entre as correntes eléctricas, a bobina suspensa ficaria sujeita a um binário, originando um momento de torção sobre o fio de suspensão, resultando deste facto um ângulo de deflexão para o conjunto suspenso.

O electrodinamómetro de W. Weber, utilizando nas suas investigações sobre as leis de Ampère, é considerado um protótipo de todos os electrodinamómetros. A bobina móvel encontrava-se suspensa, através de dois fios, no interior da bobina fixa. A corrente eléctrica percorria simultaneamente as duas bobinas, inicialmente com os seus enrolamentos em planos paralelos aos das espiras da bobina fixa. A corrente eléctrica percorria simultaneamente as duas bobinas, inicialmente com os seus enrolamentos em planos paralelos aos das espiras da bobina fixa. Devido à interacção entre as duas correntes, a bobina móvel efectuava um movimento de rotação, através da suspensão bifilar. A amplitude da deflexão era medida recorrendo-se a um pequeno espelho plano solidário com a bobina móvel. O electrodinamómetro de F. Kohlrausch era idêntico ao de Weber, apresentando apenas um fio de suspensão do elemento móvel.

A necessidade do conhecimento do coeficiente de indução mútua das correntes que percorriam cada um dos elementos, levou O. Frolich a propôr um modelo de electrodinamómetro

esférico. Maxwell havia demonstrado que no interior de um enrolamento de fio perfeitamente esférico, percorrido por uma corrente eléctrica, era criado um campo magnético uniforme em toda a sua extensão. Uma bobina esférica suspensa no interior de uma de maiores dimensões, com os seus eixos perpendiculares, ambas percorridas por correntes com a mesma intensidade, fica sujeita a um binário proporcional ao seno do ângulo de deflexão. Se a suspensão for bifilar, o quadrado da intensidade de corrente que percorre simultaneamente as duas bobinas, é proporcional à tangente do ângulo de deflexão do elemento móvel. Se um electrodinómetro baseado neste modelo teórico é simples na sua concepção, é, no entanto, muito complexo na sua execução.

Um modelo de electrodinómetro proposto por Pellat e construído por J. Carpentier, em 1886, era constituído por duas bobinas cilíndricas percorridas pela mesma corrente eléctrica. As dimensões destes elementos do electrodinómetro eram diferentes entre si. Os eixos das duas bobinas estavam dispostos perpendicularmente entre si, estando a bobina de menores dimensões colocada no interior do cilindro maior e localizada no extremo do braço de uma balança. Na outra extremidade do braço da balança encontrava-se suspenso um prato, destinado a colocarem-se pesos conhecidos para o equilíbrio do electrodinómetro. Nestas condições a bobina pequena ficaria localizada numa região onde o campo magnético poderia, com boa aproximação, ser considerado uniforme. Havendo passagem de corrente eléctrica no aparelho, o eixo da bobina de menores dimensões desviava-se da vertical. A amplitude deste desvio permitia a determinação da intensidade de corrente. Pellat demonstrou que o valor da intensidade de corrente que percorre as duas bobinas poderia ser determinado desde que se conhecesse a massa m dos corpos colocados no prato da balança, por forma a obter-se a reorientação vertical do eixo da bobina móvel. A relação entre estas duas grandezas está expressa na seguinte igualdade:

$$I = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{L}{nn'(L-a)}} \sqrt{mg} = A \sqrt{mg}$$

onde n e n' eram, respectivamente, o número de espiras por unidade de comprimento das bobinas grande e pequena, sendo r o raio de curvatura desta última. A distância entre o ponto de apoio do prato da balança e o seu fulcro é L . O valor $(L-a)$ é um factor de correcção proposto por Pellat, tendo em atenção que nos seus cálculos considerou o campo magnético criado por um selenóide de comprimento infinito. A determinação dos valores de que dependiam a constante A foi feita pelo «Bureau International de Poids et Mesures». Um desenvolvimento deste tipo de electrodinómetro foi construído para o Physikalisch-Technische Reichsanstalt de Charlottenburg, sob a orientação de Helmholtz.

BIBLIOGRAFIA

- AMPÈRE, André-Marie — «Experiences relatives à de nouveaux phénomènes électrodynamiques» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XX, p. 60, Paris, Chez Crochard Libraire, 1822.
- AMPÈRE, André-Marie — «Extrait d'un mémoire sur les phénomènes électro-dynamiques (communiqué à l'Académie Royale des Sciences le 22 Decembre, 1823)» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVI, pp. 134, 246, Paris, Chez Crochard Libraire, 1824.
- AMPÈRE, André-Marie — «Mémoire sur la détermination de la formule qui représente l'action mutuelle de deux portions infiniment petits de conducteurs voltaïques» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XX, p. 398, Paris, Chez Crochard Libraire, 1822.
- AMPÈRE, André-Marie — «Mémoire sur une nouvelle expérience électro-dynamique, sur son application à la formule qui représente l'action mutuelle de deux éléments de conducteurs voltaïques et sur de nouvelles conséquences déduites de cette formule» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXIX, p. 381, t. XXX, p. 29, Paris, Chez Crochard Libraire, 1825.
- AMPÈRE, André-Marie — «Note sur un appareil à l'aide duquel on peut vérifier toutes les propriétés des conducteurs de l'électricité voltaïque découvertes» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XVIII, p. 88, 313 Paris, Chez Cloitre Libraire, 1821.
- AMPÈRE, André-Marie — «Suite du mémoire sur l'action mutuelle entre deux courants électriques, entre un courant électrique et un aimant ou le globe terrestre, et entre deux aimants» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XV, p. 170, Paris, Chez Crochard Libraire, 1820.
- CHWOLSON, O. D. — *Traité de Physique*, Paris Libraire Scientifique A. Hermann et Fils, 1973.
- DASGUIN, Pierre-Adolphe — *Traité élémentaire de physique théorique et expérimentale*, Paris, Librairie Ch. Delagrave/P. Privat Librairie, 1878.

- FARADAY, Michael — «Sur les mouvemens électro-magnétiques et la théorie du magnétisme» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XVIII, p. 337, Paris, Chez Crochard Librairie, 1821.
- FARADAY, Michael — *Experimental researches in electricity*, Londres, Bernard Quaritch, 1839.
- JAMIN, Jules-Célestin — *Cours de physique de l'École Polytechnique*, Paris, Mallet-Bachelier, 1863, 2.^e ed.
- OERSTED, H. Christian — «Expérience électro-magnétique» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXII, p. 201, Paris, Chez Crochard Librairie, 1823.
- OERSTED, H. Christian — «Expériences sur l'aiguille aimantée» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XIV, p. 417, Paris, Chez Crochard Librairie, 1820.
- OERSTED, H. Christian — «Sur le multiplicateur électromagnétique de M. Schweigger, et sur quelques applications qu'on en a faites» in *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXII, p. 358, Paris, Chez Crochard Librairie, 1823.
- OHM, George Simon — *The Galvanic Circuit Investigated Mathematically*, Berlin 1827, traduzido por William Francis, New York, D Van Nostrand Company, 1891, Kraus Reprint CO., New York 1969.
- SOSA, Jacinto António de — *Gabinete de Physica da Faculdade de Philosophia na Universidade de Coimbra*, Coimbra, Imprensa da Universidade, 1878.
- WILLIAMS, L. Pearce — *Michael Faraday*, Londres, Chapman and Hall, 1965.
- WILLIAMS, L. Pearce — «André-Marie Ampère» in *Scientific American*, vol. 260, n.º 2, pp. 82-89, Fevereiro 1989.

MANUSCRITO

- FREIRE, José Homem de Figueiredo — *Catálogo dos instrumentos com que tem sido aumentado o Gabinete de Physica da Universidade desde o ano de 1792 até o presente de 1824*, 1 vol. (sem cota).
- JARDIM, Manuel dos Santos Pereira.
- CARVALHO, Joaquim Augusto Simões de — *Catálogo das máquinas aparelhos e utensílios pertencentes ao Gabinete de Physica da Universidade de Coimbra, feitos pelos Doutores Manuel dos Santos Pereira Jardim e Joaquim Augusto Simões de Carvalho, sob a inspecção do lente cathedrático da cadeira de Physica António Sanches Goulão*, 1851, 1 vol. (sem cota)

Nota: Os instrumentos dos quais se apresentam as fotografias pertencem à colecção de instrumentos do Museu de Física da Universidade de Coimbra. Nas legendas são indicadas as dimensões do instrumento em cm; o material de que é constituído; o número de inventário (MFUC: —); a primeira referência em catálogos do século XIX, com a sua designação e número de inventário mais antigo.

Fotografias: José Pessoa — Arquivo Nacional de Fotografia.

INTERNATIONAL CONFERENCE ON PHYSICS EDUCATION

Light and Information

Univ. Minho, Braga, 16-21 July 1993

Sponsorship

- GIREP — International Group for the
Advancement of Physics Teaching
- IUPAP — International Union of Pure and
Applied Physics
- EPS — European Physical Society
- SPF — Sociedade Portuguesa de Física

Scope of the Conference

The Conference deals with light interaction with matter and its use for the transport and processing of information. It will be specially addressed to physics teachers and specialists in physics education.

Topics (Preliminar)

- Historical Development of Concepts in Optics
- Fundamental Aspects of Photosynthesis
- Light and Communication
- Optical Devices
- Artificial Vision
- Optics Teaching
- Light and Vision

Organization

Prof. L. Chainho Pereira (chairman)
Universidade do Minho
4719 Braga Codex
Tel. 053-612234
Fax 053-616936

Registration

A pre-registration form is attached and should be filled in and returned by August, 31st, to the Local Committee.
The 2nd Circular will be mailed to all those who have pre-registered, in the very near future.

Como se fazem e para que servem os aceleradores de partículas?

RUI ALVES PIRES e RUI DILÃO

(Departamento de Física do Instituto Superior Técnico)

1. Introdução

Os aceleradores são instrumentos experimentais desenvolvidos com a finalidade de acumular e acelerar controladamente feixes de partículas carregadas. Estes feixes podem então ser utilizados em experiências de física das altas energias para o estudo da estrutura interna do núcleo atómico e das interações entre partículas elementares, ou como fonte de radiação de sincrotrão.

Nestas máquinas, introduzem-se partículas carregadas, electrões ou prótons, produzidas externamente por uma fonte, sendo depois aceleradas até atingirem grandes velocidades, nalguns casos muito próximas da velocidade da luz. Alcançada a velocidade máxima para a qual o acelerador foi construído pode-se, por exemplo, forçar a colisão com um alvo ou favorecer a colisão frontal de partícula contra partícula.

Para além do interesse em estudar a estrutura interna da matéria, cedo se percebeu que os aceleradores poderiam ser usados para a produção de feixes muito colimados de radiação visível, X e γ com frequências na banda dos 10^{16} a 10^{19} Hertz. Recentemente, entraram em funcionamento pequenos aceleradores para a produção de feixes muito colimados de luz (radiação de sincrotrão) com fins industriais e hospitalares.

Os primeiros aceleradores foram construídos por volta de 1928 por Van der Graaf, Cockroft e Walton e baseavam-se num princípio de aceleração electrostática. Eram máquinas para produzir feixes de partículas de baixa energia e que serviram para a produção artificial de reacções nucleares, como por exemplo, a cisão do átomo de Lítio-7 em

duas partículas α devido à colisão de um próton ($p + Li^7 \rightarrow \alpha + \alpha + \text{Energia Cinética de } 17 \text{ MeV}$). Estes aceleradores, em funcionamento em alguns laboratórios, são utilizados essencialmente como máquinas de pré-aceleração associadas a aceleradores maiores e mais eficientes.

Depois do aparecimento dos primeiros aceleradores electrostáticos foram surgindo novas máquinas, baseadas em princípios físicos bem conhecidos e correspondendo a avanços tecnológicos importantes. Foi a geração dos ciclotrões e dos betatrões. Com estas máquinas foram-se desenvolvendo as tecnologias dos grandes electroímans e das cavidades de radiofrequência; começou o desenvolvimento de sistemas de ultra-vácuo e o aperfeiçoamento de sistemas de medição de grande precisão (quadro 1).

Famílias de Aceleradores de Partículas

| | | |
|---|--|----------------------|
| Aceleradores lineares (1928) | Aceleradores electrostáticos de Van der Graaf e Cockroft-Walton. Aceleradores ressonantes de Wideroe e Lawrence-Sloan. | Baixas energias |
| Ciclotrão (1931) (Lawrence) | Aceleração por campo eléctrico variável. Partículas guiadas por campos magnéticos. | |
| Betrão (1940) (Kerst) | Partículas guiadas e aceleradas por campos magnéticos variáveis. | Energias intermédias |
| Sincrotrão (1944 ...) (Veksler e McMillan) | Aceleração por campos eléctricos variáveis; cavidades de radiofrequência. Partículas guiadas por campos magnéticos dipolares. Focagem forte: pares de quadrupolos e de sextupolos de gradiente alternado (1954). | |
| Grandes Aceleradores Lineares (1987 ...) | | Altas energias |
| Aceleradores Circulares Gigantes (1989 ...) | | |
| Máquinas de Luz Sincrotrão (anos 80) | | |

Quadro 1

Nos finais da década de 50 apareceram os primeiros grandes aceleradores, os sincrotrões, capazes de acelerar partículas a velocidades muito próximas da velocidade da luz. No quadro 2 apresenta-se uma lista de grandes aceleradores sincrotrões com alguns dos parâmetros característicos mais relevantes.

Grandes Sincrotrões

| Máquina | Partículas | Energia (GeV) | Luminosidade (cm ⁻² s ⁻¹) | Circumf. (km) | Ano de funcion. | País Laboratório |
|------------|--|-----------------------|--|----------------|-----------------|------------------|
| CERN PS | p, \bar{p} , e ⁻ , e ⁺ , D, O, S | 26 (p) | --- | 0,628 | 1959 | Europa CERN |
| AGS | p | 33 | --- | 0,807 | 1960 | EUA Brookhaven |
| U-10 | p | 9,3 | --- | 0,251 | 1961 | URSS Moscovo |
| IHEP PS | p | 70 | --- | 1,48 | 1967 | URSS Serpukhov |
| SPEAR** | e ⁻ e ⁺ | 4 x 4 a 7,6 x 7,6 | 10 ²⁶ -10 ³¹ | 0,234 | 1972 | EUA Stanford |
| ISR | pp, p \bar{p} , ep, $\alpha\alpha$, αD , pD | 11 x 11 a 31 x 31 | 10 ²⁶ | 0,960 | 1973-83 | Europa CERN |
| DORIS | e ⁻ e ⁺ | 4x4 | 10 ²⁶ | 2,304 | 1974 | RFA Hamburgo |
| PETRA | e ⁻ e ⁺ | 19 x 19 | 10 ²⁶ | 2,3 | 1978 | RFA Hamburgo |
| SATURNE II | H ⁺ , D ⁺ , He ⁺ | 2,55 | --- | 0,105 | 1978 | França Saclay |
| SPS*** | p \bar{p} | 270 x 270 (450 x 450) | 10 ²⁶ | 5,9 | 1981 (1985) | Europa CERN |
| TEVATRON | p \bar{p} | 800 x 800 | 10 ²⁶ | 6,3 | 1985 | EUA Fermilab |
| TRISTAN | e ⁻ e ⁺ | 32 x 32 | 8 x 10 ³¹ | | 1986 | Japão KEK |
| SLC | e ⁻ e ⁺ | 50 x 50 | 6 x 10 ³⁰ | (Linear) 3,226 | 1987 | EUA Stanford |
| LEP | e ⁻ e ⁺ | 50 x 50 | 10 ³¹ | 26,7 | 1989 | Europa CERN |
| HERA | e ⁻ p | 30 x 820 (314 c.m.) | 10 ³¹ | 6,34 | 1991 | RFA Hamburgo |
| UNK | p | 400 | --- | | Em Projecto | URSS |
| LHC | pp | 7.700 x 7.700 | 10 ³⁴ | 26,7 | Em Projecto | Europa CERN |
| SSC | pp, p \bar{p} | 40.000 x 40.000 | 10 ³⁴ | 84 | Em Projecto | EUA Texas |

* O número de interações por segundo numa colisão frontal de dois feixes de partículas é proporcional à luminosidade. Por outro lado, a luminosidade é proporcional ao produto dos números de partículas em cada feixe, a dividir pela dimensão plana dos feixes.

** Tingt (em simultâneo com Richter, BNL) recebe o Nobel pela descoberta do J/ Ψ .

*** Rubia e van der Meer recebem o Nobel pela descoberta do Z⁰ e do W.

Quadro 2

A construção dos aceleradores sincrotrões é baseada em princípios físicos muito simples que se podem resumir às funções de confinar, acelerar e focar os feixes de partículas. Nos parágrafos seguintes vamos analisar brevemente os vários princípios físicos de uma máquina deste tipo, até chegarmos aos planos de um pequeno acelerador. Vamos começar pela des-

crição da relação entre massa e energia, descoberta por Einstein, indispensável na obtenção das dimensões das grandes máquinas.

Os dois últimos parágrafos destas notas são dedicados ao mecanismo de produção de feixes de radiação de sincrotrão e às suas aplicações tecnológicas.

2. Como chegar próximo da velocidade da luz

A teoria da relatividade restrita de Einstein é a consequência do facto experimental de que a velocidade da luz no vazio não depende do estado de movimento da fonte emissora. Assim, é possível mostrar que a velocidade da luz é a velocidade limite de todas as velocidades observadas no universo. Nos aceleradores, a velocidade das partículas é muito próxima da velocidade da luz no vazio, sendo portanto, a física dos aceleradores, uma teoria relativista.

Uma das consequências da teoria da relatividade restrita é de que a inércia de uma partícula depende do seu conteúdo energético. Isto é expresso pela fórmula de Einstein que relaciona a massa de uma partícula com a sua energia de repouso através da fórmula,

$$E_{\text{repouso}} = mc^2 \quad (1)$$

em que c é a velocidade da luz no vazio ($c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$). É possível mostrar ainda que a energia total de uma partícula livre é

$$E_T^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} m^2 c^2 v^2 + m^2 c^4 \quad (2)$$

e portanto, para alcançar a velocidade da luz, uma partícula teria que adquirir uma energia infinita.

Da fórmula (1) para a energia de repouso de uma partícula conclui-se que massa e energia diferem por um factor multiplicativo $- c^2 -$ cujo valor numérico não depende do referencial de observação. Assim, é equivalente

Como se fazem e para que servem os aceleradores de partículas?

RUI ALVES PIRES e RUI DILÃO

(Departamento de Física do Instituto Superior Técnico)

1. Introdução

Os aceleradores são instrumentos experimentais desenvolvidos com a finalidade de acumular e acelerar controladamente feixes de partículas carregadas. Estes feixes podem então ser utilizados em experiências de física das altas energias para o estudo da estrutura interna do núcleo atómico e das interacções entre partículas elementares, ou como fonte de radiação de sincrotrão.

Nestas máquinas, introduzem-se partículas carregadas, electrões ou prótons, produzidas externamente por uma fonte, sendo depois aceleradas até atingirem grandes velocidades, nalguns casos muito próximas da velocidade da luz. Alcançada a velocidade máxima para a qual o acelerador foi construído pode-se, por exemplo, forçar a colisão com um alvo ou favorecer a colisão frontal de partícula contra partícula.

Para além do interesse em estudar a estrutura interna da matéria, cedo se percebeu que os aceleradores poderiam ser usados para a produção de feixes muito colimados de radiação visível, X e γ com frequências na banda dos 10^{16} a 10^{19} Hertz. Recentemente, entraram em funcionamento pequenos aceleradores para a produção de feixes muito colimados de luz (radiação de sincrotrão) com fins industriais e hospitalares.

Os primeiros aceleradores foram construídos por volta de 1928 por Van der Graaf, Cockroft e Walton e baseavam-se num princípio de aceleração electrostática. Eram máquinas para produzir feixes de partículas de baixa energia e que serviram para a produção artificial de reacções nucleares, como por exemplo, a cisão do átomo de Lítio-7 em

duas partículas α devido à colisão de um próton ($p + Li^7 \rightarrow \alpha + \alpha + \text{Energia Cinética de } 17 \text{ MeV}$). Estes aceleradores, em funcionamento em alguns laboratórios, são utilizados essencialmente como máquinas de pré-aceleração associadas a aceleradores maiores e mais eficientes.

Depois do aparecimento dos primeiros aceleradores electrostáticos foram surgindo novas máquinas, baseadas em princípios físicos bem conhecidos e correspondendo a avanços tecnológicos importantes. Foi a geração dos ciclotrões e dos betatrões. Com estas máquinas foram-se desenvolvendo as tecnologias dos grandes electroímans e das cavidades de radiofrequência; começou o desenvolvimento de sistemas de ultra-vácuo e o aperfeiçoamento de sistemas de medição de grande precisão (quadro 1).

Famílias de Aceleradores de Partículas

| | | |
|---|--|----------------------|
| Aceleradores lineares (1928) | <ul style="list-style-type: none"> Accleradores electrostáticos de Van der Graaf e Cockroft-Walton. Accleradores ressonantes de Wideroe e Lawrence-Sloan. | Baixas energias |
| Ciclotrão (1931) (Lawrence) | <ul style="list-style-type: none"> Acclerção por campo eléctrico variável. Partículas guiadas por campos magnéticos. | Energias intermédias |
| Betrão (1940) (Kerst) | <ul style="list-style-type: none"> Partículas guiadas e accleradas por campos magnéticos variáveis. | Energias intermédias |
| Sincrotrão (1944 ...) (Veksler e McMillan) | <ul style="list-style-type: none"> Acclerção por campos eléctricos variáveis; cavidades de radiofrequência. Partículas guiadas por campos magnéticos dipolares. Focagem forte: pares de quadrupolos e de sextupolos de gradiente alternado (1954). | Altas energias |
| Grandes Aceleradores Lineares (1987 ...) | | |
| Aceleradores Circulares Gigantes (1989 ...) | | |
| Máquinas de Luz Sincrotrão (anos 80) | | |

Quadro 1

Nos finais da década de 50 apareceram os primeiros grandes aceleradores, os sincrotrões, capazes de acelerar partículas a velocidades muito próximas da velocidade da luz. No quadro 2 apresenta-se uma lista de grandes aceleradores sincrotrões com alguns dos parâmetros característicos mais relevantes.

Grandes Sincrotrões

| Máquina | Partículas | Energia (GeV) | Luminosidade* (cm ⁻² s ⁻¹) | Círcumf. (km) | Ano de funcion. | País Laboratório |
|------------|---|-----------------------|---|----------------|-----------------|-------------------------|
| CERN PS | p, p̄, e ⁺ , e ⁻ , α, D, O, S | 26 (p) | --- | 0,626 | 1959 | Europa CERN |
| AGS | p | 33 | --- | 0,807 | 1960 | EUA Brookhaven |
| U-10 | p | 9,3 | --- | 0,251 | 1961 | URSS Moscovo |
| IHEP PS | p | 70 | --- | 1,48 | 1967 | URSS Serpukhov |
| SPEAR** | e ⁺ e ⁻ | 4 x 4 a 7,6 x 7,6 | 10 ²⁸ -10 ³¹ | 0,234 | 1972 | EUA Stanford |
| ISR | pp, p̄p, ep, eα, αD, pD | 11 x 11 a 31 x 31 | 10 ²⁷ | 0,960 | 1973-83 | Europa CERN |
| DORIS | e ⁺ e ⁻ | 4x4 | 10 ²⁷ | 2,304 | 1974 | RFA Hamburgo |
| PETRA | e ⁺ e ⁻ | 19 x 19 | 10 ²⁸ | 2,3 | 1978 | RFA Hamburgo |
| SATURNE II | H ⁺ , D ⁺ , He ⁺ | 2,55 | --- | 0,105 | 1978 | Franga Saclay |
| SPS*** | p̄p | 270 x 270 (450 x 450) | 10 ²⁸ | 6,9 | 1981 (1985) | Europa CERN |
| TEVATRON | p̄p | 900 x 900 | 10 ²⁸ | 6,3 | 1985 | EUA Fermilab |
| TRISTAN | e ⁺ e ⁻ | 32 x 32 | 8 x 10 ³¹ | | 1986 | Japão KEK |
| SLC | e ⁺ e ⁻ | 50 x 50 | 6 x 10 ³⁰ | (Linear) 3,226 | 1987 | EUA Stanford |
| LEP | e ⁺ e ⁻ | 50 x 50 | 10 ³¹ | 26,7 | 1989 | Europa CERN |
| HERA | e ⁺ p | 30 x 820 (314 c.m.) | 10 ³¹ | 6,34 | 1991 | RFA Hamburgo |
| UNK | p | 400 | --- | | | Em Projecto URSS |
| LHC | pp | 7.700 x 7.700 | 10 ³⁴ | 26,7 | | Em Projecto Europa CERN |
| SSC | pp, p̄p | 40.000 x 40.000 | 10 ³² | 84 | | Em Projecto EUA Texas |

* O número de interações por segundo numa colisão frontal de dois feixes de partículas é proporcional à luminosidade. Por outro lado, a luminosidade é proporcional ao produto dos números de partículas em cada feixe, a dividir pela dimensão plana dos feixes.

** Tingt (em simultâneo com Richter, BNL) recebe o Nobel pela descoberta do J/ψ.

*** Rubia e van der Meer recebem o Nobel pela descoberta do Z⁰ e do W.

Quadro 2

A construção dos aceleradores sincrotrões é baseada em princípios físicos muito simples que se podem resumir às funções de confinar, acelerar e focar os feixes de partículas. Nos parágrafos seguintes vamos analisar brevemente os vários princípios físicos de uma máquina deste tipo, até chegarmos aos planos de um pequeno acelerador. Vamos começar pela des-

crição da relação entre massa e energia, descoberta por Einstein, indispensável na obtenção das dimensões das grandes máquinas.

Os dois últimos parágrafos destas notas são dedicados ao mecanismo de produção de feixes de radiação de sincrotrão e às suas aplicações tecnológicas.

2. Como chegar próximo da velocidade da luz

A teoria da relatividade restrita de Einstein é a consequência do facto experimental de que a velocidade da luz no vazio não depende do estado de movimento da fonte emissora. Assim, é possível mostrar que a velocidade da luz é a velocidade limite de todas as velocidades observadas no universo. Nos aceleradores, a velocidade das partículas é muito próxima da velocidade da luz no vazio, sendo portanto, a física dos aceleradores, uma teoria relativista.

Uma das consequências da teoria da relatividade restrita é de que a inércia de uma partícula depende do seu conteúdo energético. Isto é expresso pela fórmula de Einstein que relaciona a massa de uma partícula com a sua energia de repouso através da fórmula,

$$E_{\text{repouso}} = mc^2 \quad (1)$$

em que c é a velocidade da luz no vazio ($c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$). É possível mostrar ainda que a energia total de uma partícula livre é

$$E_T^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} m^2 c^2 v^2 + m^2 c^4 \quad (2)$$

e portanto, para alcançar a velocidade da luz, uma partícula teria que adquirir uma energia infinita.

Da fórmula (1) para a energia de repouso de uma partícula conclui-se que massa e energia diferem por um factor multiplicativo $- c^2 -$ cujo valor numérico não depende do referencial de observação. Assim, é equivalente

dizer que a massa de uma partícula, por exemplo do electrão, é de

$$511 \text{ keV}/c^2 \text{ (kilo electrão Volt}/c^2)$$

ou que a sua energia de repouso é de

$$511 \text{ keV}$$

em que 1 electrão Volt é a energia adquirida por um electrão ao atravessar a diferença de potencial de 1 Volt. (*).

As unidades de energia e massa convertem-se facilmente através da relação $1 \text{ eV} = 1,60219 \times 10^{-19} \text{ Joule}$. Assim,

$$\frac{1 \text{ eV}}{c^2} = \frac{1,60219 \times 10^{-19} \text{ Joule}}{c^2 \cdot 9 \times 10^{16} \text{ m}^2\text{s}^{-2}} =$$

$$= 1,7802 \times 10^{-36} \text{ kg}$$

ou seja,

$$\text{electrão: } 511 \text{ keV}/c^2 = 9,097 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\text{protão: } 938 \text{ MeV}/c^2 = 1,670 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Para velocidades muito próximas da velocidade da luz, a energia total E_T é muito maior que a energia de repouso $E_{\text{repouso}} = mc^2$ e portanto, desprezando o segundo termo do segundo membro da expressão (2), tem-se que,

$$E_T \approx \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} mvc = pc$$

em que p é o momento linear da partícula. Assim, a muito altas energias, o valor numérico do momento linear a dividir pela velocidade da luz é igual ao valor numérico da energia.

Vejamos agora alguns exemplos do cálculo de energias e velocidades. Um electrão com a energia total de 511 keV tem, por (2), veloci-

dade nula. Para um electrão com a energia de 1000 keV = 1 MeV tem-se

$$(1000 [\text{keV}])^2 = (511 [\text{keV}])^2 \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{v^2}{c^2} +$$

$$+ (511 [\text{keV}])^2$$

e a sua velocidade é de

$$v = 0,859 c = 2,577 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

ou seja, o electrão viaja a 86% da velocidade da luz. Por um cálculo análogo, um electrão com a energia total de 10 MeV viaja à velocidade de $v = 0,9987c$.

Podemos agora analisar um pouco melhor os números do quadro 2 que caracterizam os aceleradores em energia. Fixemo-nos, por exemplo, no LEP. Esta máquina acelera electrões até à energia de $50 \text{ GeV} = 50 \times 1000 \text{ MeV} = 5 \times 10^7 \text{ keV}$. Ou seja, fazendo as contas, acelera electrões até atingirem a velocidade $v = 0,999999998c$, que é muito próximo da velocidade da luz no vazio. Para o SPS, que acelera protões até atingirem a energia de 450 GeV , a velocidade final das partículas é de $v = 0,9999978c$. A máquina de protões CERN PS acelera até se atingir a velocidade $v = 0,9993c$, a que corresponde a energia de 26 GeV .

Destes números conclui-se que, quando as velocidades são próximas da velocidade da luz, é muito difícil acelerar uma partícula carregada e com massa. No caso dos aceleradores de protões SPS e CERN PS, um aumento de energia de 1630% corresponde a um aumento na velocidade de apenas 0,07%. Assim, quanto mais nos aproximamos da velocidade da luz, mais difícil é acelerar uma partícula.

A necessidade experimental de atingir velocidades muito, muito próximas da velocidade da luz foi suscitada pela análise da

(*) Usam-se as abreviaturas k , M e G para as palavras kilo, mega e giga, respectivamente.

estrutura interna de algumas partículas, pois só assim se torna possível *forçar* nas colisões, interações a distâncias muito pequenas e durante intervalos de tempo grandes. É assim necessário chegar tão próximo quanto possível da velocidade máxima observada no Universo — a velocidade da luz.

Nos aceleradores de partículas, está-se mais uma vez a verificar experimentalmente os princípios da teoria da relatividade restrita que podem parecer pouco naturais quando comparados com a observação quotidiana, onde as velocidades com que lidamos são muito inferiores à da luz.

3. Como se faz um acelerador

Os princípios físicos para a construção dos aceleradores do tipo sincrotrão são muito simples e têm a finalidade de confinar, acelerar e focar os feixes de partículas. Nos parágrafos seguintes vamos descrever as três fases da construção de um acelerador do tipo sincrotrão.

3.1. Confinamento

Uma partícula carregada de carga q sob a acção de um campo magnético constante tem uma trajectória circular inscrita no plano perpendicular às linhas de campo, figura 1. O raio da trajectória é proporcional à energia e inversamente proporcional à intensidade do campo magnético:

$$r [m] = \frac{mv}{qB} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} [SI] = \frac{E [GeV]}{B [Tesla]} \quad (3)$$

(r = raio de ciclotrão)

em que E é a energia total da partícula e B é a intensidade do fluxo do campo magnético de confinamento. (Os parêntesis rectos na fórmula (3) indicam o sistema de unidades em que os cálculos são efectuados e a abreviatura SI

significa que a expressão é calculada no sistema internacional de unidades).

Para confinar uma partícula carregada numa certa região do espaço basta mantê-la sob a acção de um campo magnético constante em que o raio da trajectória circular da partícula é dado pela expressão (3) — raio de ciclotrão. Este campo de confinamento pode ser obtido entre os polos paralelos de um electroímã (dipolo).

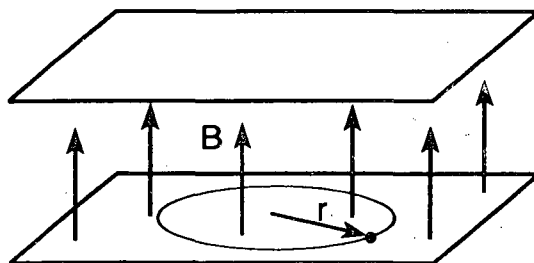


Figura 1 — Trajectória circular de uma partícula carregada sob a acção de um campo magnético de fluxo constante B . A trajectória circular situa-se no plano perpendicular às linhas de força do campo e o raio da órbita ou raio de ciclotrão é dado pela fórmula (3) do texto.

Aumentando simultaneamente a energia cinética das partículas e a intensidade do fluxo magnético B , pode-se manter constante o raio de circulação r . Assim, é possível obter, em regiões limitadas do espaço, partículas com velocidades arbitrariamente próximas da velocidade da luz, enquanto for possível aumentar simultaneamente a energia cinética E e o campo magnético B .

Nos aceleradores sincrotrões, o electroímã — dipolo — que produz o campo magnético de confinamento é constituído por vários electroímãs mais pequenos em forma de semi-coroa circular que, justapostos, formam uma coroa circular fechada de raio r . Na figura 2a) está representado um electroímã em forma de coroa circular, e que produz um campo magnético vertical de fluxo constante. Neste exemplo, o grande electroímã de raio r é constituído por seis pequenos electroímãs de comprimentos iguais. Como é necessário intro-

duzir equipamento ao longo da trajectória circular das partículas, por exemplo, para as acelerar, deslocam-se radialmente os electroímans para uma distância R , figura 2b). À distância $R > r$ os electroímans são ligados por tubos ocos — câmaras de vácuo. No interior dos pequenos electroímans as partículas têm uma trajectória curvilínea inscrita num arco de circunferência de raio igual ao raio de ciclotrão r . Nas secções rectas a trajectória das partículas é rectilínea.

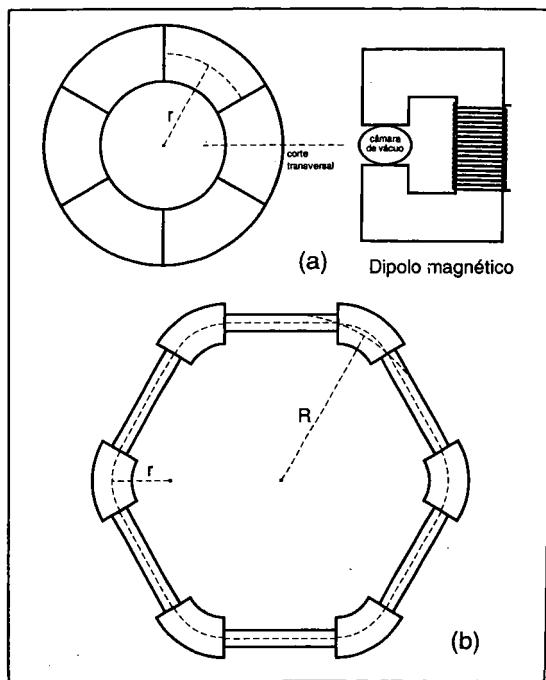


Figura 2 — (a) Electroímán em forma de coroa circular e de raio de curvatura igual ao raio de ciclotrão r . As partículas carregadas são confinadas pelo campo magnético produzido entre os pólos do electroímán.

(b) O electroímán em forma de coroa circular foi seleccionado em seis electroímans mais pequenos que são afastados radialmente para uma distância média R . Os pequenos electroímans são ligados por tubos ocos — câmaras de vácuo — por onde circulam as partículas ao longo da órbita de referência, indicada a tracejado na figura.

O raio médio de um acelerador (R) é agora bastante maior que o raio de ciclotrão (r) pois é necessário afastar os electroímans mais pequenos para a introdução de outro equipamento, figura 2. Por exemplo, o raio

médio do SPS é de 1100 m enquanto que o seu raio de ciclotrão é de 225 m , para campos magnéticos nos dipolos de 2 Tesla e protões com a energia de 450 GeV . No acelerador HERA, em que se utilizam magnetos supercondutores, o campo dos dipolos atinge os $4,7\text{ Tesla}$ e, para aproximadamente a mesma circunferência que o SPS, atinge-se o dobro da energia.

A estrutura de base de um acelerador sincrotrão é a indicada na figura 2b), em que as secções rectas são usadas para a introdução de outro equipamento como sejam bombas de vácuo, estruturas de aceleração (cavidades de radiofrequência), magnetos de focagem, detectores, etc..

Nos grandes aceleradores o número de magnetos que justapostos formam uma coroa circular pode ser muito grande. O SPS tem 744 magnetos dipolares, cada um com $6,26\text{ metro}$ de comprimento, correspondendo a um ângulo de deflexão de $0,48\text{ grau}$ por magneto. No LHC (em projecto), utilizam-se 1760 dipolos magnéticos supercondutores com $9,9\text{ metro}$ de comprimento, o que corresponde a um ângulo de deflexão de aproximadamente $0,2\text{ grau}$ por magneto. Têm-se assim, no LHC, $17,5$ quilómetros de dipolos magnéticos e 10 quilómetros de secções rectas.

3.2. Aceleração

Uma partícula ao atravessar uma região em que se estabelece um campo eléctrico uniforme é acelerada proporcionalmente à intensidade do campo e no sentido das suas linhas de força.

Um campo eléctrico uniforme pode ser gerado usando um condensador. Aplicando uma diferença de potencial entre duas placas paralelas de um material condutor gera-se um campo eléctrico na direcção perpendicular às placas, figura 3a). O processo mais simples de acelerar uma partícula é então forçá-la a atravessar

o condensador no sentido perpendicular às placas. Ora isto consegue-se facilmente fazendo dois pequenos orifícios na região central das duas placas, obtendo-se assim uma cavidade de radiofrequência, figura 3b).

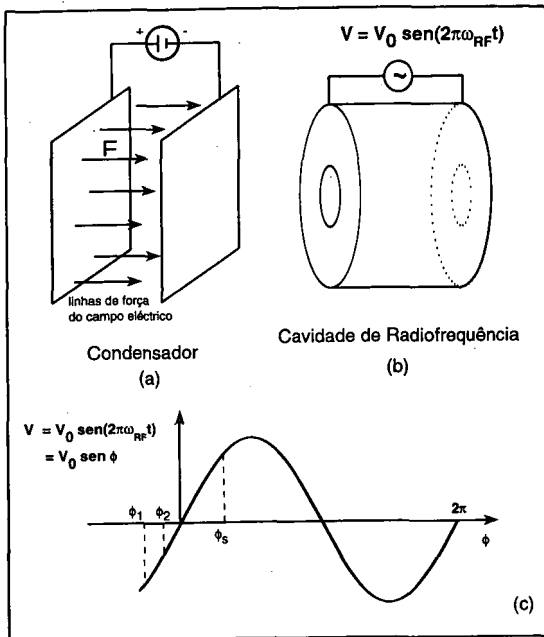


Figura 3 — (a) Campo eléctrico entre as placas de um condensador.

(b) Cavidade de radiofrequência obtida através da abertura de orifícios nas placas de um condensador. Na região central da cavidade o campo eléctrico é estacionário e perpendicular aos electrodos.

(c) Variação da tensão aos terminais da cavidade de radiofrequência em função da fase $\phi = 2\pi\omega_{RF}t$. Para haver aceleração efectiva do aglomerado de partículas, a partícula síncrona tem de entrar na cavidade de radiofrequência na fase $\phi = \phi_s$.

Para velocidades relativistas, uma partícula percorre o trajecto fechado de um acelerador no tempo $T = Lv \approx L/c$, em que L é o comprimento do acelerador e v a sua velocidade. A este período está associada a frequência de revolução $\omega \approx c/L$ Hertz. As partículas circulam na câmara de vácuo do acelerador em aglomerados compactos («bunches»), a uma certa distância uns dos outros. Para acelerar cada um dos aglomerados de partículas pode-se introduzir numa das secções rectas da máquina uma cavidade de radiofrequência em que se

estabelece uma diferença de potencial de frequência $\omega_{RF} = hc/L$ Hertz, em que h , o número harmónico, é um múltiplo inteiro do número de aglomerados de partículas presentes na câmara de vácuo do acelerador.

Fornecendo às partículas uma certa quantidade de energia ΔE por cada passagem na cavidade de radiofrequência, conseguem-se acelerações para energias muito elevadas. Desde que, claro está, se consiga manter o sincronismo entre o acréscimo de energia por volta e a variação do campo magnético de confinamento B , de maneira a manter o raio de ciclotrão constante. Por isso se diz que estes aceleradores são *síncronos* ou do tipo *sincrotrão*.

Para o LEP, o número harmónico é $h = 31320$ e a frequência da tensão de aceleração na cavidade de radiofrequência é de $\omega_{RF} = 352$ MHz; para o SPS o número harmónico é $h = 4620$ e $\omega_{RF} = 200$ MHz.

Cada aglomerado de partículas pode ser representado por uma partícula na sua posição média — partícula síncrona. Se a variação ao longo do tempo da tensão aos terminais da cavidade de radiofrequência é dada por

$$V(t) = V_0 \sin 2\pi\omega_{RF} t = V_0 \sin \phi$$

— figura 3c) —, quando a partícula síncrona chega à cavidade na fase $\phi = 0$, não existe nenhum efeito de aceleração. As partículas do aglomerado que chegam primeiro à cavidade, portanto numa fase $\phi_1 < 0$, encontram uma tensão negativa e são desaceleradas (estamos a pensar em partículas de carga positiva). Assim, a energia das partículas adiantadas baixa, e o raio de ciclotrão para estas partículas baixa também. Na próxima volta ao acelerador estas partículas chegam à cavidade com uma fase $\phi_2 > \phi_1$ (figura 3c)), e ao fim de várias voltas ao aglomerado de partículas está mais compacto em relação à partícula síncrona. Para partículas que chegam à cavidade depois da partícula síncrona tiram-se exactamente as mesmas conclusões e isto significa simplesmente que o aglomerado de partículas é estável em relação à acção da cavidade de radiofrequência (oscilações longitudinais).

Para acelerar a partícula síncrona basta então sincronizar a sua chegada à cavidade com uma fase ϕ_s , de maneira que $\phi_s > 0$ e $\phi_s < \pi$. Por cada passagem pela cavidade de radiofrequência, o ganho em energia do aglomerado de partículas é de $\Delta E = qV_0 \sin \phi_s$, em que ϕ_s é a fase de entrada da partícula síncrona na cavidade.

Nos grandes aceleradores utilizam-se várias cavidades que são introduzidas ao longo das secções rectas. O SPS, por exemplo, tem apenas três cavidades de radiofrequência, enquanto que o LEP tem 32.

Além da finalidade óbvia que é acelerar as partículas, a energia fornecida pelas cavidades de radiofrequência vai compensar a energia perdida pelas partículas nos dipolos, pois uma partícula relativista ao percorrer uma trajectória circular perde energia por radiação. Por exemplo, electrões com a energia de 1 GeV, ao circularem num acelerador com um campo de confinamento nos dipolos de 1 Tesla, perdem, por radiação de sincrotrão, a energia de 10 MeV por volta completa, a que corresponde um decréscimo do raio de ciclotrão de 1 milímetro por volta completa. Este efeito será analisado em mais detalhe na secção 4.1.

3.3. Focagem

Ao circularem na rede de dipolos, secções rectas e cavidades de radiofrequência de um acelerador, as partículas carregadas desviam-se da órbita central dando origem, ao fim de algumas voltas, à colisão do feixe de partículas com a parede da câmara de vácuo. Para evitar a destruição do feixe ou dos aglomerados de partículas é necessário introduzir um mecanismo de focagem, à semelhança do que acontece com os feixes de luz nos sistemas ópticos.

Como se sabe, a maneira mais eficaz de focar um feixe de luz é através de uma sequência alternada de lentes convergentes e divergentes, figura 4a). Cada par de lentes convergente-divergente é mais efectivo no mecanismo de focagem do que sequências de lentes convergentes. Da mesma maneira, o processo mais eficaz de focar um feixe de partículas carregadas é através de uma sucessão alternada de lentes magnéticas convergentes e divergentes — focagem por gradiente alternado. Nos aceleradores circulares, pode-se corrigir a órbita das partículas que se desviam da trajectória de referências através de sequências de pares de magnetos quadrupolares, figura 4b).

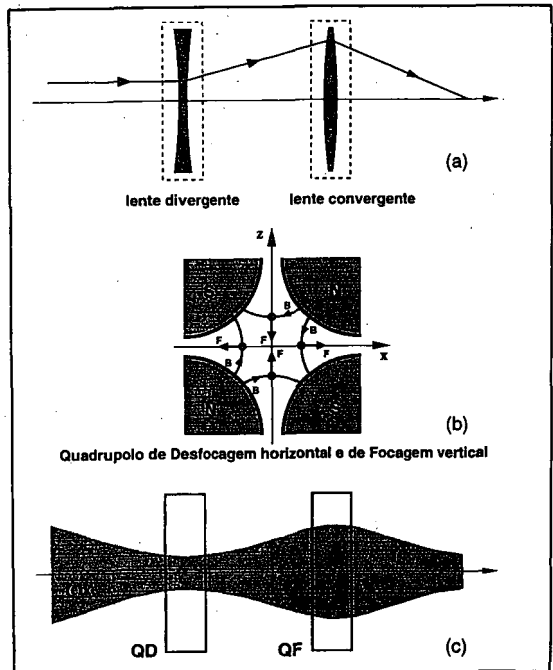


Figura 4 — (a) Princípio óptico da focagem por gradiente alternado.

(b) Esquema dos pólos magnéticos de um quadrupolo de desfocagem horizontal (ou de focagem vertical).

(c) Focagem de um feixe de partículas pelo método do gradiente alternado. Com esta técnica conseguem-se focagens mais efectivas em regiões muito pequenas.

Representa-se esquematicamente na figura 4c) o efeito combinado de gradiente alternado. Mais uma vez, os pares de quadrupolos de gradiente alternado são introduzidos nas secções rectas.

Se uma partícula se afasta da trajectória de referência, ao passar por um quadrupolo de desfocagem horizontal ela é acelerada transversalmente na direcção horizontal contrária à da órbita de referência. Em seguida, se a partícula encontra um quadrupolo de focagem horizontal, ela é focada mais fortemente na direcção da órbita de referência, pois a força quadrupolar é proporcional ao desvio em relação à órbita central. Como os quadrupolos de focagem horizontal são também quadrupolos de desfocagem vertical e vice versa, um par de focagem horizontal de gradiente alternado funciona como par de focagem vertical de gradiente alternado, figura 4b).

Num aglomerado de partículas que circula ao longo da estrutura de lentes magnéticas de

um acelerador, nem todas as partículas têm o mesmo momento linear, sendo necessário focar também em momento. Isto consegue-se com pares de sextupolos de gradiente alternado que são colocados ao longo das secções rectas.

Podemos agora juntar toda os efeitos discutidos até aqui, obtendo-se a figura 5 onde se representa o diagrama esquemático de um acelerador sincrotrão. As várias estimativas que temos vindo a fazer sobre os aceleradores sincrotrões estão condensadas na tabela 1.

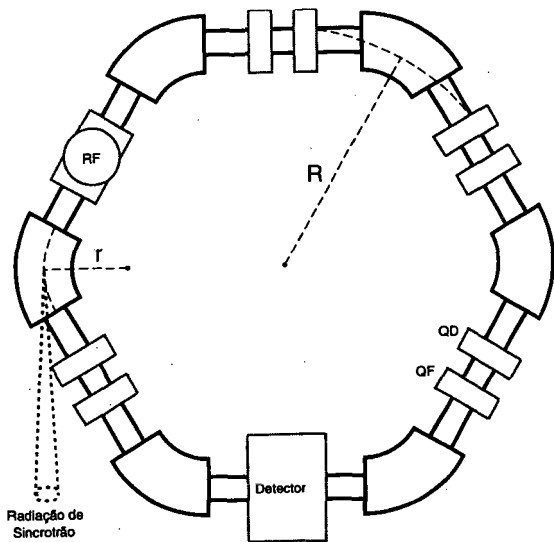


Figura 5 — Componentes principais de um acelerador sincrotrão de gradiente alternado incluindo: seis dipolos, uma cavidade de radiofrequência, pares de magnetos quadrupolares de gradiente alternado e um detector. Está ainda indicada uma linha para extração de um feixe de radiação de sincrotrão.

4. Para que servem os aceleradores

Os aceleradores de partículas estão a ser utilizados cada vez mais como fontes de radiação de sincrotrão, devido às vastas aplicações que têm vindo a ser descobertas, nos últimos trinta anos, para este tipo de radiação.

No próximo parágrafo faremos uma pequena descrição sobre os mecanismos de produção da radiação de sincrotrão e dão-se seguidamente alguns exemplos das suas aplicações.

| Acelerador | SPS | LEP |
|--|--|---|
| Partículas | $p\bar{p}$ | e^+e^- |
| Energia | 450 x 450 GeV | 50 x 50 GeV |
| Velocidade das partículas | $2,9999934 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ | $2,99999997 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ |
| Circunferência | 6,9 km | 26,7 km |
| Raio de ciclotrão | 225 m | 3100 m |
| Raio médio | 1100 m | 4250 m |
| Número de dipolos | 744 | 488 |
| Comprimento dos dipolos | 6,26 m | 35,01 m |
| Campo nos dipolos | 2 Tesla | 0,135 Tesla |
| Ângulo de deflexão nos dipolos | 0,48° | 0,74° |
| Número de quadrupolos | 216 | 488 |
| Número de cavidades de radiofrequência | 3 | 32 |
| Frequência da partícula síncrona | 43,3 kHz | 11,24 kHz |
| Frequência da cavidade de radiofrequência | 200 MHz | 352 MHz |
| Energia radiada por volta (radiação de sincrotrão) | $0,39 \times 10^{-10} \text{ GeV}$ | 0,18 GeV |

Tabela 1

4.1. Radiação de Sincrotrão

Como resultado da aceleração radial a que estão sujeitas as partículas ao passarem nos dipolos que as força a seguir uma trajetória curvilínea, os electrões e os positrões emitem radiação electromagnética (feixes de luz). Essa radiação, designada por radiação de sincrotrão, por ter sido detectada pela primeira vez neste tipo de aceleradores, só é observável se a velocidade da partícula ou a curvatura da sua trajetória é suficientemente elevada.

Cada partícula, ao radiar, perde uma quantidade de energia que, ao fim de uma volta no acelerador, é dada por

$$\Delta E [\text{GeV}] \approx \frac{6.034 \times 10^{-18}}{r [\text{m}]} \left(\frac{E [\text{GeV}]}{m [\text{GeV}/c^2]} \right)^4 \quad (4)$$

Como a massa do próton é muito maior que a massa do electrão ($m_p = 1836 m_e$), a energia radiada por feixes de electrões, para a mesma energia e o mesmo raio de curvatura. Assim, a luz emitida pelos prótons só é observável quando estes têm energias bastante elevadas.

Nos aceleradores de electrões, a forte dependência da energia radiada por volta na energia da partícula faz com que as perdas por radiação tenham que ser compensadas pelo sistema de aceleração. Como há um limite tecnológico na energia máxima $\Delta E_{M\acute{a}x}$ que pode ser fornecida pelas cavidades de radiofrequência, há também um limite superior para a energia que um feixe de electrões pode atingir num determinado acelerador, limite esse que é dado por:

$$E_{M\acute{a}x} [GeV] \approx 10 \sqrt[4]{r[m] \Delta E_{M\acute{a}x} [GeV]}.$$

O único processo que se conhece para ultrapassar este limite é através do aumento do raio de ciclotrão, e essa é a razão pela qual os aceleradores de electrões e positrões projectados para funcionarem a muito altas energias têm dimensões gigantescas. Por exemplo no LEP, onde se fazem colidir electrões e positrões de $50 GeV$, o raio de curvatura é de cerca de 3100 metros, o que faz com que a sua circunferência seja de aproximadamente 27 quilómetros e as perdas por radiação de sincrotrão de $0,18 GeV$ por volta e por partícula. Se a energia perdida não fosse repostada através das cavidades de radiofrequência, ao fim de 277 voltas (cerca de 25 milissegundos) as partículas que circulam na máquina perderiam toda a sua energia. Assim, não é previsível que alguma vez venha a ser construído um sincrotrão de electrões maior que o LEP, devido aos elevados custos que isso envolveria. De acordo com a fórmula (4), a construção de um acelerador de electrões com o dobro da energia que o LEP, mantendo as mesmas perdas, implicaria um aumento de 16 vezes no raio de ciclotrão, o que torna os custos financeiros incompensáveis.

Estas limitações podem no entanto ser aproveitadas com outros fins. Os electrões em trajectória circular radiam frontalmente, na direcção da tangente à sua trajectória e segundo um cone cujo ângulo θ é inversamente proporcional à energia (figura 6):

$$\theta \approx 1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)^2 = \frac{mc^2}{E} = \frac{511}{E [keV]}$$

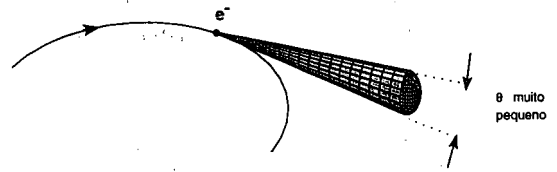


Figura 6 — Feixe de radiação de sincrotrão emitido por um electrão relativista com velocidade próxima da velocidade da luz no vazio, $v \sim c$.

Assim, com electrões de energias moderadamente altas, é possível obter feixes de radiação muito colimados. Podem-se obter facilmente ângulos de $\theta = 0,1$ a $\theta = 1$ milirradios, ou seja, de 0,01 a 0,1 milésimos de grau, o que mostra que estes feixes de luz podem ser apontados para um alvo com elevada precisão, formando uma espécie de ponteiro extremamente fino. Com a ajuda de alguma aparelhagem adicional, podem-se obter resoluções espaciais da ordem das centésimas do milímetro. É esta propriedade que está na base das aplicações industriais da radiação de sincrotrão.

Seria de esperar que a radiação de sincrotrão fosse emitida com uma frequência igual à frequência ω_0 de circulação dos electrões. No entanto, devido a um efeito relativista, surgem um grande número de frequências múltiplas de ω_0 (harmónicas) que tomam o espectro da radiação de sincrotrão semelhante a um espectro contínuo. Normalmente, a gama de frequências que é observada estende-se por uma região do espectro electromagnético que vai dos raios X até à zona do infravermelho, passando pelas regiões da luz visível e dos raios ultravioletas. Este largo espectro, bem como a elevada colimação e intensidade dos feixes de luz assim obtidos, fazem com que a utilização

de aceleradores que produzem radiação de sincrotrão seja um dos campos de aplicação que mais rapidamente se tem desenvolvido.

4.2. *Aceleradores na Medicina e na Indústria*

Para se construírem e se manterem em operação aceleradores cada vez maiores e mais sofisticados, foi necessário desenvolver e aperfeiçoar várias tecnologias que têm vindo a ser aproveitadas para outras aplicações além da investigação fundamental em física nuclear e física de partículas. O grau de desenvolvimento tecnológico entretanto atingido permitiu aumentar a sua fiabilidade e eficiência, ao mesmo tempo que o seu custo foi significativamente reduzido. Este facto possibilitou estender a sua utilização a outros campos. É assim que, hoje em dia, estão em funcionamento, em construção ou em projecto um grande número de aceleradores dedicados exclusivamente a fins industriais e hospitalares. A par destas utilizações, há ainda a assinalar o uso de aceleradores noutros ramos da ciência como a astrofísica, a física dos materiais e da matéria condensada, a química e a biologia. Muitas novas áreas de utilização têm sido propostas ou estão já a ser testadas.

Os aceleradores industriais e hospitalares podem ser divididos em dois grandes grupos, conforme o uso que se faz as partículas por eles produzidas. Num primeiro grupo, as partículas são utilizadas directamente para bombardear alvos, alterando-lhes assim algumas das suas propriedades físicas e químicas, nomeadamente a sua radioactividade, rigidez, resistência à corrosão e ao atrito, condutividade eléctrica, comportamento catalítico, etc.. Num segundo grupo, as partículas, electrões ou positrões, são usadas indirectamente, como fonte de radiação de sincrotrão. Em ambos os casos, os aceleradores utilizados são de dimensões bastante reduzidas quando comparadas com os grandes sincrotrões usados para a investigação em física de partículas.

Os primeiros aceleradores usados na indústria inserem-se no primeiro destes grupos. Entre as suas principais aplicações incluem-se as que usam a técnica de implantação iónica através da qual determinadas espécies de iões são acelerados para serem introduzidas a uma profundidade específica no material bombardeado. Deste modo, é possível, por exemplo, dopar com grande precisão um substrato semicondutor. Esta é uma das técnicas mais usadas para fabricar circuitos integrados, embora ultimamente tenha vindo a ser substituída pelo uso da radiação de sincrotrão. A implantação iónica é também utilizada para aumentar a rigidez e a resistência de elementos sujeitos a grande esforço mecânico, como os rotores de máquinas e as juntas de algumas próteses artificiais.

Outra utilização directa dos feixes de partículas é o bombardeamento de materiais cujas moléculas se pretende ionizar ou fragmentar, de modo a que se recombinem para obter novos materiais com diferentes características, nomeadamente maior insolubilidade em reagentes orgânicos, maior resistência ao calor, ao fogo, à fadiga ou à deformação e maior resistência biológica. Usando este processo, fabricam-se produtos tais como tubagens, materiais têxteis, revestimentos de tinta e de verniz e isolamentos para cabos eléctricos, capazes de suportar condições bastante adversas: radiação intensa, humidade elevada, altas temperaturas, meios químicos de elevada reactividade, etc..

Os feixes de partículas podem ainda ser usados para ajudar a eliminar produtos quimicamente estáveis como os detergentes; ajudar a purificar gases industriais, por aceleração de reacções químicas com outros produtos (por exemplo, enxofre ou azoto, aos quais se adicionou amónia antes de serem irradiados); ajudar a preservar e esterilizar uma grande variedade de produtos, como os esgotos, os produtos médicos (seringas, luvas, etc.) e a comida (fresca ou já confeccionada), evitando os produtos químicos e praticamente não causando danos aos produtos tratados; incinerar os

resíduos radioactivos das centrais nucleares (existem vários projectos neste sentido); analisar e datar amostras biológicas, arqueológicas e de arte (caso do Sudário de Turim); pesquisar petróleo e recursos minerais do subsolo; detectar explosivos. Finalmente, são de referir as aplicações no campo da medicina, onde para além da esterilização, os aceleradores estão na base de várias técnicas de diagnóstico (produção de rádio-isótopos para a Tomografia por Emissão de Positrões, PET), de terapia (tratamento de tumores por irradiação, onde se destaca o uso recente de partículas pesadas como os piões, para minimizar os danos nos tecidos humanos saudáveis) e de cirurgia (radiocirurgia).

A radiação de sincrotrão, cuja presença nos aceleradores usados em física de altas energias era vista como algo a evitar, veio a revelar-se como um instrumento de elevada utilidade e qualidade quando utilizada noutros campos. Inicialmente, a sua aplicação estava limitada ao aproveitamento da radiação parasita produzida nos laboratórios de Física de Partículas. No entanto, cedo se projectaram e construíram aceleradores dedicados exclusivamente à produção da luz de sincrotrão. Actualmente, estão em construção algumas máquinas (ditas de terceira geração) em que se introduziram significativos avanços tecnológicos que permitem armazenar feixes de partículas bastante intensos e fazê-los passar por estruturas magnéticas periódicas (onduladores) que obrigam as partículas a oscilar a frequências elevadas. Produzem-se assim feixes de luz significativamente mais intensos e colimados, além de se obter uma completa separação entre as diversas frequências do espectro da radiação. As máquinas deste tipo actualmente em construção são o APS (Argonne, EUA), o ALS (Berkeley, EUA), o BESSY II (Berlim), o ESRF (Grenoble), o ELETTRA (Trieste) e o STA (Japão).

A radiação de sincrotrão foi inicialmente usada apenas na física atómica e na espectroscopia. Mais tarde, puderam ser realizadas experiências sobre a absorção, reflexão, lumi-

nescência e fotoemissão de diversos materiais, na região dos raios ultravioleta, e na cristalografia de proteínas e espectroscopia de absorção por estruturas finas (EXAFS), na zona dos raios X. Actualmente, a radiação de sincrotrão constitui por si só um domínio especializado da ciência e da tecnologia, tendo sido desenvolvidas várias técnicas baseadas na sua utilização.

Outras técnicas desenvolvidas e envolvendo a luz de sincrotrão, incluem a espectroscopia com resolução temporal, a espectroscopia fotoelectrónica, a espectroscopia por absorção de raios X (EXAFS, etc.), a difração de raios X a pequeno e a grande ângulo, a topografia e a microscopia por raios X, a microtomografia e a calibração radiométrica de instrumentos ópticos de precisão (é o caso dos mais recentes telescópios espaciais). Estas técnicas são já utilizadas em campos tão diversos como a aeronáutica, a medicina, a cerâmica, a farmacologia, a produção de aço, a protecção ambiental, a holografia, o tratamento de resíduos industriais e domésticos, a produção de materiais sintéticos e as indústrias química, automóvel, petrolífera e espacial.

A litografia por raios X é hoje a única técnica conhecida capaz de produzir semicondutores com pormenores de dimensões inferiores a 0,5 microns, prevendo-se que venha a substituir todas as outras técnicas de fabricação de circuitos integrados, dada a tendência para a compactificação destes. As fontes de luz de sincrotrão são as únicas fontes de raios X suficientemente colimadas para tornar esta técnica viável. A litografia permitiu também desenvolver a micromecânica: aproveitando o elevado poder penetrante e a elevada resolução da radiação de sincrotrão e, usando máscaras apropriadas, é hoje possível fabricar estruturas metálicas como turbinas e rodas dentadas com dimensões entre 1 e 100 microns, e capazes de ser montadas e postas em movimento. Espera-se que um dia seja possível vir a construir assim motores e máquinas verdadeiramente microscópicos!

Determinação experimental da condutividade térmica de um material sólido

ANTÓNIO F. MIGUEL e ANA A. SILVA

Dep. Física da Universidade de Évora

1. Introdução

O trabalho aqui proposto faz parte do relatório da aula teórico-prática apresentado por A. Miguel, no âmbito das Provas de Aptidão Pedagógica e de Capacidade Científica, realizadas na Universidade de Évora.

Este trabalho pretende medir experimentalmente a condutividade e a difusividade térmica da madeira em regime transitório. Se se admitir que a madeira se comporta como um meio homogéneo e isotrópico onde apenas se considera o transporte de calor por condução, podem aplicar-se certos modelos clássicos de condução de calor em sólidos para descrever o campo de temperaturas na madeira sujeita a determinadas condições aos limites. No caso vertente aplicou-se um modelo clássico de condução unidimensional de calor em sólidos ao estudo do campo transitório de temperaturas que seria observado numa placa de madeira, inicialmente a temperatura uniforme, quando era accionado o aquecimento, e uma das faces ficava sujeita a um fluxo de calor constante e a outra era mantida isolada.

A aplicação deste modelo permitiu em confronto com as observações experimentais realizadas por intermédio de um dispositivo especialmente concebido para o efeito, determinar os parâmetros térmicos característicos da madeira, isto é, a condutividade térmica e a difusividade térmica, cujos valores concordam com os obtidos na literatura para o tipo de madeira em estudo.

2. Equações de condução de calor

Considere-se um meio homogéneo e isotrópico em que num determinado ponto genérico $P(x,y,z)$ do interior do meio, a tempe-

ratura $T(x,y,z,t)$ é uma função contínua do espaço e do tempo, e em que existem fontes internas que libertam uma taxa de calor D por unidade de volume que pode ser função do espaço e do tempo. Não são consideradas fontes internas de produção de calor associadas à mudança de fase que eventualmente ocorram no seio do material em estudo.

Nestas condições, as equações que governam a transferência de calor num elemento de volume fixo no espaço e supondo constantes os parâmetros térmicos do meio ($K, \rho c, \alpha$) são as seguintes:

$$\partial T / \partial t = \alpha \nabla^2 T + D(x,y,z,t) / \rho c \quad [1]$$

$$\vec{q} = -K \nabla T \quad [2]$$

em que α é a difusividade térmica do meio, ρc é a capacidade térmica volúmica do meio e \vec{q} é o vector densidade de fluxo de calor que atravessa a superfície fronteira do meio.

Se se considerar apenas a propagação de calor segundo uma direcção (por exemplo segundo o eixo dos xx), e se não houver geração de calor no interior do meio as equações anteriores tomam o seguinte aspecto:

$$\partial T / \partial t = \alpha \partial^2 T / \partial x^2 \quad [1']$$

$$q = -K \partial T / \partial x \quad [2']$$

3. Solução da equação de condução de calor: Condução unidimensional em regime transitório numa placa sujeita a um fluxo de calor constante

Um grande número de soluções da equação diferencial de condução de calor, para regime transitório é dado por Carslaw e Jaeger (1957),

para sólidos com diferentes configurações geométricas e sujeitos a diversas condições aos limites.

Considere-se o modelo de condução unidimensional de calor em regime transitório numa placa sólida de espessura 1, que será aplicado ao estudo do campo de temperaturas de uma placa de madeira considerando-a um sólido homogêneo e isotrópico limitado por dois planos paralelos e finitos, em que a propagação de calor se faz apenas segundo a direcção dos eixos dos xx . As condições fronteira adoptadas foram as seguintes: sólido limitado por duas fronteiras, contidas em dois planos paralelos ($x = 0$ e $x = 1$) em que uma das fronteiras está sujeita a uma densidade de fluxo constante q_1 e a outra é mantida isolada. A distribuição inicial de temperatura é uniforme $T_{(x,0)} = T_0$. A solução da equação de condução de calor (eq. (1')) sujeita às condições fronteira atrás descritas e considerando que não há geração de calor no interior do meio vem, segundo Carslaw e Jaeger:

$$T_{(x,t)} - T_0 = 2q_1 t^{1/2} / (K\rho c)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\text{ierfc} \frac{(2n+1)1-x}{2(\alpha t)^{1/2}} + \text{ierfc} \frac{(2n+1)1+x}{2(\alpha t)^{1/2}} \right) \quad [3]$$

em que ierfc é um integral da função erro, T_0 é a temperatura inicial, x é a coordenada de um ponto genérico do meio segundo a direcção de propagação do calor, 1 é a espessura do meio, K e α têm um significado dado anteriormente. A solução transitória dada pela equação anterior pode ser particularizada para $x = 0$ (face isolada), e considerando apenas os quatro primeiros termos da série:

$$(T_{(0,t)} - T_0) (K\rho c)^{1/2} / 2q_1 t^{1/2} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\text{ierfc} \frac{(2n+1)1-x}{2(\alpha t)^{1/2}} \right) \quad [4]$$

em que o membro do lado esquerdo da equação (4) resulta ser apenas uma certa função da variável αt , onde $(T_{(0,t)} - T_0) (\rho c)^{1/2} / (2q_1 t^{1/2})$ e t

são variáveis observáveis. Nestas condições, a curva teórica correspondente a uma determinada situação geométrica ($x = 0$) pode ser ajustada aos pontos representativos das variáveis observáveis, mediante a escolha adequada dos outros parâmetros que figuram na equação (4) designadamente K e α , resultando deste ajuste certos valores experimentais da condutividade e da difusividade térmica do meio em estudo.

4. Dispositivo experimental

O dispositivo experimental encontra-se disponível no mercado (figura 1). É constituído por uma caixa climatizada de paredes isolantes, constituída por paredes laterais com uma área exterior de $400 \times 365 \text{ mm}^2$, tendo as faces superiores e inferiores uma área de $400 \times 400 \text{ mm}^2$. Numa das faces lateral existe uma abertura quadrada ($210 \times 210 \text{ mm}^2$) que permite a colocação da amostra do material cujas propriedades pretendemos medir. A face da amostra exposta ao exterior é isolada com uma placa de esferovite de espessura 20 mm. Entre a amostra e a placa de esferovite é colocado um termopar (NiCr-Ni) que nos permite medir a temperatura da face exterior da amostra.

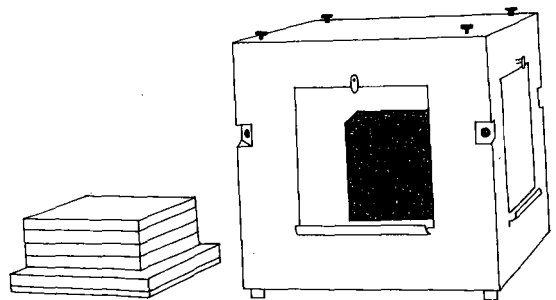


Fig. 1 — Caixa Climatizada.

Nos cantos da caixa existem orifícios com 15 mm de diâmetro isolados com esponja, onde se introduzem termopares iguais aos anteriores para medir a temperatura da face interior da amostra. No interior da caixa encontra-se insta-

lado o sistema de aquecimento constituído por uma lâmpada de 60 W, envolvida por um cubo metálico de cor negra (emissividade 0.985).

Como amostras foram utilizadas duas placas de madeira ($247 \times 247 \text{ mm}^2$) com espessuras diferentes (5 mm e 10 mm) e com texturas e características térmicas ligeiramente diferentes.

Antes de se iniciar a experiência, registaram-se as temperaturas de ambas as faces da amostra.

5. Resultados obtidos

Os valores experimentais de $(T_{(0,t)} - T_0) (\rho c)^{1/2} / (2q_1 t^{1/2})$ e t correspondentes ao ponto de observação que serviu para teste ($x = 0$) foram representados na figura 2, e a curva teórica correspondente ao mesmo ponto de observação foi representada na figura 3.

O ajuste entre a curva teórica e os pontos representativos das variáveis observáveis foi

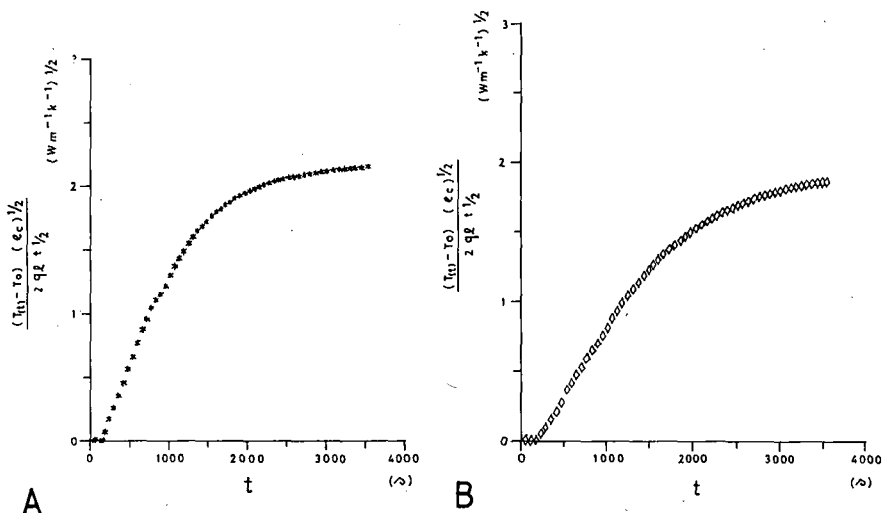


Fig. 2 — Representação de $(T_{(0,t)} - T_0) (\rho c)^{1/2} / (2q_1 t^{1/2})$ em função do tempo para duas amostras de madeira, com espessura de 5 mm (A) e de 10 mm (B), em que uma das faces está sujeita a um fluxo de calor constante e a outra é mantida isolada.

tra, com auxílio de vários termopares colocados em vários pontos de ambas as faces da amostra, verificando-se uma distribuição uniforme da temperatura da madeira. Iniciou-se a experiência ligando a lâmpada, indo detectando as variações de temperatura na face exterior da amostra ($x=0$) com intervalos de 60 segundos durante um período de 60 minutos.

Note-se que após o início da experiência registaram-se as variações de temperatura da face exterior da amostra com apenas um termopar. Isto decorreu do facto de se ter previamente observado que no decorrer do tempo, os gradientes de temperatura segundo as outras direcções eram desprezáveis face aos gradientes observados segundo a direcção de propagação de calor considerada.

feito de acordo com o explicado anteriormente, considerando apenas os primeiros 20 minutos de observação onde o regime é claramente transitório. Os valores de K e α resultantes desse ajuste foram para a madeira com 5 mm de espessura os seguintes

$$K = 0.09 \text{ W/(m.K)} \quad \text{e} \quad \alpha = 0.050 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

e para a amostra com 10 mm de espessura

$$K = 0.13 \text{ W/(m.K)} \quad \text{e} \quad \alpha = 0.069 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

A curva teórica ajustada aos pontos experimentais está ilustrada na figura 4, para ambas as amostras.

Para testar a validade deste modelo mediram-se os valores das capacidades térmicas volúmicas

das amostras em estudo, de que resultou para a primeira amostra o valor de $\rho c = 1.801 \times 10^{-6} \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ e para a segunda amostra o valor de $\rho c = 1.890 \times 10^{-6} \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$. Estes valores con-

enquadram-se nos valores obtidos na literatura para o tipo de madeira em estudo

$$0.09 < K < 0.14 \text{ W/(m.K)}.$$

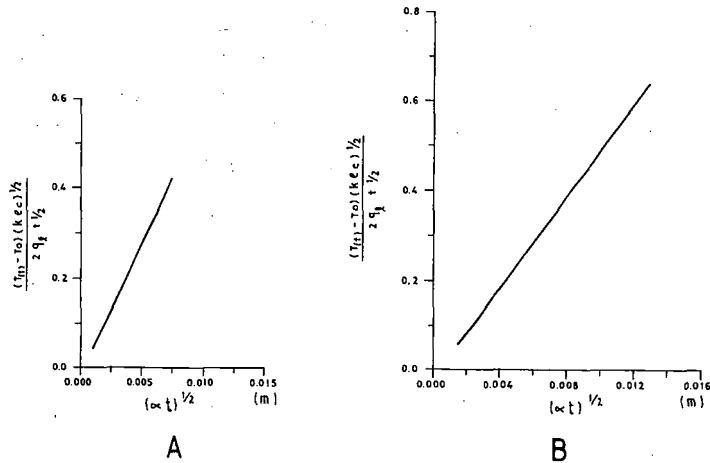


Fig. 3 — Representação teórica da solução da equação de condução de calor para um sólido limitado por duas fronteiras, contidas em dois planos paralelos, distanciados de 5 mm (A) e de 10 mm (B), em que uma das fronteiras está sujeita a um fluxo de calor constante e a outra é mantida isolada.

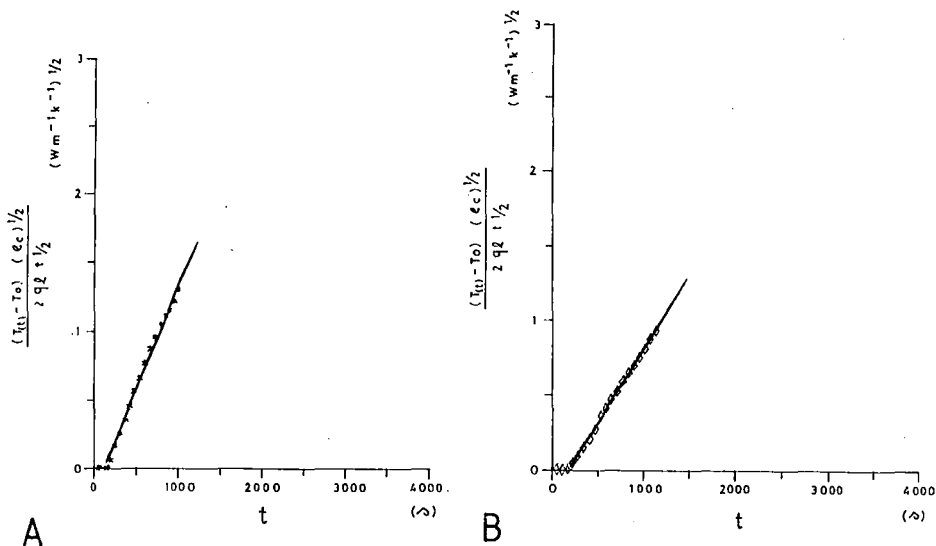


Fig. 4 — Ajuste da curva teórica aos pontos experimentais para a amostra com espessura de 5 mm (A) e de 10 mm (B).

cordam com os valores que se obtêm a partir dos valores de K e α determinados experimentalmente ($\rho c = 1.800 \times 10^{-6} \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ para a primeira amostra e $\rho c = 1.880 \times 10^{-6} \text{ J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ para a segunda amostra). Por outro lado os valores da condutividade térmica obtidos experimentalmente

$$0.09 \text{ W/(m.K)} \quad \text{e} \quad 0.13 \text{ W/(m.K)}$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- MIGUEL, António, *Determinação experimental de propriedades térmicas de materiais*. Relatório da aula teórico-prática realizado no âmbito das Provas de Aptidão Pedagógica e de Capacidade Científica, Dep. Física da Universidade de Évora, Maio de 1991.
- CARSLAW, H., JAEGER, J., *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, 1959.
- HOLMAN, J., *Heat transfer*, MacGraw-Hill, 1977.

Olimpíadas de Física 1992

PROVAS REGIONAIS

Delegação Regional do Porto

PROVA DO 9.º ANO

1.ª Parte (90 min.)

Medir a densidade com régua?...

Material disponível

1 corpo (paralelepípedo) de madeira; 1 régua; 1 copo com água.

Objectivo do trabalho

Com o material disponível determina a densidade (relativa) do corpo de madeira. No final elabora um relatório sucinto do trabalho, incluindo uma crítica de resultados.

Pontuação

Realização experimental — 0 a 5 pontos
Medições — 0 a 2 pontos
Cálculos — 0 a 8 pontos
Relatório — 0 a 5 pontos

2.ª Parte (40 min.)

Energia Potencial Elástica

Quando suspendes um corpo com peso de intensidade P numa mola elástica colocada num suporte, esta sofre um alongamento Δl , e adquire uma certa energia potencial elástica, E_p .

Deduz uma expressão que relacione essa energia com o alongamento Δl , e com a constante de elasticidade da mola, k .

PROVA DO 11.º ANO

1.ª Parte (90 min.)

Coefficiente de Atrito

Quando um bloco desliza sobre uma superfície plana horizontal, fica sujeito a uma força de atrito F_a . Essa força está relacionada

com o peso P do bloco, pela expressão $\|F_a\| = \mu \|P\|$ em que μ é o *coeficiente de atrito*, o qual depende das características das duas superfícies em contacto. Se o bloco se deslocar com velocidade inicial v_0 constante, será a força F_a a responsável pela aceleração negativa que conduz à paragem do mesmo.

Material disponível

1 bloco de madeira; 1 fio de nylon; 1 fita métrica; 1 cronómetro.

Realização prática

Prende um pedaço de fio ao bloco, e com a mão imprime-lhe um movimento de rotação sobre a superfície da mesa. Com a ajuda do cronómetro, e um pouco de treino, conseguirás imprimir ao bloco um movimento circular aproximadamente uniforme. Calcula a velocidade linear escalar correspondente. Largando subitamente o fio, o bloco seguirá em linha recta até parar. Mede a distância percorrida, Δs .

Objectivo do trabalho

Efectuando vários ensaios, e eventualmente recorrendo a gráfico(s), procura encontrar uma relação entre Δs e $\|v_0\|$. Confirma as tuas conclusões deduzindo a expressão matemática que relaciona Δs com $\|v_0\|$ e μ . No final elabora um relatório sucinto do trabalho, incluindo uma crítica de resultados.

Pontuação

Realização experimental — 0 a 5 pontos
Medições e cálculos — 0 a 5 pontos
Relação entre Δs e $\|v_0\|$ — 0 a 5 pontos
Relatório — 0 a 5 pontos

2.ª Parte (40 min.)

O Satélite Português

Talvez já tenhas conhecimento pelos meios de comunicação social que o nosso país vai colocar em órbita o seu primeiro satélite, destinado a estudos científicos.

É o momento oportuno para os alunos de Física reflectirem sobre os conceitos envolvidos no seu lançamento.

Considera o satélite, de massa m , na rampa de lançamento: a energia potencial do sistema Terra-satélite, será dada por

$$E_p = -G \frac{Mm}{R}$$

em que M — massa da Terra

R — raio da Terra

G — constante de gravitação universal

Deduz uma expressão que te permita calcular o valor da velocidade v_0 de lançamento do satélite, necessária para o colocar numa órbita situada a uma altura h relativamente à superfície da Terra; despreza a resistência do ar.

PROVAS REGIONAIS

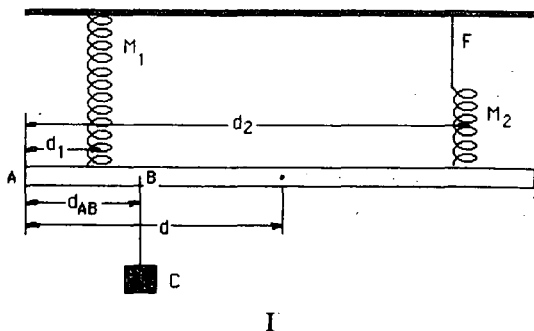
Delegação Centro

PROVA DO 9.º ANO

1.ª Parte (90 min.)

A figura representa o dispositivo utilizado para a execução experimental: uma régua em madeira suspensa de duas molas M_1 e M_2 . A régua possui um conjunto de grampos onde poderá ser suspenso um corpo C.

A constante característica da mola é de 20 N/m.



- a) Indicar o significado físico da constante da mola.

- b) Utilizando uma das molas, determinar o peso P_r da régua de madeira.
c) Determinar o peso P_c do corpo C.

II

Instalar a régua como indica a figura. Utilizar como grampos de suspensão da régua aqueles que se encontram a uma distância de 25 cm das suas extremidades.

Suspender sucessivamente o corpo C nos diversos grampos de suspensão do bordo inferior da régua. Registrar de cada vez o alongamento de cada uma das molas e a correspondente distância d_{AB} entre o ponto de suspensão (B) do corpo e a extremidade da régua (A).

Nota — A régua deverá estar sempre na horizontal.

Para isso pode utilizar-se o fio F. A distância d_{AB} poderá variar de 10 em 10 cm.

- a) Representar esquematicamente as forças que actuam sobre a régua quando o corpo C está suspenso numa dada posição.
b) Calcular a intensidade das forças F_1 e F_2 a que fica sujeita cada mola, para cada uma das posições do corpo C.

Com estes valores preencher a tabela I.

- c) Qual a relação existente entre as forças que actuam sobre a régua?
d) Representar em papel milimétrico, e comentar os gráficos $F_1(d_{AB})$ e $F_2(d_{AB})$.

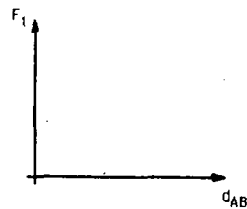


Gráfico I

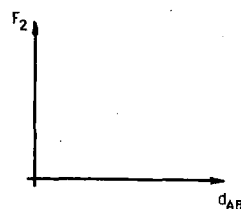


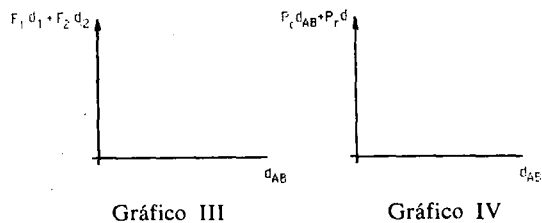
Gráfico II

TABELA I

| d_{AB} (cm) | alongamento da mola M_1 (cm) | alongamento da mola M_2 (cm) | F_1 (N) | F_2 (N) | $F_1 + F_2$ (N) | $P_r + P_c$ (N) |
|------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------|--------------|--------------------|--------------------|
| ... | ... | ... | ... | ... | ... | ... |

2.ª Parte (80 min.)

a) Recorrendo aos dados da tabela I completar, em papel milimétrico, os dois gráficos (III e IV).



- b) Que relação existe entre os dois gráficos? Traduzir essa relação em linguagem matemática.
- c) Tendo em conta os dados da tabela I e os gráficos III e IV, mostrar que a grandeza da força $F_1(d_{AB})$ que actua sobre a mola M_1 , obedece à seguinte relação:

$$F_1 = \frac{P_c (d_{AB} - d_2) + P_r (d - d_2)}{d_1 - d_2}$$

- d) Admitindo que a régua teria comprimento suficiente, tendo o mesmo peso, determinar em que posição deveria ser suspenso o corpo C, para que a régua ficasse suspensa apenas pela mola M_2 .
Estará o resultado obtido de acordo com o gráfico I (1.ª parte)?
- e) Nas condições da alínea anterior qual seria o alongamento de M_2 ?
- f) Escrever a expressão matemática que dá o valor de F_2 em função da distância d_{AB} .

PROVA DO 11.º ANO

1.ª Parte (2 horas)

Verifiquem se têm à vossa disposição o material correspondente ao esquema da figura 1, com o qual poderão investigar o princípio da conservação da energia mecânica.

Material necessário

1 calha (plano inclinado); 1 grampo; 1 esfera com massa de 43 g e 22 mm de diâmetro; 1 alvo vertical; 1 fita métrica; 1 rolo de fita

adesiva; 1 tira de papel branco; 1 tira de papel químico.

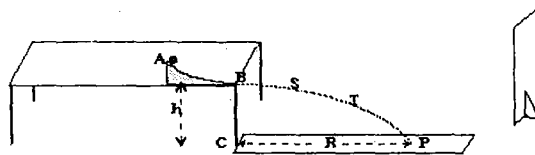


Figura 1

1 — Abandonem a esfera no ponto A e observem o seu movimento.

- 1.1 — Indiquem as transformações de energia que ocorrem nos percursos AB e BP.
- 1.2 — Na folha de registos que vos foi fornecida representam-se três esquemas da trajectória da esfera entre os pontos B e P. Marquem nas posições B, S e T:
- 1.2.1 — num esquema, as forças que actuam sobre a esfera.
- 1.2.2 — noutro, o vector velocidade.
- 1.2.3 — e no outro, as componentes do vector velocidade segundo as direcções horizontal e vertical.
- 1.3 — Notem que o movimento, segundo a trajectória que observaram, pode ser considerado como a sobreposição de dois movimentos segundo as duas direcções consideradas em 1.2.3. Classifiquem, justificando, cada um destes movimentos.
- 1.4 — Tendo em consideração o tipo de movimento segundo cada um dos eixos, verifiquem que a velocidade da esfera no ponto em que abandona a calha se pode exprimir em função da altura h e do alcance R (fig. 1), por:

$$v_0 = R \sqrt{\frac{g}{2h}}$$

2 — Estudo do movimento segundo a vertical.

Nota — Para todos os ensaios que realizarem, façam várias medições e tomem a média.

2.1 — Procedam agora do seguinte modo:

- Ajustem o plano inclinado e fixem-no alinhado com a aresta da mesa, como mostra a figura 1.
- Fixem uma tira de papel no chão e, com a ajuda do alvo, marquem sobre o papel um traço horizontal, intersecção do plano do alvo com o plano horizontal do chão, quando o alvo está encostado à mesa.
- A partir do traço anterior marquem sobre o papel outros traços paralelos àquele, de 5 em 5 cm.
- Abandonem a esfera na posição A e registem o valor de R (ver fig. 1).

2.2 — Para analisar o movimento da esfera, vão registar a sua posição em diferentes pontos da trajectória, servindo-se do alvo revestido com papel branco e um químico.

- Coloquem o alvo à distância de 50 cm do ponto C sobre o traço que marcaram no papel colocado no chão. Abandonem a esfera na posição A. (Do choque da esfera com o alvo ficará registada uma marca no mesmo.)
- Desloquem o alvo de 5 em 5 cm, no sentido da origem, até à marca situada a 15 cm do ponto C e procedam de modo análogo.

2.3 — Ao retirar o papel do alvo observarão um registo do tipo representado na figura 2. Meçam e registem

a altura média de cada ponto da trajectória em análise.

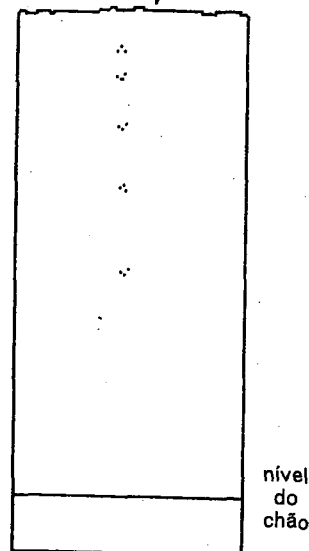


Figura 2

2.4 — Reparem que o tempo gasto a percorrer 5 cm na horizontal é igual ao tempo gasto entre duas posições sucessivas na vertical. Tendo em conta o movimento horizontal e a expressão da velocidade no ponto B, verificada em 1.4, calculem esse intervalo de tempo Δt_0 .

2.5 — Considerem agora apenas o movimento segundo a vertical:

A velocidade média entre P_1 e P_3 (fig. 3) é dada por:

$$v_{\text{média}} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\Delta s}{2\Delta t_0}$$

Demonstrem que esta velocidade coincide com a velocidade instantânea no ponto P_2 : $v_{\text{média}} = v_2$.

2.6 — Generalizando o resultado a que chegaram, para um ponto genérico P_i , podemos então afirmar que a velocidade nesse ponto é determinada a partir do deslocamento entre as posições P_{i-1} e P_{i+1} (fig. 3) e o tempo gasto entre elas:

$$v_i = \frac{\Delta s_i}{2\Delta t_0}$$

TABELA 1

| Altura (h_i) | Velocidade na vertical | Energia potencial | Energia cinética | Energia mecânica |
|------------------|------------------------|-------------------|------------------|------------------|
| ... | ... | ... | ... | ... |

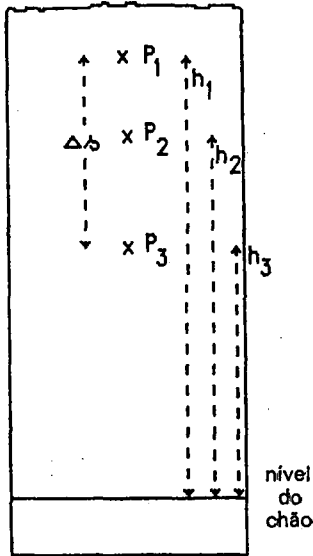
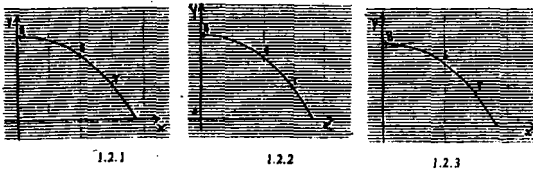


Figura 3

- 2.6.1 – Com base no resultado anterior, determinem a velocidade segundo o eixo vertical para várias posições da trajetória registradas sobre o alvo.
- 2.6.2 – Calculem a energia cinética e a energia potencial em cada uma dessas posições.
- 2.6.3 – Preencham a tabela 1 da folha de registros.
- 2.6.4 – Representem em papel milimétrico a energia mecânica da esfera em função da altura. Critiquem os resultados obtidos.

FOLHA DE REGISTOS



$g = 9,8 \text{ m/s}^2$ massa da esfera = 43 g
 $R = \dots\dots\dots$ $v_0 = \dots\dots\dots$
 $h = \dots\dots\dots$ $\Delta t_0 = \dots\dots\dots$

2.ª Parte (30 minutos)

1 – Considerem o esquema do circuito na figura 4:

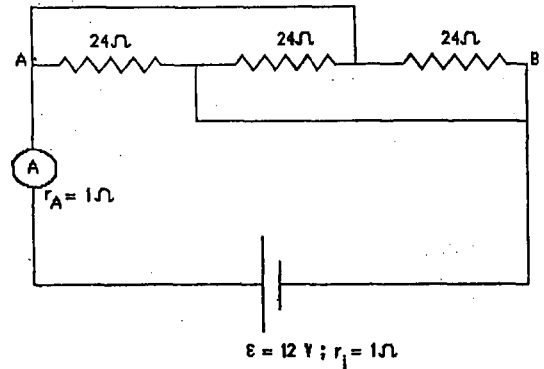


Figura 4

- 1.1 – Determinem a resistência equivalente entre os pontos A e B.
- 1.2 – Suponham que dispõem de um amperímetro com um campo de medida de 0 - 1 A.
 - 1.2.1 – Verifiquem se ele pode ser utilizado naquele circuito, sem perigo de ser danificado. Apresentem a justificação.
 - 1.2.2 – Caso haja perigo de danificar o amperímetro, indiquem, justificando, como poderiam actuar sobre o mesmo, de modo a poder ser utilizado em segurança naquele circuito, sabendo que têm à vossa disposição resistências com vários valores.

Curiosidades e Imagens de Física

MATERIAIS COM MEMÓRIA DE FORMA(S)

Certos materiais, como as ligas metálicas equiatômicas Ni-Ti e ligas à base de Cu-Al-Zn exibem a extraordinária propriedade de memorizarem uma forma (memória simples) e de «aprenderem com o treino» a memorizar duas formas distintas (memória dupla). Ilustremos estes dois efeitos mais detalhadamente.

Memória simples

Tomemos um destes materiais, por exemplo, uma peça de Ni-Ti, com uma determinada forma à temperatura ambiente. Deformemos este objecto dando-lhe uma forma diferente da inicial.

Aqueçamos em seguida. Verificamos que a sua forma se mantém a princípio, mas quando a temperatura atinge um valor característico T_c (cerca de 70°C para o Ni-Ti), a geometria começa subitamente a alterar-se, reaparecendo a forma inicial! Se em seguida arrefecermos o corpo à temperatura ambiente, esta forma persiste sem alteração. Dizemos que a liga apresenta uma memória simples (da sua forma inicial).

Deve observar-se que nesta sequência de operações se parte de uma situação inicial em que o material está virgem, isto é, foi deixado solidificar sem quaisquer constrições mecânicas exercidas do exterior.

Memória dupla

Podemos «treinar» o material para memorizar duas formas distintas, uma ocorrendo a alta temperatura ($T > T_c$), a outra a baixa temperatura ($T < T_c$). Este treino faz-se sujeitando a liga a ciclos sucessivos de aquecimento e arrefecimento ($T \geq T_c$) sob constrições mecânicas convenientes, de modo a «obrigá-lo» a ficar sempre numa forma pré-seleccionada: uma a alta temperatura (forma A), a outra a baixa temperatura (B). Ao fim de um número elevado de ciclos, a liga «está treinada» e responde sistematicamente à variação da temperatura, tomando a forma A quando $T < T_c$ e a forma B quando $T > T_c$.

Por exemplo, podemos ter uma colher que à temperatura ambiente está dobrada sobre si mesma e que quando é aquecida em água quente ($> 70^\circ\text{C}$) fica direita! Se a arrefecermos, fica de novo dobrada sobre si mesma! Estes efeitos devem-se à existência de uma transição de fase estrutural à temperatura T_c , do tipo *martensítico* (ver bibliografia).

Aplicações:

Ao retomarem, por efeito de variação de temperatura, uma ou duas formas previamente memorizadas, estas ligas permitem produzir um deslocamento ou uma força, que podem ser aproveitados para aplicações práticas. Exemplifiquemos:

- Se a liga estiver ciclicamente a ser aquecida e arrefecida, produzirá deslocamentos cíclicos (ou forças que se invertem periodicamente), servindo para construir um motor que converte directamente calor em trabalho mecânico, sem necessidade de quaisquer engrenagens internas, êmbolos, etc.! É um motor inteiramente de «estado sólido».

- Utiliza-se o efeito para facilitar o envio de antenas para o espaço. Na Terra, à temperatura ambiente, faz-se a antena com a sua forma aberta e definitiva (forma inicial A). Depois embrulha-se sobre si mesma, «emaranhada», de modo a ficar reduzida a um pequeno volume, como é necessário para acomodar na cápsula transportadora. Chegado ao espaço o «emaranhado» da antena é exposto à radiação solar, aquecendo. Quando atinge a temperatura T_c , a memória «desperta» (transição de fase!) e o emaranhado começa espontaneamente a tomar a forma inicial (A), ficando uma antena aberta e com uma forma perfeita!

- Muitas outras aplicações são possíveis: vedações estanques de alta qualidade para linhas pneumáticas ou hidráulicas, conectores e fichas para electrónica com excelentes contactos eléctricos e rigidez mecânica, interruptores programados termomecânicos de elevada fiabilidade, próteses ósseas e dentárias, etc..

BIBLIOGRAFIA: *Les métaux à memoire de forme*, Science et Vie, B. Prandi, p. 39 (Dec. 1987); *Shape memory alloys*, L. Mc Donald Schetky, Scientific American 241 67 (1979); *Shape memory phenomena*, A. Golestaneh, Physics Today, p. 65 (April 1984); *Grassroots Genius*, K. Sanders, Science Digest, p. 26 (March 1982).

J. Bessa Sousa

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FÍSICA

REGULAMENTO DAS OLIMPÍADAS DE FÍSICA

Aprovado pelo Conselho Directivo em 16/07/92

I — OBJECTIVOS

II — OLIMPÍADAS NACIONAIS DE FÍSICA

II.1 — PARTICIPAÇÃO NAS PROVAS

II.2 — ESCALÕES E CONSTITUIÇÃO DAS EQUIPAS

II.3 — TIPO DE PROVAS E ETAPAS

II.3.1. — PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL

a) ETAPA LOCAL

b) ETAPA INTERMÉDIA

c) ETAPA REGIONAL

d) ETAPA NACIONAL

II.3.2. — PROVA DE CRIATIVIDADE

a) ETAPA LOCAL

b) ETAPA REGIONAL

c) ETAPA NACIONAL

II.4 — OUTRAS DISPOSIÇÕES

II.5 — JÚRIS DAS PROVAS OU ORGANIZAÇÕES DAS PROVAS

II.6 — PRÉMIOS

II.7 — CALENDARIZAÇÃO

III — PARTICIPAÇÃO NAS OLIMPÍADAS INTERNACIONAIS

IV — PONTOS OMISSOS

I — OBJECTIVOS

A Sociedade Portuguesa de Física organiza anualmente as Olimpíadas de Física a nível nacional e promove a participação de uma equipa portuguesa nas Olimpíadas Internacionais de Física.

Estas iniciativas têm por objectivo incentivar e desenvolver o gosto pela Física nos alunos do Ensino Secundário, considerando a sua importância na Educação Básica dos jovens e o seu crescente impacto em todos os ramos da Ciência e Tecnologia.

II — OLIMPÍADAS NACIONAIS DE FÍSICA

II.1 — PARTICIPAÇÃO NAS PROVAS

Podem participar nas Olimpíadas de Física as Escolas Secundárias e C+S nacionais que, dentro dos prazos estabelecidos pela SPF:

1) organizem as provas locais e apresentem à respectiva Delegação Regional da SPF as equipas que representam a Escola em cada escalão e tipo de provas definidos respectivamente em II.2 e II.3;

2) manifestem disponibilidade para, dentro dos meios que possuem, por si só ou em conjunto com outras Escolas, colaborar na organização da etapa intermédia da prova Teórico-Experimental, quando tal se tornar necessário.

II.2 — ESCALÕES E CONSTITUIÇÃO DAS EQUIPAS

Para cada um dos tipos de provas definidas em II.3 as Escolas poderão ser representadas por uma equipa em cada escalão.

As equipas são constituídas por três alunos da Escola distribuídos do seguinte modo:

ESCALÃO A: alunos dos 9.º ou 10.º anos de escolaridade;

ESCALÃO B: alunos dos 11.º ou 12.º anos de escolaridade que frequentem a disciplina de Física.

As Escolas podem estar representadas nos dois ou num só dos escalões.

II.3 — TIPO DE PROVAS E ETAPAS

Para cada um dos escalões A e B as Olimpíadas Nacionais compreendem dois tipos de provas, que decorrem de modo independente:

Prova Teórico-Experimental
Prova de Criatividade

II.3.1 — PROVA TEÓRICO-EXPERIMENTAL

Na prova teórico-experimental as equipas são avaliadas pelos seus conhecimentos de Física especialmente no que se refere à interligação das abordagens teórica e experimental.

Para cada um dos escalões A e B a prova teórico-experimental envolve as seguintes etapas:

a) ETAPA LOCAL

Na etapa local a Escola participante seleccionará uma equipa do escalão A e uma equipa do escalão B (ou uma só equipa de qualquer dos escalões). A elaboração e organização da etapa local é da inteira responsabilidade da Escola participante.

b) ETAPA INTERMÉDIA

Nesta etapa as Escolas são agrupadas de acordo com a sua distribuição geográfica dentro da região correspondente a cada Delegação

Regional da SPF que definirá os critérios para a formação de Grupos. De cada Grupo de Escolas serão seleccionadas as equipas que participarão na Etapa Regional.

Cada Delegação Regional indicará as Escolas responsáveis pelos grupos de modo a, dentro do possível, haver rotatividade na sua designação.

A não realização desta etapa por falta de acordo entre as Escolas de um grupo poderá implicar a eliminação de todas as Escolas pertencentes a esse grupo.

c) ETAPA REGIONAL

Na etapa regional, planeada e orientada pela respectiva Delegação Regional da SPF, concorrerão as equipas seleccionadas na etapa intermédia.

Nesta etapa serão seleccionadas uma equipa do escalão A e duas do escalão B que irão participar na etapa seguinte.

d) ETAPA NACIONAL

Nesta etapa final em que participam as equipas do escalão A e do escalão B escolhidas nas etapas regionais, serão seleccionadas as equipas vencedoras das Olimpíadas Nacionais de Física no escalão A e no escalão B, como os dez alunos com melhor pontuação individual (do escalão B) que poderão vir a participar nas Olimpíadas Internacionais.

Para o escalão B esta etapa será constituída por uma prova teórica de carácter individual e por uma prova teórico-experimental em que as respostas serão apresentadas pela equipa.

i) a pontuação final da equipa será dada pela soma da pontuação obtida na prova teórico-experimental com a média das pontuações na prova individual;

ii) a pontuação final de cada aluno será a soma da sua pontuação na prova teórica individual com a pontuação da equipa na prova teórico-experimental.

A lista dos dez alunos (do escalão B) com melhor pontuação individual será apresentada por ordem alfabética sem indicação das pontuações obtidas.

II.3.2 — PROVA DE CRIATIVIDADE

Na prova de criatividade pretende-se estimular a criatividade dos alunos que serão avaliados através da apresentação de um trabalho versando um tema de Física numa forma original. O trabalho consta da abordagem e exploração pelos alunos de um tema de Física, podendo na apresentação serem utilizados diversos recursos, por exemplo, dispositivos experimentais, programas de computador, audiovisuais, etc..

Para cada um dos escalões A e B a prova de criatividade envolve as seguintes etapas:

a) ETAPA LOCAL

Na etapa local cada Escola participante seleccionará uma equipa do escalão A e uma equipa do escalão B (ou uma só equipa de qualquer dos escalões). A etapa local é da inteira responsabilidade da Escola Secundária participante.

b) ETAPA REGIONAL

Na etapa regional concorrerão as equipas que apresentem os trabalhos seleccionados pela respectiva Delegação Regional da SPF.

Será efectuada por júri designado pela respectiva Delegação Regional da SPF a pré-selecção dos trabalhos, mediante a análise de uma descrição sumária (de extensão não superior a uma página A4) dos trabalhos apresentados por cada Escola concorrente.

Nesta etapa serão seleccionadas, em cada Delegação, a equipa do escalão A e a equipa do escalão B que tiverem apresentado os trabalhos considerados os melhores.

c) ETAPA NACIONAL

Na etapa nacional participarão as equipas do escalão A e do escalão B seleccionadas nas etapas regionais;

Nesta etapa serão distinguidos os melhores trabalhos de cada escalão.

II.4 — OUTRAS DISPOSIÇÕES

Cada equipa participante deverá, em todas as provas, apresentar-se acompanhada por um Professor da Escola.

DESPESAS

A SPF custeia todas as despesas de organização relativas às etapas regionais e nacionais.

A SPF não participa nas despesas de deslocação e estadia das equipas nas etapas intermédia e regional.

As despesas de deslocação e alojamento dos alunos e professores para participação nas etapas nacionais são custeadas pela SPF.

MATERIAL

Nas provas teórico-experimentais os participantes podem usar tabelas de logaritmos e de constantes físicas, máquinas de calcular não programáveis e material de desenho desde que se apresentem munidos do mesmo.

As equipas participantes na Prova de Criatividade deverão ser portadoras de todo o material necessário à realização da prova. Resalva-se o caso de equipamento como vídeo, computador, etc. desde que previamente acordado com a Delegação Regional respectiva.

CONTEÚDOS DAS PROVAS

Nas etapas Local, Intermédia e Regional, as provas teórico-experimentais incidirão apenas em matéria do 9.º ano de escolaridade para o escalão A e do 11.º ano para o escalão B.

A etapa Nacional da prova teórico-experimental inclui temas relativos à matéria do 10.º ano de escolaridade para o escalão A e do 12.º ano para o escalão B.

II.5 — JÚRIS DAS PROVAS

A etapa local é da inteira responsabilidade da Escola Secundária participante.

A etapa intermédia será, para cada grupo de Escolas, organizada por uma ou mais Escolas participantes. Neste último caso haverá necessariamente uma Escola que ficará responsável perante a SPF pela organização da Etapa.

Nas etapas regionais e nacionais cada prova será classificada por um júri constituído por três ou mais elementos designados pela SPF.

II.6 — PRÉMIOS

Todos os alunos participantes na etapa regional recebem um prémio de presença.

Cada membro das equipas seleccionadas nas etapas regionais,

a) recebe um prémio;

b) tem a responsabilidade de participar na prova nacional, com deslocação e alojamento a cargo da SPF.

A SPF atribuirá um prémio à Escola responsável por cada grupo na etapa intermédia da prova teórico-experimental.

II.7 — CALENDARIZAÇÃO

Até finais de Setembro, cada Delegação da SPF enviará para as Escolas toda a documentação respeitante às Olimpíadas.

Até 15 de Novembro, cada Escola deve enviar para a respectiva Delegação Regional da SPF a ficha de inscrição especificando as provas e escalões a que tenciona concorrer e a indicação da possibilidade de por si só, ou em

conjunto com outras Escolas, colaborar na organização da etapa intermédia.

Até 15 de Janeiro, as Escolas Secundárias concorrentes devem completar a etapa local e informar a respectiva Delegação Regional da SPF sobre a constituição das equipas seleccionadas.

Até 20 de Março, cada Escola responsável pela organização da etapa intermédia deve enviar à respectiva Delegação Regional da SPF a constituição das equipas seleccionadas em cada escalão.

Até 20 de Março, cada Escola deve enviar para a respectiva Delegação Regional da SPF a descrição sumária dos trabalhos originais das equipas candidatas a participar nas provas de criatividade. Serão admitidos à prova os trabalhos considerados, pelo júri, como possuindo melhor qualidade.

As provas regionais serão efectuadas durante a 1.ª quinzena de Abril.

As provas nacionais serão efectuadas durante a 1.ª quinzena de Maio.

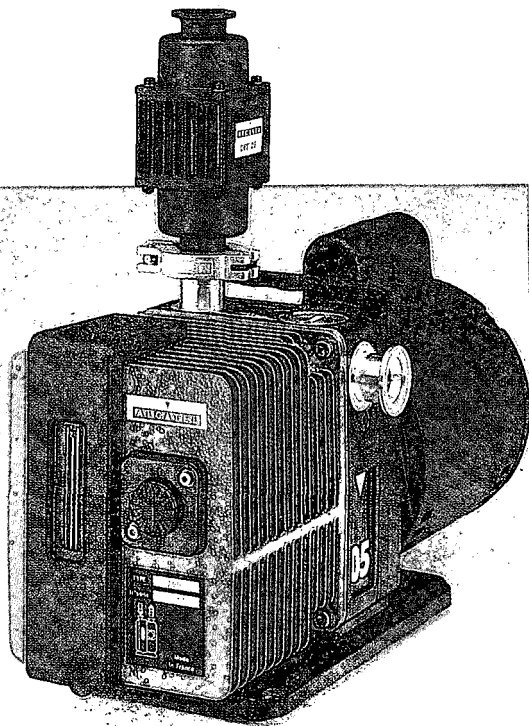
III — PARTICIPAÇÃO NAS OLIMPÍADAS INTERNACIONAIS

De entre os concorrentes à etapa nacional da prova teórico-experimental, Escalão B, será escolhida a equipa constituída por 5 elementos, que participará nas Olimpíadas Internacionais de Física.

A escolha será efectuada durante um curso de preparação em que participarão os 10 alunos seleccionados durante a final nacional da prova teórico-experimental do escalão B. Este curso, integralmente custeado pela SPF, será realizado em data e local a definir.

IV — PONTOS OMISSOS

Qualquer questão resultante de omissões ou dúvidas de interpretação do presente regulamento será resolvida pela Organização.



▽
ALCATEL

CIT

**INFORME-SE SOBRE AS
NOVAS ROTATÓRIAS
PASCAL
DA ALCATEL.**

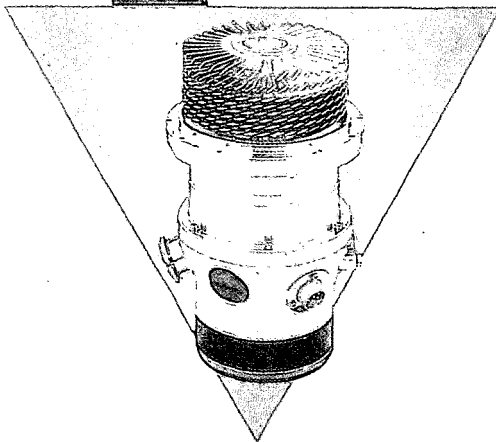
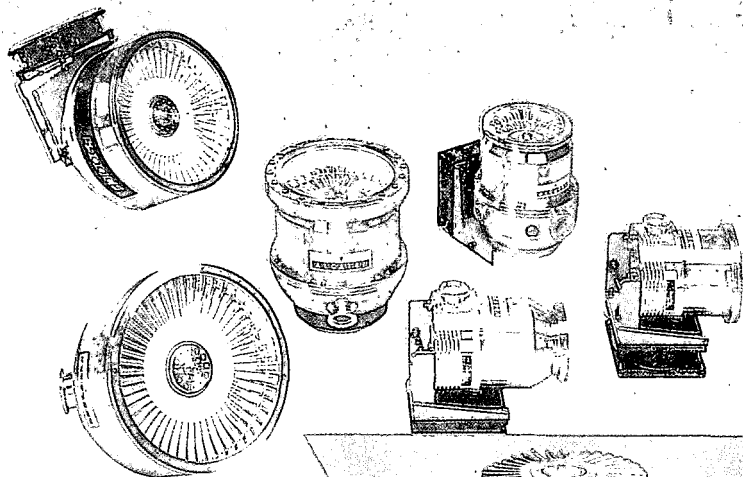
**UM DIA TODAS AS
ROTATÓRIAS
SERÃO ASSIM...**

EM QUALQUER POSIÇÃO

**27.000 r. p. m.
apenas**

**O QUE NOS PERMITE
FAZER LOCALMENTE,
TOTAL SERVIÇO E
MANUTENÇÃO**

**VERIFIQUE QUE 90%
DO EQUIPAMENTO DE
VÁCUO, EM PORTUGAL,
DESDE 1991, É
ALCATEL**



CAIOLAB

**PRAÇA D. AFONSO V, 120
4100 PORTO (PORTUGAL)
TELEFONE 68 20 29
FAX: 6102406**



VOL. 15 • FASC. 2 • JUNHO 1992

SUMÁRIO

| | |
|---|-----------|
| Aspectos Fundamentais da Radiação de Transição | 41 |
| <i>M. João Martins</i> | |
| A evolução dos instrumentos de medidas eléctricas no século XIX | 46 |
| <i>Décio Ruivo Martins e Luiz Alte da Veiga</i> | |
| Como se fazem e para que servem os aceleradores de partículas?. | 56 |
| <i>Rui Alves Pires e Rui Dilão</i> | |
| Determinação experimental da condutividade térmica de um material sólido | 67 |
| <i>António F. Miguel e Ana A. Silva</i> | |
| Olimpíadas de Física 1992 | 71 |
| Curiosidades e Imagens de Física | 76 |
| <i>J. Bessa Sousa</i> | |
| Sociedade Portuguesa de Física — Regulamento das Olimpíadas de Física | 77 |