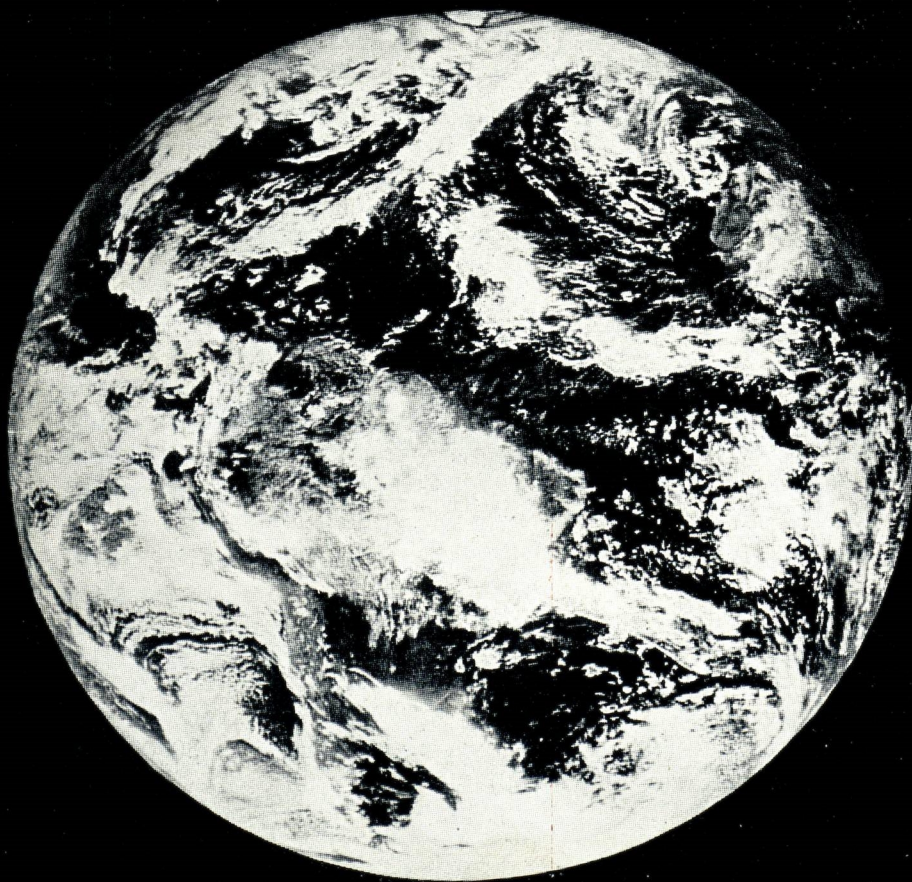


GAZETA DE FISICA

REVISTA DOS ESTUDANTES DE FÍSICA
E DOS FÍSICOS PORTUGUESES



VOL. V, FASC. 1
JULHO 1970

Fotografia da Terra feita pelo
satélite ATS-3. (Reprodução
da revista «Tech Engineering
News», vol. L, N.º 1, Feve-
reiro 1968)

VOL. V

GAZETA DE FÍSICA

FASC. 1

JULHO—1970

PUBLICAÇÃO TRIMESTRAL DESTINADA AOS ESTUDANTES DE FÍSICA E AOS FÍSICOS PORTUGUESES • VOLUMES PUBLICADOS:

VOL. I — 1946 A 1948 — IX FASCÍCULOS — 288 PÁGINAS
VOL. II — 1948 A 1953 — X FASCÍCULOS — 280 PÁGINAS
VOL. III — 1953 A 1960 — IX FASCÍCULOS — 276 PÁGINAS
VOL. IV — 1960 A 1964 — VII FASCÍCULOS — 224 PÁGINAS

SUMÁRIO

Palavras de Reabertura	1
O Ensino Liceal da Física de 1964 a 1970, <i>por Rómulo de Carvalho</i>	2
Estruturas de Atmosferas Planetárias: A Atmosfera Terrestre, <i>por Alfredo S. Mendes</i>	7
A Conversão Directa de Energia Térmica em Eléctrica, <i>por Rui Namorado Rosa</i>	14
Neutrões e Matéria Condensada, <i>por Frederico Gama Carvalho</i>	20
Apontamento Sobre a Teoria da Relatividade Restrita, <i>por Filipe Duarte Santos</i>	30

————— *A matéria de cada artigo é tratada sob a inteira responsabilidade do autor* —————

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

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

Palavras de Reabertura

Após um interregno de seis anos volta a Gazeta de Física a reatar o convívio interrompido com os seus leitores.

Iniciada a publicação em Outubro de 1946 conseguiu a Gazeta de Física manter a sua existência ao longo de dezoito anos, durante os quais publicou 35 fascículos, numa totalidade de mais de um milhar de páginas. Bem sabemos que a qualidade da matéria inserta nesses fascículos tem muito mais peso na avaliação do merecimento da Gazeta de Física do que o número total das suas páginas, mas julgamos digno de considerar-se este aspecto, meramente quantitativo, porque demonstra a convicção de todos os componentes do seu corpo redactorial de que era necessário teimar na publicação de uma revista destinada a fomentar o interesse pelos assuntos da Física. Só essa convicção foi capaz de dar coragem para que a publicação da Gazeta de Física prosseguisse durante tanto tempo.

No decurso destes seis anos de intervalo sofreu grande incremento, entre nós (dentro da modéstia do nosso progresso técnico e científico), o interesse pelos assuntos da Física a ponto de já ser possível ocupar um número apreciável de diplomados nesta ciência em funções de investigação e noutras em que ela intervem. Simultaneamente cresceu também o número de estudantes universitários de Física o que, no conjunto, constitui um público de dimensão suficiente para justificar o reaparecimento da Gazeta.

Nunca, no pensamento dos seus redactores, se admitiu que a Gazeta de Física tivesse terminado definitivamente, nem que as dificuldades que obrigaram a suspender a saída dos seus números não pudessem vir a ser arredadas. Ao nosso desejo de prosseguir juntou-se agora o auxílio económico de uma parcela inserida nas verbas destinadas às actividades do Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa, provenientes do III Plano de Fomento.

Nesta nova fase da sua existência, mantém a Gazeta de Física o mesmo rumo que traçou no seu início. Não é uma revista para trabalhos originais de investigação. O seu nível mais elevado alcança a classe dos professores do ensino médio e a dos estudantes universitários dos anos mais adiantados. Ocupa-se da divulgação dos conhecimentos da Física, ou com ela relacionados, da meditação sobre os conceitos em que essa ciência se fundamenta, e dos problemas do seu ensino.

Esperamos que este programa continue a merecer a simpatia dos nossos leitores.

○ Ensino Liceal da Física de 1964 a 1970

por RÓMULO DE CARVALHO

1. O intervalo de tempo que decorre entre os anos de 1964 e 1970 não terá, futuramente, numa visão retrospectiva do nosso ensino liceal, nenhum significado particular que justifique a escolha dessas datas como limites. Estamos a dar-lhe relevo apenas por ter sido nesse intervalo de tempo que a *Gazeta de Física* deixou de ser publicada, e como, em toda a sua existência, sempre manifestou o mais vivo interesse pela melhoria do ensino da Física, justifica-se que pretendamos agora dar balanço ao que se passou durante esse tempo.

Os anos então decorridos, e já os seus anteriores imediatos, pertencem a uma época em que os problemas do ensino se alcançaram ao mais alto nível das preocupações dos governantes, de acordo com o moderno conceito da finalidade da Pedagogia que é o aproveitamento económico do individuo. Nós, espectadores deste grande movimento universal, fomos sacudidos pelo sismo e levados por ele à necessidade urgente de resolver, apressadamente, problemas múltiplos em que se diria ainda não termos reparado ou apenas deles nos apropriamos como matéria de teses. Assuntos desta natureza exigem, para sua resolução proveitosa, uma tradição de espírito reformador, atento e fresco, uma maturação serena e esclarecida, uma informação abundante e segura, uma previsão bem fundamentada, uma discussão amplamente aberta.

É certo que entre nós não têm faltado os estudos prévios, os relatórios, as comunicações, os simpósios, os gráficos, as estatísticas, os organigramas, os gabine-

tes de estudo, os contactos com o estrangeiro, as idas e vindas de pessoas competentes, mas também é certo que, neste momento, em 1970, os programas de Física dos liceus são exactamente os mesmos que eram em 1954, ano da sua publicação no *Diário do Governo*, os quais reproduziam, quase na íntegra, os de 1948. E como é do ensino liceal que sai toda a massa estudantil para as universidades, concluímos que, a despeito das boas intenções oficiais, nos encontramos exactamente na mesma situação em que nos encontrávamos em 1948, há vinte e dois anos, como se nada tivesse acontecido entretanto.

Aproxima-se agora o mês de Outubro de 1970 e, no início desse mês, apresenta-se uma situação nova para os estudantes portugueses: será a altura do ingresso, nas escolas que ministram o ensino liceal, da primeira vaga de alunos vindos do Ciclo Preparatório. São milhares e milhares de estudantes que irão iniciar, conforme se tem anunciado, um novo estilo de ensino, com novos programas, novas intenções e novos ambientes.

No que respeita à Física esses milhares de alunos deverão frequentar salas de aula dispostas como se fossem laboratórios onde, em turmas de pequeno número de estudantes, cada um trabalhe por si, execute as suas experiências e receba a orientação do professor devidamente preparado para o efeito.

Estamos, neste momento, em Julho de 1970 e não há ainda qualquer notícia pública relativamente aos novos programas. Saídos eles, será a altura de se começarem a redigir os compêndios, de

se prepararem os professores para o proclamado novo estilo de ensino, de se organizarem as salas de aula, de se adquirir o material necessário.

2. Como os programas se mantiveram os mesmos neste longo intervalo de anos, tudo quanto dos programas depende se encontra na mesma. Mantiveram-se os compêndios de Física liceal como «livros únicos», isto é, livros com o privilégio de serem os únicos que os estudantes e os professores podem oficialmente utilizar, e que excluem a utilização de todos os outros que porventura se publicassem mas que não chegam sequer a ser redigidos por não terem mercado que justifique a sua publicação. Numa época, como a actual, de tão rápidas mutações no campo da Didáctica, mantêm-se os livros únicos de Física, e os mesmos de há muitos anos, sem qualquer obrigação de se modificarem.

As alterações que as mais recentes edições desses livros apresentam reduzem-se à introdução de fotografias novas e ao emprego de cores no desenho de alguns esquemas. Os textos mantêm-se quase intactos com a agravante surpreendente de ter havido substituição de coisas certas por erradas.

3. Com os mesmos programas e os mesmos livros, o ensino decorreu, neste intervalo de seis anos, como antes de 1964 e, análogamente, o sistema de exames. O que se tem notado, de diferente, na redacção dos pontos escritos destinados aos exames liceais de Física é a preocupação de os tornar sempre mais acessíveis. O nível de exigências é cada vez mais baixo sem que, por seu intermédio, se tenha conseguido o resultado que, porventura, se queria alcançar, o qual seria um maior número de aprovações. Está demonstrado que existe uma massa de alunos capaz de responder com algum

acerto às questões dos pontos escritos, e que esse quantitativo se mantém, sensivelmente o mesmo, quer os pontos sejam mais acessíveis ou menos acessíveis. Com pontos escritos de Física, do 3.º ciclo, propositadamente fáceis resultam (exemplo concreto) 30% de notas iguais e inferiores a 4 valores.

4. Quanto aos professores de Física do ensino liceal também interessa saber o que se passou no intervalo de 1964 a 1970. Neste pormenor a situação modificou-se muito.

Como se sabe, tem vigorado um estágio pedagógico em liceus chamados normais (Pedro Nunes, de Lisboa; D. Manuel II, do Porto; D. João III, de Coimbra) cujas exigências máximas consistiam num exame de admissão, numa permanência activa de dois anos no respectivo liceu, e de um exame de estado, final. No intervalo de seis anos que estamos considerando fizeram exame de estado em Ciências Físico-Químicas, com aprovação (e todos os candidatos a estes exames foram aprovados) 28 professores estagiários, dos quais 11 do sexo masculino e 17 do feminino. Vinte e oito professores em seis anos!

O número de professores de Física assim entrados no ensino foi insignificante mas, como não é necessário ter-se preparação específica para professor no exercício do ensino liceal oficial, esse tão pequeno número em nada prejudicou o funcionamento dos liceus, no aspecto meramente quantitativo. Nunca, por isso, houve falta de «professores». Sempre se pensou, porém, que todos os professores em exercício deveriam ter estágio pedagógico o que, aliás, muitos deles desejariam fazer se lhes fossem dadas condições económicas para tal. A solução estaria em lhes serem pagos vencimentos durante o estágio mas como, nessas condições, seria certamente muito grande o número de

candidatos que acorreriam a fazê-lo, resultaria daí um grave e imediato inconveniente para o ensino porque, como todos esses candidatos, normalmente, estavam a exercer serviço, nos liceus, na qualidade de professores eventuais, logo esses liceus se encontrariam, de repente, sem o funcionamento de muitas e muitas aulas por os respectivos professores terem acorrido a fazer o estágio. Resolveu-se a dificuldade determinando que os estagiários passassem a ter a totalidade normal de aulas semanais de um professor, mas distribuída por dois horários, um para ser cumprido como estagiário e outro como professor eventual. Embora com meio horário, receberiam o vencimento completo, de horário inteiro.

Assim se fez (Decreto 49 204, de 25 de Agosto de 1969), dispensando os concorrentes de quaisquer provas de admissão, reduzindo o tempo de estágio a um ano (na realidade a meio ano por serem, simultaneamente, professores eventuais) e acumulando-os assim de benefícios que os colocaram em situação de grave injustiça em relação aos professores anteriormente diplomados.

Entraram, deste modo, nos estágios, no ano escolar de 1969-1970, algumas centenas de candidatos, desde os jovens de recente licenciatura até às pessoas de idade próxima da aposentação, da ordem dos sessenta anos.

No que respeita à Física foram admitidos 62 estagiários nas três cidades onde têm funcionado liceus normais, dos quais 4 homens.

Como logo se reconhecesse que aqueles três liceus não podiam comportar tão grande número de estagiários (só em Lisboa, e só de Física, eram 26) tornou-se necessário atribuir, a outros liceus, funções análogas às dos normais. Assim, em todos (salvo erro) os liceus de Lisboa, Porto e Coimbra, passaram a funcionar estágios pedagógicos e, para isso, foi pre-

ciso recrutar vários professores para exercerem a metodologia.

Esta distribuição dos estagiários, por vários liceus, não resolveu as dificuldades todas. Como, cada um deles, deveria ter, além do meio horário de estágio, um meio horário de professor eventual, reconheceu-se que, por serem muitos, não era possível arranjar, para todos eles, serviço eventual no liceu onde faziam estágio. A decisão tomada, em casos desses, foi esta: o candidato faria estágio num liceu e seria professor eventual noutra, onde fosse possível dar-lhe lugar. Pode servir de exemplo o caso do Liceu de Pedro Nunes, em Lisboa, com 9 estagiários de Física. Desses nove, quatro tiveram serviço eventual no próprio liceu do estágio, e cinco tiveram serviço eventual no Liceu de Maria Amália.

A situação dos professores estagiários, tornou-se assim, em vários casos, dramática e, no que respeita ao estágio dos que se dedicam às Ciências Físico-Químicas, o peso do adjectivo é profundamente sentido por todos, mesmo pelos que são eventuais no próprio liceu do estágio. Na preparação do professor de Física tem de se acrescentar, a tudo quanto é comum aos dos outros grupos, a indispensabilidade do trabalho de laboratório, trabalho moroso, que exige serenidade, dedicação e larga disponibilidade de tempo.

A maioria dos estagiários são senhoras, em geral novas, casadas, com filhos de poucos anos. Vivem, algumas delas, nos arredores de Lisboa como hoje é frequente. Deixam a casa de manhã cedo, e estão às oito e meia no Pedro Nunes. Aí têm uma ou duas aulas, a que assistem ou que elas próprias dão, e correm para o Maria Amália onde vão dar aulas do seu serviço eventual. Comem qualquer coisa e voltam ao Pedro Nunes, não para aulas porque aí não as têm de tarde, mas para realizarem os seus trabalhos ou a preparação das suas lições. A meio da

tarde tornam a correr ao Maria Amália para darem outras aulas, onde, as mais tardias, terminam às 19 horas. Assim sucedeu no ano lectivo que agora termina.

Estes professores estagiários passavam de uma aula do 3.º ano para uma do 4.º, do 4.º para o 5.º, do 5.º para o 6.º, do 6.º para o 7.º, numas estavam a leccionar Mecânica, noutras Óptica, noutras Electricidade, noutras davam Química, para todas precisavam de preparar material com antecedência, de reuni-lo (o que nem sempre é fácil), de experimentá-lo, de ajustá-lo ao que pretendiam. (No Pedro Nunes, eram nove estagiários e quatro professores da casa, a necessitarem, permanentemente, a toda a hora, de material variado, e até mesmo de lugar onde pudessem proceder ao seu trabalho. Até em cima de cadeiras se prepararam experiências para as lições).

Os professores estagiários consumiram parte dos seus dias a correrem de um lado para o outro, com transportes que nem sempre são fáceis e, se tinham carro, suportando todos os incómodos do trânsito e o nervosismo que ele causa.

A estes aspectos gerais ainda outros, accidentais, se poderão acrescentar. Seja o caso de o professor estagiário desistir do estágio, conforme sucedeu. A sua saída arrasta consigo a suspensão das aulas da respectiva disciplina, nas turmas que faziam parte do seu horário como professor eventual. Onde arranjar outro que o substitua, como eventual também, em qualquer altura do ano lectivo, quando já todos têm a sua vida organizada? Há uma solução, a que se recorreu, de facto, que é distribuir as turmas que esse professor abandonou, por outros da mesma disciplina. Nesses outros estão os próprios estagiários, em exercício, que viram o seu horário sobrecarregado com mais esse inesperado peso.

Assim decorreu a vida dos professores

estagiários no ano lectivo que recentemente findou.

Apesar de todas estas circunstâncias, os professores estagiários suportaram o estágio com estoicismo. Fizeram o que lhes foi possível fazer, queimaram as horas da sua existência corajosamente e até chegaram a ir ao liceu ao domingo, os da Física, para prepararem os seus trabalhos! Infelizmente, por mais que se esforçassem, por mais boa vontade que manifestassem, ficaram sempre à quem das suas possibilidades pelas condições em que trabalharam. A preparação oficial desses professores, gravar-se-á, nas suas memórias, como uma triste recordação.

5. Outro acontecimento importante relativo ao ensino liceal da Física durante estes últimos anos, foi a organização de cursos de actualização dos professores eventuais, decorridos no ano lectivo de 1968-1969, com a duração de duas semanas. Procurou-se estender esses cursos a todo o País dividindo-o em zonas, dentro de cada uma das quais um professor efectivo reuniria, à sua volta, os professores eventuais em serviço nos liceus que as referidas zonas abrangessem. A finalidade das reuniões foi a de ministrar noções fundamentais de Didáctica Geral e de Didáctica da Física e da Química.

A iniciativa merece todo o aplauso e foi excelente que se proporcionassem encontros, de viva voz, entre pessoas interessadas nos mesmos temas. Pena foi que os cursos se limitassem a um número muito reduzido de liceus, por dificuldades várias.

Ainda de acordo com a mesma orientação vieram a Portugal alguns professores estrangeiros, convidados expressamente para nos falarem de Física e de Química.

6. Outro acontecimento notável, e este de inestimável valor, para o ensino

liceal da Física, foi a aquisição e distribuição de material didáctico pelos liceus, proveniente do Ministério de Educação Nacional e por intermédio de uma comissão de reapetrechamento organizada para esse fim. A distribuição foi magnânima e encheu de alegria os professores dedicados ao ensino da Física.

Tomando para exemplo o Liceu de Pedro Nunes, informaremos que o material (recebido, morosamente, ao longo de três anos, de 1963 a 1966) consistiu em 301 títulos, no valor de Esc. 270 696\$00.

A fase de aquisição do material foi antecedida de um inquérito a cada liceu do País, pelo qual se pretendia saber o que existia, à data, em bom estado de funcionamento, nos respectivos Laboratórios de Física. A intenção era boa mas nem sempre os resultados foram os melhores porque, ignorando-se muitas vezes o estado presente da evolução na construção de material didáctico, houve prejuízo para os liceus que disseram ter este ou aquele dispositivo, privando-se de receber outro, do mesmo género, mas muito mais eficiente. Se um liceu declarou, por exemplo, que tinha seis amperímetros, não precisaria de mais e, contudo, os que poderia vir a receber seriam de modelos indispensáveis para fins didácticos.

A par de peças de boa construção e de grande utilidade, foi recebido material muito inferior em qualidade. Parte dele foi entregue com instruções insuficientes ou mesmo sem nenhuma, verificando-se, neste último caso, a impossibilidade de as obter.

Trata-se, sem dúvida, apesar de tudo, de um grande progresso para o ensino da Física. Entretanto convém recordar que o progresso não consiste na mera existência do material, mas nisso e na sua utilização. Há fortes razões para pôr em dúvida se realmente houve progresso, na sua generalidade.

7. Por último também queremos aludir a outro acontecimento relativo ao ensino liceal da Física.

Tem-se desenvolvido nos liceus, nestes últimos anos, uma actividade escolar à margem das aulas, designada por «Clubes de Física». Esta actividade, extra-escolar, é uma das muitas que foram criadas para dar, aos estudantes, oportunidades de executarem tarefas complementares da sua educação. Contam-se, entre elas, o teatro, o jornalismo, a dactilografia, a microscopia, a cerâmica, a pintura, a música, etc., etc., e os desportos. Os alunos devem indicar, no início do ano lectivo, a qual destas actividades desejam entregar-se e, para a sua realização, há dias marcados e horas próprias.

A maioria esmagadora dos alunos escolhe os desportos e joga à bola nos tempos livres. Alguns escolhem outras tarefas. Por exemplo, no ano lectivo corrente, no Liceu de Pedro Nunes, houve 17 alunos em 900 que escolheram o Clube de Física, e havia neles representantes de todos os anos, do terceiro ao sétimo. O 3.º ciclo estava representado por sete alunos.

As sessões do Clube têm sido dirigidas por professores de Física que recebem esse encargo incluído no seu próprio horário, e dele têm que prestar contas.

A situação é difícil porque o conteúdo dessas sessões não se improvisa. O professor não deve ir para o Clube dar quaisquer matérias que se incluam normalmente nas aulas, mas satisfazer o gosto que os alunos manifestam. Um quer saber coisas sobre a teoria da relatividade, outro sobre combustíveis dos foguetões, outro sobre «lasers», outro sobre fotografia com infra-vermelhos, etc., e o professor tem que ir procurar qualquer informação superficial, e mais ou menos jornalística, sobre aqueles assuntos, para a comunicar aos interessados que, em

geral, já tinham lido isso mesmo em qualquer revista.

Uma solução de emergência é a de dar aos rapazes as caixas de material Phywe para efectuarem experiências, do que resulta o estrago e a quebra das peças e a permanente desarrumação de tudo. Os interesses são muito diferentes, as idades também e, embora algum pequeno proveito se possa acidentalmente tirar, não é possível atender a todos e ser-lhes útil. Os próprios rapazes, por não terem faltas naquelas actividades, nunca aparecem tantos quantos os poucos que se inscreveram no clube e, às vezes, nem um só aparece.

8. O balanço geral de quantas considerações fizemos a respeito da evolução do ensino liceal da Física nestes últimos

seis anos não é agradável principalmente se nos recordarmos que esse intervalo de tempo se integra numa época em que todo o mundo se agita na efectivação de reformas, e não já na elaboração dos seus projectos. O que de novo se fez entre nós (cursos de actualização e reapetrechamento de material) é apenas um progresso virtual como um verniz que se dá num móvel carunchoso e o embeleza, porque tudo é montado sobre um ensino obsoleto, com programas antiquíssimos, sobre compêndios que não satisfazem, sobre um corpo doente preparado à pressa, que não tem tempo para aprender a lidar com a ferramenta laboratorial nem sossego para meditar sobre a responsabilidade que lhe cabe no futuro dos 127 000 estudantes que estavam matriculados no ensino liceal no ano escolar findo.

Estruturas de Atmosferas Planetárias: A Atmosfera Terrestre

por ALFREDO S. MENDES

(Do Serviço Meteorológico Nacional e do Instituto Geofísico da Universidade de Lisboa)

1. Alguns dos planetas possuem uma camada gasosa exterior designada atmosfera (do grego *atmos*+*sphaire*), que constitui uma cobertura cuja estrutura geral depende da composição, temperatura, campos gravítico e magnético, propriedades dos constituintes do espaço interplanetário envolvente, etc.

A atmosfera terrestre é uma região complexa de interacção entre a superfície do globo e o espaço interplanetário, ligada à terra por atracção gravítica, constituída por camadas de composição química, densidade, temperatura, pressão e extensão diferentes. No entanto, a grande complexidade dos fenómenos atmosféricos e a grande dificuldade dos estudos teóricos e

experimentais sobre o comportamento dos constituintes do ar, têm conduzido à construção de modelos mais representativos para a atmosfera inferior do que para a superior. Os constituintes do ar satisfazem a equação de estado $p = \rho RT/m$ de um gás ideal, para os valores da pressão na atmosfera e encontram-se em equilíbrio hidrostático quase perfeito, de modo que a diminuição do gradiente da pressão em altitude é contrabalançado pela acção das forças da gravidade, isto é, $\partial p / \partial z = -\rho g$.

Na baixa atmosfera os processos energéticos que mantêm os fenómenos físicos são do tipo termomecânico, enquanto que na média e alta atmosfera dominam os do tipo termoquímico e termoeléctrico. Gra-

dualmente, a alta atmosfera, tornando-se cada vez menos densa, passa a ser constituída por partículas que quase não colidem. Entra-se, assim, numa região muito pouco densa, que faz a transição para o espaço exterior — exosfera. Nesta região os processos energéticos são fortemente condicionados à acção do campo geomagnético sobre as partículas carregadas de origem terrestre, solar ou cósmica.

O recurso à observação física e química directa, em toda a atmosfera, pela utilização de instrumentos transportados através dela em balões, foguetões e satélites, permitiram melhorar apreciavelmente o seu conhecimento, a tal ponto que, hoje, se admite a atmosfera terrestre estendendo-se até milhares de quilómetros, enquanto que há 30 anos, se admitia que aquela distância, não deveria exceder uns 200 km.

A atmosfera terrestre é um meio físico sujeito a processos de poluição de vária ordem, do exterior pelas partículas cósmicas, solares, etc., da superfície da terra, principalmente como consequência do desenvolvimento industrial, do aumento do parque automóvel e das experiências atómicas, e no próprio meio, pelo desenvolvimento da aviação e dos programas espaciais com foguetões e satélites, que lançam na atmosfera superior gases diversos (vapor de água, anidrido carbónico, óxido de carbono, hidrogénio e compostos metálicos) em quantidades apreciáveis, que podem atingir valores da ordem de dezenas de toneladas.

A atmosfera terrestre constitui barreira à penetração de radiações extra-terrestres, nocivas à vida, e regula a distribuição dos climas sobre o globo terrestre.

2. A diferenciação das várias regiões da atmosfera assenta no seu estado físico e químico definido pela distribuição vertical do comportamento dos seus constituintes e da temperatura do ar, como se indica na figura 1.

Quanto à *variação da composição química*, a atmosfera é dividida em duas regiões fundamentais, a *homosfera* (0 a 100 km), onde o ar tem composição relativa

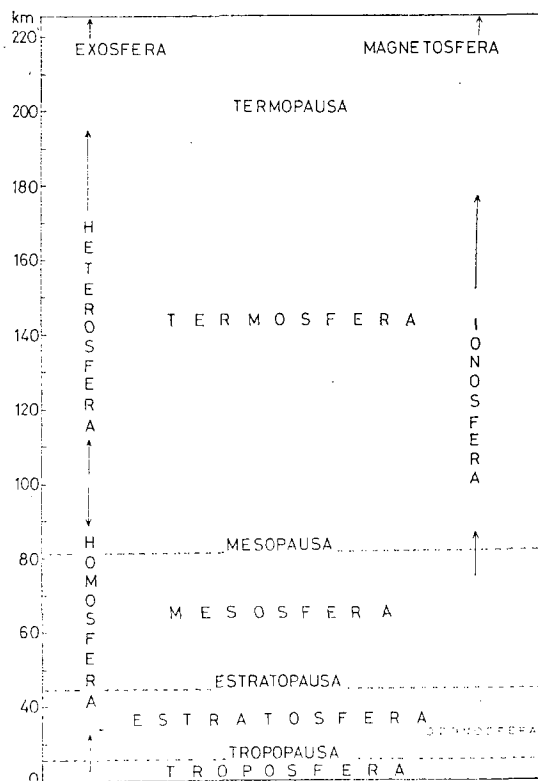


Fig. 1 — Nomenclatura da atmosfera segundo Chapman, Goody, Nicolet e a UGGI (1960).

constante no que se refere aos constituintes principais (azoto e oxigénio moleculares e argon) e a *heterosfera* (de 100 km até um nível variável com a temperatura ambiente). Entre a homosfera e a heterosfera existe uma região de transição, designada *homopausa*.

Quanto à *distribuição vertical da temperatura*, a atmosfera é dividida em cinco regiões fundamentais e quatro regiões de transição. As quatro primeiras regiões fundamentais são a *troposfera* (0 a 11 km), a *estratosfera* (11 a 50 km), a *mesosfera* (50 a 85 km) e a *termosfera* (acima de 85 km) onde a temperatura decresce e cresce com

a altitude de camada para camada; as quatro regiões de transição, são a primeira (*tropopausa*) e a terceira (*mesopausa*) onde a temperatura passa pelos valores mínimos, a segunda (*estratoausa*) onde atinge um máximo, e a quarta (*termopausa*) isotérmica, à altitude entre 200 e 500 km, conforme a actividade solar, e, a quinta região fundamental é a *exosfera*, região exterior onde se observa fuga das partículas para o espaço.

Atendendo, ainda, à *actividade química dos constituintes do ar* desenvolvida entre as altitudes de 20 a 100 km, principalmente

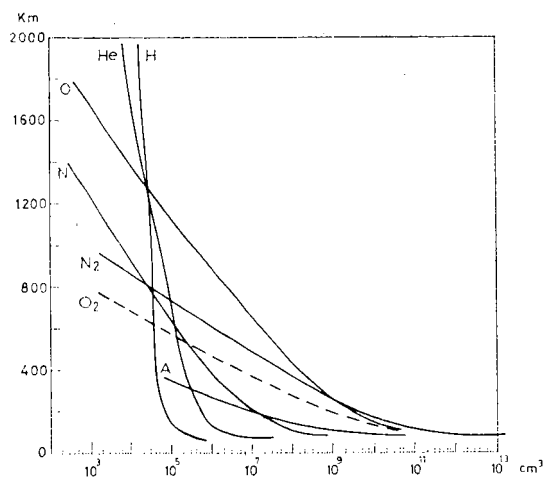


Fig. 2 — Distribuição vertical dos constituintes do ar (Champion, 1965).

pela fotodissociação provocada por radiação solar com comprimentos de onda superiores a 2000 Å, aproximadamente, esta região é por vezes designada *químiosfera*; e, à forte *ionização do meio*, podemos considerar duas camadas na atmosfera, a *ionosfera*, que se estende da mesosfera até ao limite superior da atmosfera e a *magnetosfera*, que se estende pelo espaço interplanetário até cerca de 40 raios terrestres.

3. *A homosfera* (0 a 100 km) é a região inferior da atmosfera. Na homosfera, os constituintes principais do ar (oxigênio e

azoto moleculares) encontram-se perfeitamente misturados e distribuídos com idêntico decréscimo das suas concentrações relativas, mantendo-se a composição do ar, expressa na sua massa molecular,

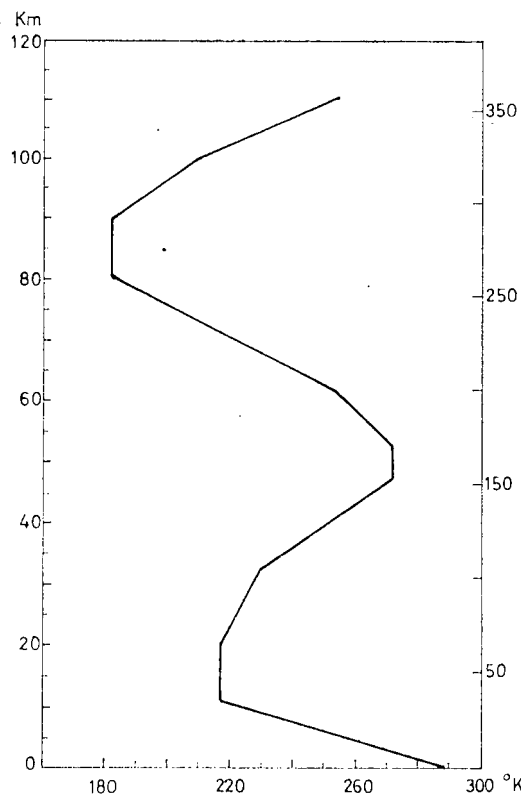


Fig. 3 — Distribuição vertical da temperatura para a atmosfera padrão (E. U. 1962).

aproximadamente constante (28,9). A homosfera inclui a troposfera, a estratosfera e a mesosfera, que, por isso, têm composição química análoga.

4. *A heterosfera*, é a região imediatamente acima da homosfera até um nível variável com a temperatura. A heterosfera tem composição variável, visto que o oxigênio molecular é fortemente dissociado, aparecendo assim o oxigênio atômico como elemento importante da composição do ar nesta região. Por outro lado, observa-se ainda, aumento relativo dos

elementos leves (hidrogénio e hélio) em relação aos elementos pesados (oxigénio e azoto) devido à difusão no campo da gravidade. A concentração de cada um dos constituintes decresce praticamente, segundo uma lei exponencial conforme a sua massa molecular, e, assim, a massa molecular média do ar diminui até cerca de 16 a 500 km exactamente, onde o oxigénio atómico é o componente fundamental. Entre a homosfera e a heterosfera, existe uma região de transição onde se dá a passagem do estado de mistura dos constituintes ao estado de difusão, e que se designa *homopausa*.

5. *A troposfera*, assim designada pelo meteorologista inglês Sir Napier Shaw, por causa do seu estado de movimento turbulento quase permanente, é a região da atmosfera que se estende até à altitude média de 11 km (*tropopausa*). A altitude média da tropopausa varia com a região do globo e as condições atmosféricas, podendo atingir 17 km nas regiões equatoriais, 8 km nas regiões polares e 13 ou 17 km, nas regiões tropicais conforme a situação meteorológica é de altas (anticiclone) ou baixas (depressão) pressões, respectivamente.

A temperatura do ar na troposfera diminui, em geral continuamente, até ao valor médio -56°C (217°K) no topo, com o gradiente de cerca de $6,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ e frequentes inversões.

Na troposfera onde o ar está em constante turbulência e mistura ocorrem os fenómenos meteorológicos formando-se os anticiclones, os ciclones, os hidrometeoros (núvens e precipitação), etc. A troposfera está em equilíbrio convectivo com a superfície do globo terrestre aquecida pela radiação solar.

A troposfera, apesar da pequena espessura em relação à da atmosfera, contém cerca de 80% da sua massa, sendo 99% a proporção do azoto e do oxigénio

moleculares para a dos outros constituintes.

6. *A estratosfera*, (11 a 50 km), descoberta pelo meteorologista francês L. P. Teisserenc de Bort, recebeu esta designação por ter admitido, a partir de observações de temperatura do ar com termómetros instalados em balões, que se tratava de uma região estratificada muito estável, e, por isso, sem a turbulência observada na troposfera.

A temperatura do ar na estratosfera, mantém-se quase constante até aos 20 km, depois aumenta com a altitude até atingir 0°C na estratopausa, a princípio lentamente, e em seguida (30 km), mais rapidamente até ao limite superior. A temperatura do ar na estratosfera varia para cada latitude com a época do ano.

Analogamente à troposfera, a estratosfera tem, em geral, constituição uniforme e mistura de azoto e oxigénio, na mesma proporção. No entanto, às altitudes entre 25 e 30 km, a taxa do ozono na atmosfera é apreciavelmente maior (cerca de 250 vezes mais que na troposfera), devido à acção da radiação ultravioleta sobre o oxigénio molecular segundo as reacções $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}$, $\text{O}_2 + \text{O} + M \rightarrow \text{O}_3 + M$, em que M representa uma terceira molécula que absorverá a energia química libertada sob a forma de energia cinética. Ainda que, nas condições normais de pressão e temperatura, à superfície do globo terrestre, aquela camada de ozono estratosférico (ozonosfera) não excedesse uma delgada camada de 0,3 cm de espessura, ela tem grande importância para a vida, como é sabido, pela absorção da radiação ultravioleta de comprimentos de onda compreendidos entre 2000 e 3000 Å. Esta absorção é responsável pelo aquecimento da estratosfera, mantendo o balanço térmico da atmosfera.

Além da camada de ozono referida acima, C. E. Junge, descobriu em 1961, a

altitude de 20 km, uma camada constituída por partículas de sulfato de amónio com dimensões muito pequenas (alguns microns). Este aerosol, pode ter origem na troposfera ou na própria estratosfera, pela oxidação do anidrido sulfuroso por oxigénio atómico.

A estratosfera é mais espessa nos pólos, e é, por vezes, quase inexistente no equador.

7. *A mesosfera*, constitui a última camada da homosfera, e por isso, tem a mesma constituição geral que a troposfera e a estratosfera, no que respeita aos constituintes azoto e oxigénio moleculares. A designação mesosfera, foi introduzida pelo geofísico inglês Sydney Chapman (1950).

Na mesosfera, a temperatura diminui rapidamente até ao mínimo da ordem dos -100°C , na mesopausa, a cerca de 85 km de altitude. Análogamente à troposfera, a mesosfera está sujeita a grandes variações de temperatura com a época do ano, em todas as latitudes, em parte devido à diminuição do ozono em altitude, não havendo a compensação de calor resultante da decomposição daquele constituinte atmosférico pela radiação ultravioleta. A mesosfera é uma região fria em relação à estratosfera e à termosfera, que a limitam, e, nela desaparece a maioria dos meteoros.

Na mesosfera, embora com carácter secundário, começa a ionização do ar pela radiação solar, dando origem à camada *D* da ionosfera, acima de 65 km.

8. *A termosfera*, primeira camada da atmosfera superior, estende-se dos 85 km, até 350 km quando a actividade solar é mínima e até 700 km, quando é máxima. A temperatura na termosfera aumenta continuamente de -100°C até 500°C ou de 1500 a 2000°C (conforme a actividade solar é mínima ou máxima) respectiva-

mente até à termopausa (250 a 400 km), região a partir da qual a temperatura se mantém constante com a altitude, como foi confirmado pelas observações feitas com os satélites. Esta região termina, onde a frequência dos choques dos constituintes do ar se torna pequena ou quase nula (nível crítico). Acima deste nível pode-se considerar que cada partícula se move segundo uma trajectória própria, ficando, assim, destruído o equilíbrio hidrostático dos gases ambientes.

Ao contrário da atmosfera inferior, onde os principais constituintes do ar são o azoto e o oxigénio moleculares, na termosfera, acima dos 100 km, a dissociação do oxigénio molecular pela acção da radiação solar de comprimento de onda superior a 2000 Å, seguindo a reacção indicada em (6) implica que o oxigénio atómico se torne o elemento importante da composição do ar, nesta região. Além do oxigénio atómico e molecular figuram ainda como constituintes importantes o azoto molecular, o hidrogénio atómico e o hélio sujeitos ao fenómeno da difusão, característico na alta atmosfera.

Nos períodos de maior actividade solar, aos efeitos caloríficos da radiação electromagnética de origem solar somam-se os da radiação corpuscular com a mesma origem, e assim, o considerável aumento de temperatura ocasionado, provoca expansão da atmosfera superior, de modo que as camadas mais densas podem atingir níveis mais altos, como foi confirmado com a alteração na marcha dos satélites quando atingem estas regiões. A termosfera, é a região de ocorrência de auroras.

9. *A exosfera*, é a região de transição da atmosfera para o espaço interplanetário acima da altitude média de 500 km, onde se observa fuga dos constituintes do ar.

Nas camadas inferiores da exosfera,

predomina o oxigénio atómico, enquanto que nas camadas superiores predomina o hélio e o hidrogénio (este principalmente na camada exterior) que podem encontrar-se no estado ionizado. O livre percurso médio das partículas, nesta região é da ordem dos 100 km, e, assim, os átomos atingem energia cinética que pode anular a acção do campo gravítico da terra e escapam-se. O mesmo já não acontece quando estão ionizados, por ficarem sujeitos ao campo geomagnético. Como a frequência de choque de partículas é muito pequena, devido à sua fraca concentração, a reacção química entre elas raramente ocorre.

A camada de hélio desta região foi confirmada pelas observações com os satélites Echo I (Nicolet, 1961) e Explorer VIII e XVII, tendo-se verificado que varia com a actividade solar, entre 500 e 1000 km, aproximadamente, devido à consequente expansão da atmosfera provocada pelo aumento da temperatura das partículas.

10. A *ionosfera*, é a região caracterizada por grande concentração electrónica (100 000 e/cm³ a cerca de 100 km) relativamente à das outras regiões da atmosfera ainda que pequena comparada com a sua concentração em partículas neutras.

A ionosfera está compreendida entre 50 e 1000 km, aproximadamente.

Atribui-se a existência da *ionosfera* principalmente à acção da radiação ultravioleta, recebida do Sol, a qual penetrando na atmosfera terrestre provoca nos constituintes do ar maior ou menor ionização conforme o seu comprimento de onda. Em consequência a ionosfera apresenta constituição heterogénia, a qual se manifesta pela existência de camadas de densidade electrónica variável, a níveis diferentes, conforme se indica no quadro I. Deve, ainda, considerar-se a acção ionizante dos raios X e da radiação cósmica,

de origem extraterrestre na formação da ionosfera embora em menor quantidade do que a da radiação ultravioleta.

QUADRO I

Estrutura da ionosfera e processos da ionização

Camada	Nível de máxima densidade electrónica	Banda activa da radiação ultravioleta incidente	Gás absorvente	Processo de ionização
D	55 km	$\lambda=1012-910 \text{ \AA}$	O ₂	$O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e$ (N)
E ₁	90	744-661	O ₂	$O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e$ (E)
E ₂	130	795-755	N ₂	$N_2 + h\nu \rightarrow N_2^+ + e$ (N)
F ₁	170	661-585	N ₂	$N_2 + h\nu \rightarrow N_2^+ + e$ (E)
F ₂	250	910-795	O	$O + h\nu \rightarrow O^+ + e$

Os símbolos (N) e (E) indicam que a partícula se encontra no estado normal ou excitado.

Durante a noite, a camada D desaparece e as camadas F₁ e F₂ coalescem formando a camada F. A camada E₂ forma-se eventualmente durante o dia. A densidade electrónica das camadas E e F₂ no equador é cerca de 2×10^5 e de 10^6 electrões por centímetro cúbico, respectivamente. A densidade e a altura das camadas da ionosfera apresentam variações diárias, mensais e anuais; e, efeitos de latitude e de longitude. A densidade das camadas E e F₁ apresenta o máximo cerca das 12 horas e o mínimo durante a noite; aumenta do inverno para o verão; e varia segundo o ciclo das manchas solares, aumentando quando a actividade solar também aumenta.

A densidade da camada F₂ apresenta no inverno, o máximo cerca das 12 horas, e no verão um máximo de manhã e outro à tarde, e o mínimo cerca das 12 horas. A variação diária na camada F é mais acentuada que nas camadas F₁ e E; e, a variação anual apresenta os máximos cerca dos equinócios.

A actividade solar influi também na densidade das outras camadas, como é óbvio. Sobrepostas às variações regulares da ionosfera registam-se outras irregulares relacionadas com as trovoadas, as tempestades magnéticas e as meteorites.

No estudo da propagação das ondas radioeléctricas na ionosfera consideram-se as camadas limitadas por superfícies planas e as suas densidades electrónicas aumentando progressivamente da base até ao máximo; e, desprezam-se as densidades iónicas por serem muito pequenas em relação àquelas.

Admitindo que a propagação se faz na ausência de campo geomagnético, recorrendo às leis de Ampere e de Maxwell que regulam a distribuição dos campos magnéticos e eléctricos, estabelece-se como condição para se dar reflexão de uma onda incidente (teoria iónica de Eccles-Larmor) que:

$$(1) \quad \sin^2 i = n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m w^2}$$

na qual as letras têm significado conhecido. Se a incidência for normal ($i=0$), a expressão (1) toma a forma:

$$(2) \quad \frac{4\pi N e^2}{m w^2} = 1.$$

A expressão (2) não interpreta completamente a propagação das ondas radioeléctricas porque observam-se (fig. 4) duas ondas reflectidas (fenómeno de refacção dupla) provocadas pelo campo geomagnético. Nestas condições estabelece-se que o índice de refacção das camadas ionosféricas depende das componentes transversal e longitudinal do campo geomagnético relativamente à direcção de propagação das ondas (teoria magnetoionica de Appleton-Hartree). A análise mais completa da propagação considera a colisão dos

electrões da inosfera, e portanto a absorção de energia das ondas radioeléctricas pelas camadas, a qual é proporcional à energia média de vibração dos electrões oscilantes e ao número de colisões por unidade de volume na unidade de tempo.

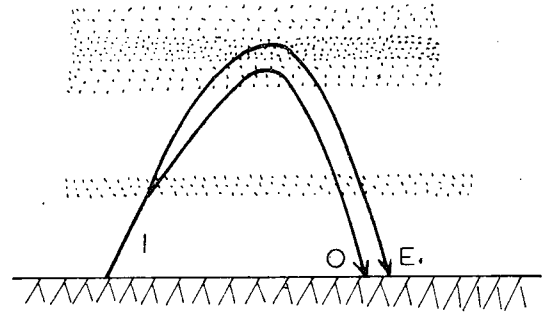


Fig. 4 — Fenómeno da dupla refração observado na propagação das ondas radioeléctricas.

II. A *magnetosfera*, é a região da atmosfera exterior, onde o movimento das partículas carregadas está sujeito à acção do campo geomagnético e estende-se pelo espaço até distâncias de cerca de 10 a 40 raios terrestres, na direcção do Sol ou oposta, respectivamente. Sob a pressão do vento solar, corrente de protões e electrões (com densidade de 1 a 10 partículas/cm³ e velocidade média de 500 km/s) variável com a actividade do Sol, constituindo plasma solar, as linhas de força do campo geomagnético deformam-se e tomam a forma da figura 5.

No interior da magnetosfera existem duas grandes regiões de radiação, designadas camadas ou cinturas de Van Allen, constituídas por partículas (protões e electrões) principalmente de origem solar obrigadas a moverem-se segundo as linhas de força do campo geomagnético devido à sua grande energia cinética, 20 a 700 meV na camada interior e 1 meV na camada exterior.

Carl Störmer admitiu (1907) o aprisionamento de partículas electrizadas de

origem solar pelo campo geomagnético, ao pretender explicar a formação de auroras polares; e Chapman e Ferraro (1931), sugeriram a configuração assimétrica e alongada daquele campo. As medições feitas com os instrumentos instalados nos

satélites Pioneer, Vanguard e Explorer e nas sondas lunares, conduziram a partir de 1958, à descoberta das camadas de Van Allen e à configuração alongada do campo geomagnético (fig. 5), confirmando aquelas hipóteses.

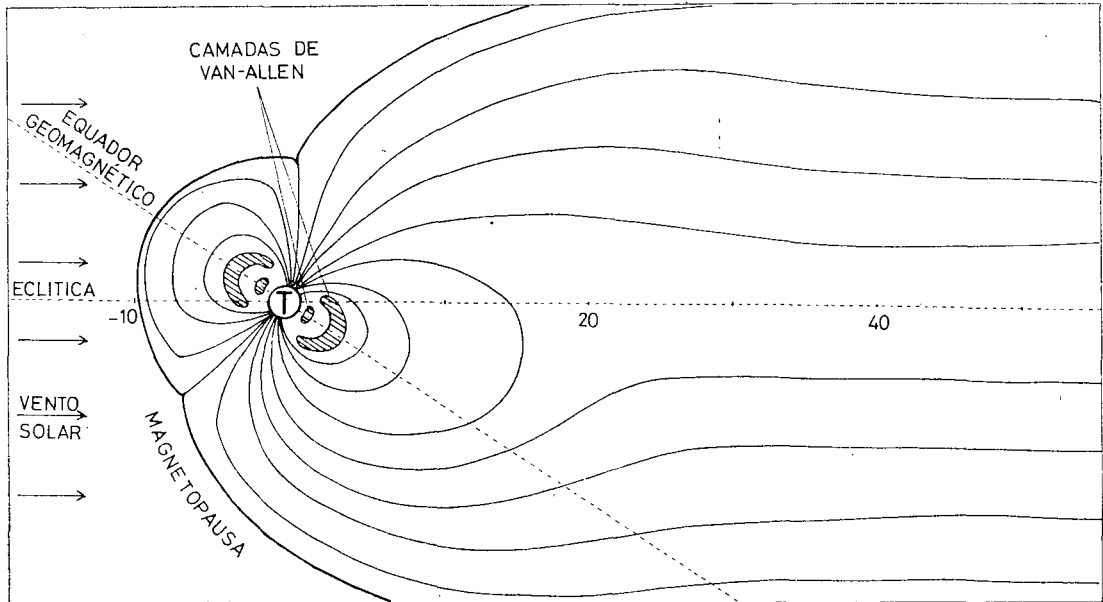


Fig. 5 — Modelo da Terra com a magnetosfera deformada sob a pressão do vento solar.

A Conversão Directa de Energia Térmica em Eléctrica

por RUI NAMORADO ROSA

A conversão directa de energia térmica em eléctrica a partir das fontes caloríficas naturais tem vindo a ser objecto de estudo intensivo nos últimos anos. Dada a longa e elaborada tradição tecnológica em que o método indirecto convencional de conversão pelo turbo-alternador se baseia, é de esperar que o papel central que este hoje desempenha na vida industrial se prolongará por muitos mais anos ainda. Mas as superiores potencialidades em rendimento energético e densidade de potência que os métodos de

conversão directa apresentam virão um dia, sem dúvida, a dar preferência a estes.

De entre os métodos de conversão directa há dois — os conversores termoiónico e magnetohidrodinâmico — que têm vindo a beneficiar do recente progresso da ciência dos plasmas em que o seu funcionamento se baseia. É a estes dois métodos de evolução recente — o método termoiónico desde 1957 e o método magnetohidrodinâmico desde 1960 — que iremos dar agora a nossa atenção.

Antes de entrar no detalhe do funcio-

namento de tais conversores interessa, porém, chamar a atenção para a natureza física do plasma. O plasma é o estado físico típico da matéria a alta temperatura quando o seu grau de ionização se torna elevado. As suas propriedades físicas são predominantemente aquelas próprias de um meio constituído pela sobreposição de dois fluidos, um de carga eléctrica positiva e outro de carga negativa, de densidades semelhantes, de forma a assegurar a neutralidade média do meio. Tal estado físico encontra-se nas chamas de alta temperatura, em lâmpadas fluorescentes, etc., e é de facto o estado mais abundante no universo já que as próprias estrelas e muito do espaço interstelar são constituídos por plasmas.

O método termoiónico de conversão de energia fundamenta-se, em primeira análise, no efeito termoiónico descoberto por Edison em 1883. Quando uma superfície metálica é aquecida no vácuo a uma temperatura elevada pode observar-se uma vaporização de electrões na superfície incandescente de um modo vagamente análogo à produção de vapor na superfície de um líquido.

A primeira versão dum conversor termoiónico foi o díodo de vácuo. A sua constituição e funcionamento estão esquematizados na figura 1. Para melhor enten-

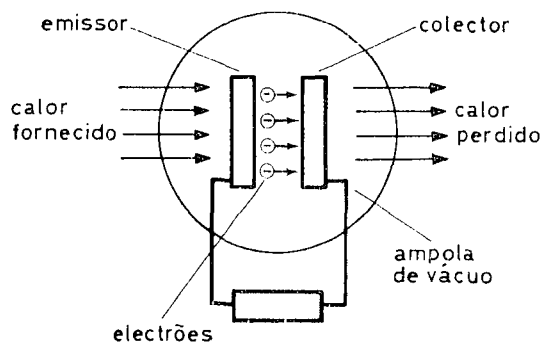


Fig. 1 — Esquema da versão mais simples do conversor termoiónico — o díodo de vácuo — com o circuito exterior de utilização.

der o seu funcionamento convém agora chamar a atenção para o perfil de potencial eléctrico que se estabelece através do díodo como vem exemplificado na figura 2. Como se sabe, os electrões mais enérgicos da banda de condução dum metal encontram-se na vizinhança do nível de Fermi. Entre este nível e o potencial no vácuo existe um intervalo que se chama

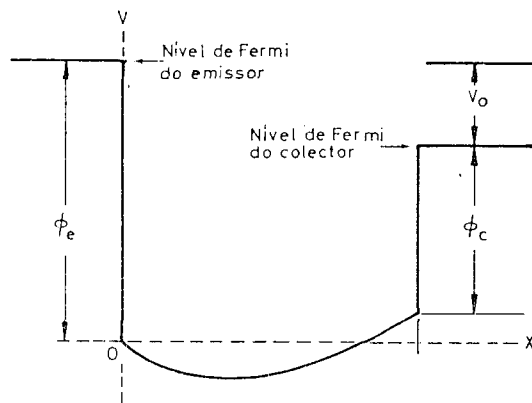


Fig. 2 — Perfil do potencial eléctrico através do díodo de vácuo. ϕ_e — potencial de extração do emissor; ϕ_c — potencial de extração do colector; V_0 — tensão nos terminais do conversor.

potencial de extração o qual representa a altura da barreira de potencial que um electrão deverá vencer para ser emitido da superfície. A diferença entre os potenciais de extração de dois metais é o potencial de contacto o qual é a altura da barreira de potencial que um electrão encontra ao transitar de um metal para o outro. Como se depreende do diagrama, a tensão entre os dois eléctrodos do díodo de vácuo está próxima do seu potencial de contacto, sendo a diferença devida à variação de potencial produzida pela carga espacial no espaço entre os eléctrodos.

A densidade de corrente que a superfície metálica emite em saturação varia com o potencial de extração e com a temperatura segundo a lei de Richardson:

$$j_s = A T \exp(-e \phi / k T)$$

onde A é uma constante e φ é o potencial de extracção. A escolha dos materiais para os eléctrodos deverá ser feita com vista aos máximos de tensão e de densidade de correntes possíveis. O colector deverá pois ter baixo potencial de extracção; quanto ao emissor há que fazer uma escolha de compromisso pois que a densidade de corrente decresce enquanto que a tensão cresce com o potencial de extracção.

A presença da carga espacial entre os eléctrodos produz uma barreira de potencial que é duplamente inconveniente: por um lado, a densidade de corrente é substancialmente reduzida abaixo do seu valor de saturação em virtude da reflexão de grande parte dos electrões nessa barreira e seu retorno ao emissor; por outro lado, a tensão do díodo é reduzida abaixo do potencial de contacto dos eléctrodos. Estes inconvenientes podem ser obviados pela redução substancial do espaçamento dos eléctrodos, mas esta solução é tecnicamente difícil e praticamente insuficiente.

Assim surgiu a ideia de introduzir no díodo um gás que, após ionização e produção de iões positivos, conduzisse à neutralização da carga espacial negativa do gás electrónico e permitisse então atingir densidades de corrente comparáveis à da corrente de saturação do emissor. Note-se ainda que, além desta vantagem, a presença do gás proporciona um potencial de contacto mais elevado. Este efeito é devido à adsorção de gás na superfície dos eléctrodos a qual produz um abaixamento do potencial de extracção. Como a adsorção se dá preferencialmente sobre o colector, por ser este o eléctrodo menos quente, ter-se-á, em condições favoráveis de materiais, gás e temperatura, um mais elevado potencial de contacto e portanto maior tensão do gerador. Uma vez que um mecanismo de ionização entre em operação, as cargas eléctricas distribuir-se-ão em camadas

fronteiras carregadas, na vizinhança imediata dos eléctrodos, e organizar-se-ão num plasma, meio eléctricamente neutro, que poderá estender-se sobre quase toda a extensão do espaço entre os eléctrodos. É o díodo de plasma.

A baixa pressão ou a baixa densidade de corrente a ionização é um fenómeno de superfície. Quando um átomo colide com uma superfície incandescente ele tem uma probabilidade apreciável de ser reemitido como um ião. Esta probabilidade é usualmente expressa como a razão entre o fluxo de iões provenientes da superfície incandescente e o fluxo total — átomos neutros e ionizados — sobre ela incidente:

$$B = \frac{1}{1 + 2 \exp[e(V - \varphi)/kT]}$$

onde V e φ são os potenciais de ionização e extracção respectivamente. Quanto mais o potencial de extracção exceder o potencial de ionização, maior será a eficiência do processo de ionização ($B \approx 1$), mas não é de modo algum necessário que tal condição se verifique para que a ionização se processe. A pressão mais elevada a probabilidade de colisão ionizante entre o electrão e átomos neutros torna-se substancial no espaço inter-eléctrodos e então, se a densidade de corrente é também elevada, a ionização passa a ser um processo volúmico. Este regime, devido à alta taxa de ionização, permite mais completa neutralização de carga espacial e portanto mais elevada densidade de corrente no díodo. Por outro lado, porém, dado que a manutenção do processo de ionização volúmica requer um campo eléctrico que, como agente acelerante, contrabalance o efeito desacelerante das colisões ionizantes sobre a corrente electrónica, parte da tensão de contacto tem de ser absorvida no interior do próprio díodo e mais baixa é a tensão disponível nos terminais.

A baixa corrente, em regime de ionização superficial, o díodo de plasma for-

nece uma tensão da ordem do potencial de contacto dos eléctrodos; a baixa tensão, em regime de ionização volúmica, a corrente é da ordem da corrente electrónica de saturação do emissor. Para potência máxima o conversor deverá ser operado na vizinhança do ponto de transição de um regime para o outro.

A eficiência ou rendimento de conversão do díodo de plasma está limitada pelas perdas por radiação do emissor para o colector e deste para o exterior, por condução térmica através do próprio plasma e ainda por perdas de condução térmica e efeito de Joule nos próprios condutores. Os rendimentos obtidos até à data vão de 10 a 20%, apenas.

O conversor termoiónico, apesar do seu ainda baixo rendimento de conversão, apresenta um certo número de vantagens sobre o conversor convencional. Assim: (i) não possui partes móveis; (ii) requer um radiador de reduzidas dimensões pois que, posto que funciona a muito alta temperatura, a potência radiada por unidade de superfície é muito elevada; (iii) tem elevada densidade de potência, da ordem de 10 W/cm². Estas características tornam-no aconselhável em certas condições particulares, como gerador em satélites e aeronaves, por exemplo. Têm sido operados com sistemas de aquecimento solar e com fontes de calor de radionuclídeos. Um domínio em que o conversor termoiónico apresenta possibilidades promissoras é como gerador associado a reactores nucleares. Neste caso, cada elemento de combustível de urânio está envolvido numa baíha que funciona, ao mesmo tempo, como o emissor dum díodo de plasma. A radiação γ presente actua como agente estimulante por via da emissão secundária de electrões que ela induz nos eléctrodos do díodo.

Como se sabe, o método convencional de conversão da energia térmica em eléc-

trica utiliza um turbo-alternador. Segundo este método, o calor de uma fonte calorífica é transferido para um gás ou vapor a alta pressão, o qual é posto em movimento por expansão através duma turbina que assim entra em movimento e que, por sua vez, acciona o rotor dum alternador. O método da conversão magnetohidrodinâmica (MHD) fundamenta-se na ideia do emprego dum fluido condutor em movimento num campo magnético para a produção directa de forças electromotrices utilizáveis por meio de um sistema de eléctrodos.

O fluido condutor poderia ser um metal líquido mas a solução mais interessante é utilizar um gás parcialmente ionizado. Acontece que às temperaturas que se podem alcançar em fontes caloríficas intensas (1500 a 3000 °K) um gás apresenta já, e mesmo em equilíbrio termodinâmico, um pequeno grau de ionização. O grau de ionização é regido pela lei de Saha para o equilíbrio termodinâmico:

$$\frac{n_+ n_-}{n_0} \propto T^{3/2} \exp(-eV/kT)$$

onde n_+ , n_- e n_0 são as densidades das partículas positivas, negativas e neutras, respectivamente, e V é o potencial de ionização do gás. A introdução de aditivos de baixo potencial de ionização (na prática têm-se utilizado vapor de césio e de outros metais alcalinos ou alcalino-terrosos) permite elevar substancialmente o grau de ionização.

É ainda possível manter um grau de ionização superior ao valor de equilíbrio termodinâmico através do aquecimento preferencial do gás electrónico e consequente aceleração dos processos de ionização. Este aquecimento preferencial tem sido conseguido por efeito de Joule no seio do próprio fluido condutor, pois que este efeito eleva a temperatura do gás electrónico, que é o agente condutor,

acima da temperatura do gás neutro, que não é directamente afectado pelo campo eléctrico. Processar-se-á então uma transferência de calor do gás electrónico para o gás neutro a uma taxa proporcional à elevação da temperatura. Esta taxa é, por outro lado, mais elevada nos gases poliatômicos do que nos gases monoatômicos porque as moléculas poliatômicas têm mais baixos níveis de excitação e apresentam, portanto, maiores secções eficazes de colisão inelástica ao electrão. Deste modo, um gás monoatômico é compatível com uma temperatura electrónica mais elevada sendo esta a razão pela qual os gases raros são frequentemente empregados em conversores *MHD*.

Uma vez produzido o fluido condutor a alta pressão este é posto em movimento por expansão através da conduta do conversor onde adquire a velocidade média \bar{u} . Na presença do campo magnético transversal \bar{B} as cargas positivas e negativas separam-se em sentidos opostos, segundo a normal à direcção de deslocamento do fluido e ao campo magnético, gerando-se assim um campo eléctrico transversal. Este campo eléctrico é naturalmente conhecido pelo nome de campo de Faraday, \bar{E}_F , e a corrente eléctrica a ele associado pelo nome de corrente de Faraday, \bar{j}_F . O esquema dum gerador *MHD* que utiliza este mecanismo físico está ilustrado na figura 3.

O movimento do fluido condutor no campo magnético vai originar, por outro lado, a separação entre cargas positivas e negativas segundo a direcção de escoamento do fluido porquanto os electrões tendem a ficar aprisionados no campo magnético enquanto que os iões, sob a acção de frequentes colisões com as partículas neutras, tendem a acompanhar o movimento do gás neutro. Resulta assim um campo eléctrico longitudinal que recebe o nome de campo de Hall, \bar{E}_H , o

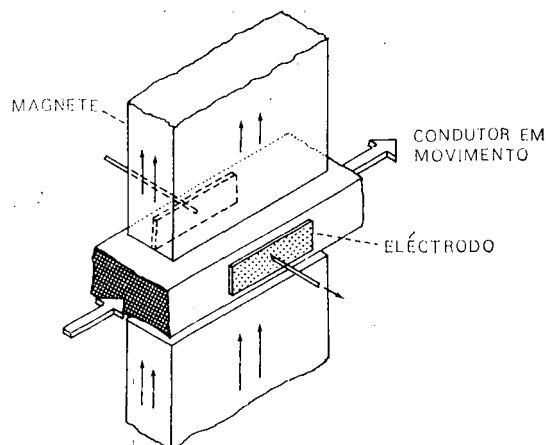
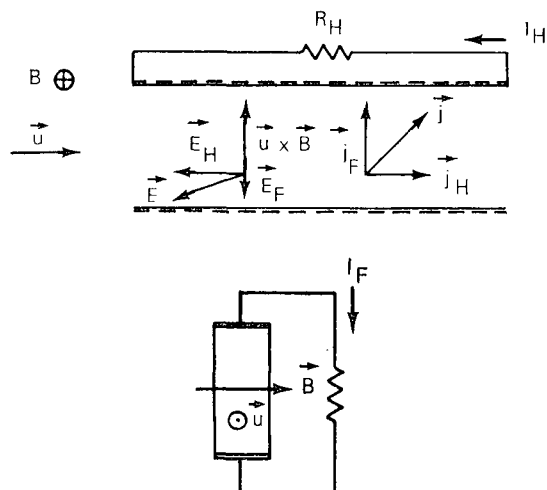


Fig. 3 — Esquema para ilustrar o funcionamento dum gerador *MHD*, neste caso, o gerador de Faraday.

qual está associado a uma corrente eléctrica longitudinal dita corrente de Hall, \bar{j}_H . Vejam-se as figuras 4 e 5.

Existindo eléctrodos de ligação e circuitos exteriores fechados, irão circular correntes sob a acção das forças electromotrizas do gerador. A força magnética $\bar{j} \times \bar{B}$ que assim surge no seio do gerador é uma força que se opõe e trava o movimento do fluido de modo que é extraída



Figs. 4 e 5 — Os campos e as correntes no interior do gerador *MHD*. Note-se que os campos eléctricos têm o sentido oposto ao das correntes por se tratar de forças electromotrizas. (Fig. 4 — vista lateral; Fig. 5 — vista de topo).

energia cinética deste e, convertida em energia eléctrica para o exterior.

A corrente fornecida pelo conversor *MHD* está condicionada pela lei de Ohm do circuito de carga e pela lei de Ohm generalizada que governa a condução no interior do próprio gerador. A lei de Ohm generalizada, relevante no caso dum gás parcialmente ionizado, é, em regime estacionário,

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - \vec{j} \times \frac{\sigma \vec{B}}{en_-}$$

onde σ é a condutividade; o parâmetro $\beta = \sigma B / en_-$ é conhecido com o nome de parâmetro de Hall. As segunda e terceira parcelas do segundo membro representam as forças magnéticas distintamente exercidas sobre as cargas positivas e negativas, respectivamente (note-se que o gás iónico se desloca com a velocidade média do fluido \vec{u} e que a corrente eléctrica \vec{j} é pura corrente de condução electrónica em virtude da maior mobilidade do electrão relativamente ao ião). A corrente fornecida pelo gerador *MHD* está também condicionada pela estrutura do sistema de eléctrodos de ligação, como se verá seguidamente.

Consideremos primeiro o caso do gerador dotado com dois únicos eléctrodos contínuos (gerador de Faraday); neste caso o campo de Hall fica em curto circuito, $\vec{E}_H = 0$, e facilmente se deduz:

$$j_F = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} (E_F - uB)$$

$$j_H = -\beta j_F.$$

Sendo $\beta \gg 1$ tem-se $j_F \ll j_H$ o que revela baixo rendimento em vista da pequena fracção de corrente colectada (a corrente de Faraday) e da baixa condutividade equivalente $[\sigma / (1 + \beta^2)]$.

Consideremos agora o caso do gerador segmentado, isto é, dotado de elevado número de eléctrodos individuais, de modo que a corrente de Hall não possa circular, $j_H = 0$; neste caso deduz-se:

$$j_F = \sigma(E_F - uB)$$

$$E_H = \beta(E_F - uB).$$

A condutividade equivalente é agora idêntica à condutividade real e toda a corrente é colectada.

Os conversores *MHD* têm sido operados em dois regimes diversos: ciclos aberto e fechado. Em ciclo aberto o fluido é lançado na atmosfera após atravessar o gerador. Este regime põe, é claro, problemas de poluição e de recuperação dos aditivos. Além disso, o fluido necessita de ser elevado a pressão superior à atmosférica, e como quanto mais elevada é a pressão, menor é o grau de ionização (tendo em atenção a lei de Saha), há dificuldade em atingir o grau de ionização desejado. Em ciclo fechado, após atravessar o gerador, o fluido é arrefecido (de modo a estabelecer a queda de pressão necessária), em seguida comprimido, aquecido e de novo lançado no gerador.

O conversor *MHD* está sujeito a perdas térmicas e eléctricas através dos eléctrodos assim como está também sujeito à influência de impurezas que tendem a reduzir a temperatura electrónica e portanto também o rendimento do conversor. Os rendimentos atingidos ou calculados até à data são da ordem de 40 a 55%. Encara-se como interessante o projecto de associar um turbo-alternador à saída dum gerador *MHD* de modo a aproveitar uma maior queda de temperatura do fluido motor e a elevar por conseguinte o rendimento global do sistema de conversão.

O conversor *MHD* revela-se atractivo: (i) pela eliminação de maquinismos com componentes móveis; (ii) pela possi-

bilidade de funcionar com um fluido motor a temperatura muito superior à temperatura do fluido num gerador convencional; (iii) pela elevada densidade de potência (a geração é devida ao desenvolvimento de forças volúmicas no seio do próprio fluido ao passo que na turbina as forças motoras são superficiais e desenvolvem-se na interface do fluido com o rotor); (iv) pelas reduzidas dimensões do radiador pois que funciona a mais alta

temperatura e a eficiência de arrefecimento por radiação é portanto muito superior. Considera-se o conversor *MHD* operando em ciclo fechado como tendo boas possibilidades para funcionar em associação com reactores nucleares dada a sua aptidão em aproveitar a elevada temperatura realizável em tais reactores assim como em aproveitar directamente a radiação γ como agente de ionização do fluido condutor.

Neutrões e Matéria Condensada

por FREDERICO GAMA CARVALHO

Laboratório de Física e Engenharia Nucleares — Junta de Energia Nuclear — Sacavém

1. Introdução

Na última década, os neutrões chamados lentos — energia inferior a 1 eV (1), — adquiriram grande importância no estudo das ligações interatómicas dos corpos que constituem o nosso mundo físico, a ponto de serem considerados hoje em dia ferramenta das mais valiosas de que dispõe o investigador naquele domínio. Este facto deve-se naturalmente às propriedades do neutrão, que determinam a natureza específica da sua interacção com a matéria, mas deve-se também ao progresso tecnológico que levou à construção de fontes de neutrões adequadas à experimentação. Em particular os reactores nucleares permitem pôr à disposição do experimentador feixes de radiação suficientemente intensos para este tipo de aplicações.

(1) O electrão-volt, unidade correntemente usada na Física Atómica e na Física Nuclear, define-se como a variação de energia que experimenta um electrão ao deslocar-se entre dois pontos dum campo eléctrico entre os quais existe a diferença de potencial electrostático de 1 V (1 eV = $1,502 \cdot 10^{-12}$ erg = 11605 °K. k , em que k é a constante de Boltzmann).

Nos parágrafos seguintes, procuraremos apresentar ao leitor os aspectos essenciais da utilização dos neutrões lentos no estudo dos estados de agregação da matéria. Entende-se por tal, o estudo do arranjo ou disposição espacial dos átomos nos corpos físicos (1) (*estrutura estática* ou, simplesmente, *estrutura*) e o estudo da intensidade e natureza das ligações entre eles, bem como o estudo dos seus movimentos característicos (*estrutura dinâmica*, chamada *dinâmica das redes cristalinas*, na matéria cristalina).

Hoje em dia encontra-se com frequência a expressão *matéria condensada* nas publicações em que se tratam problemas do domínio que acabamos de definir. Por matéria condensada deve entender-se qualquer porção de matéria na qual existam forças de ligação, observáveis experimentalmente, entre as unidades físicas mais complexas, de características bem definidas, que nela se podem distinguir. Essas ligações determinam as propriedades macroscópicas da matéria, como a

(1) A designação corpo físico abrange aqui também as moléculas.

condutibilidade térmica, a resistência à tracção, a viscosidade ou o ponto de solidificação. Quando se fala em matéria condensada, pensa-se, em regra, em sólidos e em líquidos, estes últimos, do ponto de vista estrutural, muito mais perto dos primeiros do que dos gases. Nos sólidos, existe «ordem a longa distância»⁽¹⁾, nos líquidos, «ordem a curta distância», entendendo-se por ordem o arranjo regular dos átomos no espaço. Ordem cristalina, no fundo. Nos gases, longe do ponto de condensação, existe completa desordem, podendo ignorar-se quaisquer ligações intermoleculares. Deste modo, o problema da estrutura do gás reduz-se ao do conhecimento duma estrutura molecular.

«As unidades físicas mais complexas, de características bem definidas, que se podem distinguir numa porção de matéria», podem ser moléculas (no ar, ou na água, por exemplo, ou num cristal molecular, como a hexamina, que cristaliza no sistema cúbico, com duas moléculas por célula); átomos (por exemplo, no neon sólido ou num cristal atómico, como o diamante); ou podem ser iões (num cristal metálico, como o alumínio, ou num cristal iónico, como o cloreto de sódio).

2. Descoberta e propriedades do neutrão

A descoberta do neutrão, nos primeiros anos da década de 30, deve-se a resultados de natureza puramente experimental. Por essa altura, Bothe e Becker, físicos alemães, haviam realizado as suas experiências de bombardeamento de núcleos leves, entre eles o berílio, com partículas alfa do polónio e haviam obser-

vado a emissão de radiação gama que acompanhava as reacções nucleares provocadas pelo bombardeamento. Irene e Joliot Curie interessaram-se em especial pela reacção do berílio e observaram uma radiação penetrante, que se manifestava pela ejeção de protões de elevada energia, de substâncias muito hidrogenadas (como a parafina), colocadas na vizinhança do metal bombardeado. Finalmente, em 1932, Chadwick, para explicar os fenómenos observados, emitiu a hipótese de que na reacção $\text{Be} + \alpha$, seriam libertadas partículas sem carga eléctrica, de grande energia, capazes de a comunicar por choque elástico a núcleos vizinhos, em particular, a protões, estes facilmente detectáveis pelo seu poder ionizante. Comparando a ionização produzida numa câmara de Wilson por núcleos de diferentes massas, submetidos à acção da radiação desconhecida, Chadwick pôde determinar a massa aproximada do neutrão, para a qual encontrou valor muito próximo do da massa do protão. No mesmo ano, outro físico inglês, Feather, confirmou os resultados de Chadwick.

A massa do neutrão em repouso é ligeiramente superior à do protão: 1,008695 u⁽¹⁾ e 1,007276 u, respectivamente. O neutrão livre é uma partícula instável que se desintegra espontaneamente, dando origem ao aparecimento dum protão, um electrão negativo e um anti-neutrino ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$) e à energia cinética equivalente à diferença das massas atrás apontadas (782 keV). A desintegração do neutrão foi observada pela primeira vez por Snell, em 1948, e a medida mais exacta do respectivo período de semi-desintegração deve-se a Sosnovskii e colaboradores que obtiveram, em 1958, o valor $(11,7 \pm 0,3)$ min. Infelizmente, as

(1) Os vidros podem considerar-se líquidos sobrearrefecidos. O caso dos plásticos e, em geral, o dos polímeros de grande massa molecular, é mais complexo, mas não perturba o quadro geral aqui traçado.

(1) u é o símbolo da unidade de massa atómica; $1 \text{ u} = 1/12$ massa do átomo do núclido $^{12}\text{C} = 1,660277 \cdot 10^{-24} \text{ g}$.

fontes de neutrões de que se dispõe actualmente, não são suficientemente intensas para permitir uma determinação directa mais precisa do valor do período de semi-desintegração do neutrão.

O spin do neutrão — número quântico associado ao momento angular próprio — é $1/2$, tal como o do protão.

Uma das propriedades mais importantes do neutrão é a inesperada existência dum momento magnético dipolar, que, em módulo, vale cerca de $2/3$ do do protão, mas tem sentido oposto. A determinação mais precisa do momento magnético do neutrão deve-se a Cohen, Corngold e Ramsey. Estes experimentadores obtiveram, em 1956, o valor $\mu_n = -1,91307 \pm \pm 0,0006$, expresso no magnetão nuclear $\mu_N = e \hbar / 2 m_p c$ (1). O valor aproximado correspondente para o protão é $\mu_p = +2,79$. A observação dum momento magnético dipolar quando a carga eléctrica total é nula, leva a pensar numa estrutura complexa da partícula. Admite-se que o neutrão possa eventualmente dissociar-se num protão e num mesão pi negativo, satélite do primeiro ($n \rightleftharpoons p + \pi^-$), podendo existir nesse estado durante parte da sua vida livre (2). Não parece, todavia, existir uma teoria bem assente a esse respeito.

3. Neutrões de diferentes energias e sua interacção com os núcleos atómicos.

Neutrões e protões encontram-se agregados no núcleo atómico. Nessa situação, o neutrão mostra-se estável, se se aceitar que tem sentido individualizá-lo como partícula, no agregado. Em liberdade, os

(1) É o seguinte o significado dos símbolos: e , carga eléctrica do electrão; $2\pi\hbar$, constante de Planck; m_p , massa do protão; c , velocidade da luz no vácuo. $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$.

(2) Cerca de 20%. Este valor deve entender-se como a probabilidade de observar o neutrão no estado dissociado.

neutrões provêm sempre de reacções nucleares. Falámos já numa: a do bombardeamento de ^9Be por partículas alfa emitidas pelos núcleos radioactivos do ^{210}Po (RaF). Outra reacção nuclear frequentemente aproveitada para a produção de neutrões é a cisão de núcleos pesados (^{235}U , ^{235}U , ^{239}Pu). A maioria das reacções nucleares produtoras de neutrões é exotérmica, surgindo os neutrões com energia cinética elevada que pode ultrapassar a dezena de MeV. Nalguns casos utilizam-se reacções endotérmicas, produzidas em aceleradores de partículas, podendo-se, consoante as condições experimentais, obter neutrões de energia mais baixa (da ordem da dezena ou centena de keV) e variá-la à vontade do experimentador entre limites largos.

Todavia, a obtenção de fluxos intensos de neutrões de energia inferior a 1eV (neutrões lentos) está dependente da possibilidade de *moderar* os neutrões produzidos em reacções nucleares. A *moderação* que se traduz na perda de energia cinética, consiste numa sucessão de choques com núcleos do meio em que são produzidos os neutrões e dos materiais que o rodeiam, escolhidos e dispostos convenientemente para esse fim.

Quando a trajectória dum neutrão passa na vizinhança dum núcleo, a probabilidade de interacção de certo tipo, é definida quantitativamente pela chamada *secção eficaz do núcleo* para a interacção particular que se tem em vista. Se a secção eficaz, que tem as dimensões duma área e se mede correntemente em barn (1), é grande, é muito provável dar-se a interacção: o núcleo comporta-se como um anteparo de grande área na passagem do neutrão. A secção eficaz, σ , está definida por forma que, dado um feixe homogéneo de I neutrões por centímetro quadrado e por segundo, o número de interacções

(1) Em inglês, celeiro; $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

observadas por segundo, é, simplesmente, $I \cdot \sigma$. Se designarmos por i um dos tipos possíveis de interacção (choque elástico, absorção do neutrão, cisão do núcleo alvo, etc.) ($i=1, N$), corresponder-lhe-á a secção eficaz parcial σ_i , e a secção eficaz total σ , escreve-se: $\sigma = \sum_{i=1}^N \sigma_i$.

Todas as secções eficazes conhecidas variam apreciavelmente com a energia do neutrão, por vezes de forma regular e contínua, outras vezes apresentando máximos e mínimos muito acentuados e fortes oscilações que lembram o registo da voz humana num vidro recoberto de negro de fumo (fig. 1). Infelizmente, o conhecimento da estrutura e das forças nucleares não permite, no presente, prever e calcular com precisão, as múltiplas formas e os valores que têm as secções eficazes dos diversos processos de interacção dos neutrões com os núcleos da matéria. O remédio é medi-los quando é preciso conhecer esses valores. Uma parte importante da actividade dos laboratórios e centros de investigação onde se trabalha com neutrões, consome-se nessa tarefa, que organismos internacionais procuram estimular e coordenar à escala de todo o globo.

Dentre os vários tipos de interacção neutrão-núcleo, interessa especialmente ao domínio que agora nos ocupa, a interacção de dispersão, que os ingleses designam por «scattering». Há diferentes tipos de interacções de dispersão. Para os examinar convem usar o referencial em que o centro de gravidade do sistema neutrão-núcleo está em repouso. Na *dispersão elástica directa* ou, simplesmente, *dispersão elástica* (1), o neutrão e o núcleo

aproximam-se um do outro deslocando-se em sentidos opostos, segundo uma dada direcção, chocam e voltam a afastar-se, movendo-se ainda em sentidos opostos, com velocidades idênticas às iniciais, em módulo, segundo a mesma ou uma nova direcção. Trata-se portanto dum choque elástico, como o das bolas de bilhar sobre o pano verde da mesa de jogo. Todavia, no sistema de referência do laboratório a ener-

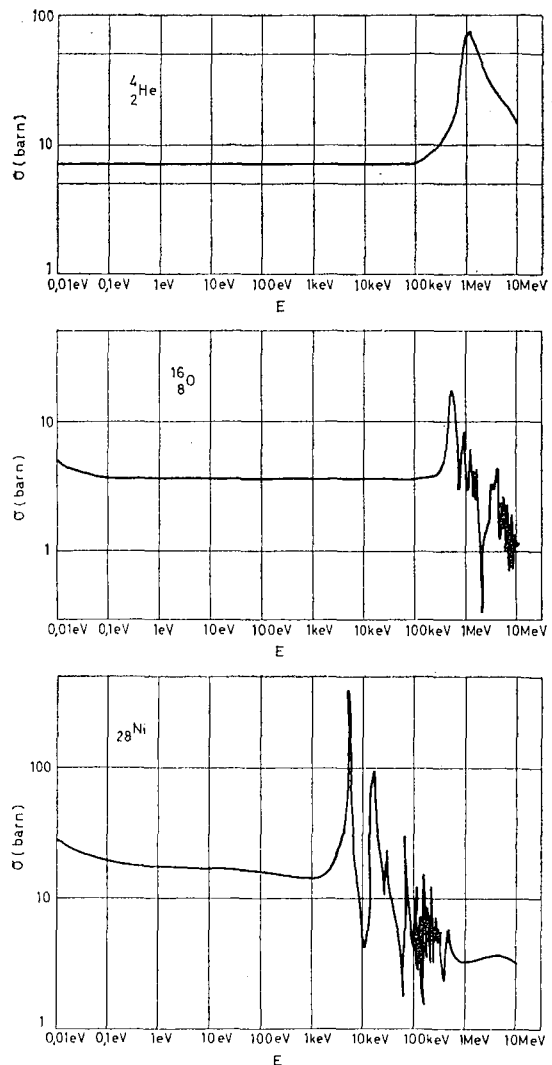


Fig. 1—Exemplos da forma como varia, com a energia do neutrão incidente, a secção eficaz nuclear total para a interacção com neutrões. O fenómeno predominante é a dispersão nuclear, potencial e de ressonância.

(1) Esta dispersão também chamada *potencial* pode imaginar-se como uma deflexão pela barreira de potencial nuclear que limita cada uma das partículas. É, de certo modo, uma colisão de superfície.

gia de cada uma das partículas depois do choque é, em regra, diferente da que antes possuíam. Se o neutrão choca com um núcleo leve, em repouso, por exemplo hidrogénio, transmite-lhe grande parte, ou mesmo a totalidade da sua energia, podendo calcular-se sem grande dificuldade a probabilidade dum certo valor dessa perda de energia. O choque continua todavia a chamar-se elástico, porque os dois sistemas materiais que chocam, não sofreram nenhuma alteração estrutural acompanhada de variação da sua energia interna. A outra forma de dispersão, diz-se *composta* ou *de ressonância*, pois dá-se unicamente para certos valores bem definidos da energia do sistema neutrão-núcleo, com formação dum núcleo composto instável, seguida de reemissão do neutrão. O núcleo poderá ficar excitado após a reemissão do neutrão, isto é, com energia interna superior à normal. Neste caso, a energia do neutrão proveniente da desintegração do núcleo composto é inferior à do neutrão incidente. A diferença, é precisamente a energia de excitação do núcleo residual, e virá a ser emitida, quase logo, sob a forma dum quantum de radiação gama.

A dispersão inelástica composta é pouco provável para neutrões de energia inferior a algumas centenas de keV; no entanto, na zona de energias acima de 1 MeV (neutrões rápidos), pode desempenhar, em certas circunstâncias, papel importante como mecanismo de redução de energia dos neutrões.

A secção eficaz de dispersão composta ou de ressonância, apresenta uma estrutura complicada, com máximos e mínimos muito pronunciados. A secção eficaz de dispersão potencial, por seu lado, varia lentamente com a energia e tem valores que oscilam entre 1 e 10b, para quase todos os núcleos conhecidos.

A baixas energias ($E < 1 \text{ eV}$), são muito frequentes reacções nucleares em

que o neutrão é absorvido pelo núcleo alvo, formando-se um núcleo composto excitado que emite o excesso de energia sob a forma de radiação gama. Em muitos casos o núcleo formado é radioactivo; os períodos de semi-desintegração são muito variáveis e o decaimento é acompanhado, em regra, de emissão beta.

Num número restrito de casos, a desexcitação do núcleo composto resultante

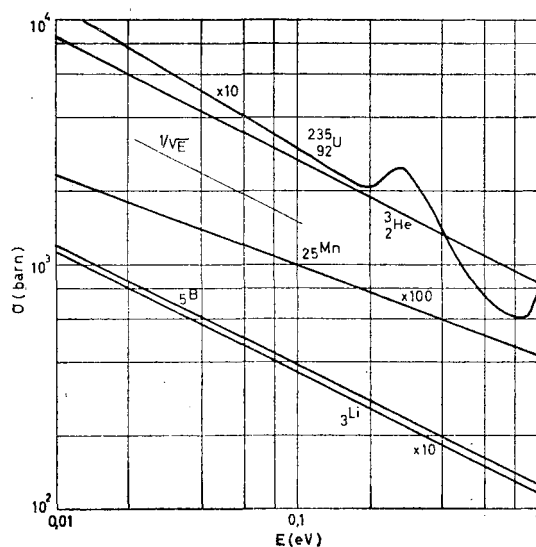


Fig. 2 — Exemplos da forma como varia com a energia do neutrão incidente a secção eficaz nuclear total para a interacção com neutrões lentos; em todos os casos predomina uma reacção de absorção.

da absorção do neutrão, faz-se por emissão dum protão ou duma partícula alfa. Estão neste caso as reacções $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ e $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Estas reacções que são exotérmicas, usam-se muito na detecção de neutrões lentos através da ionização produzida pelas partículas carregadas.

A secção eficaz para o fenómeno de absorção de neutrões lentos apresenta, na maior parte dos casos, uma dependência característica da energia do neutrão, dita «em $1/v$ »: $\sigma = \text{const.}/v$, em que v é a velocidade relativa neutrão-núcleo (fig. 2).

4. Dispersão de neutrões lentos pela matéria condensada.

Referimo-nos a alguns aspectos da interacção dos neutrões com núcleos atómicos supostos isolados. Tratava-se do que se chama um problema de dois corpos, designadamente, o neutrão e um núcleo; é uma abstracção cómoda que em certos casos se aproxima suficientemente da realidade. Em regra, porém, um núcleo faz parte dum átomo, que se liga a outros átomos, numa porção de matéria, por forças que não podem desprezar-se. Assim, o neutrão não interactua com um núcleo isolado mas com um corpo — com matéria condensada.

Imagine-se um colar de contas, preso nas extremidades e bem esticado. Se percutirmos levemente uma das contas, imediatamente se propaga uma vibração a todo o colar. Se a percussão for suficientemente enérgica, o colar quebrar-se-á e a conta afastar-se-á animada de movimento rectilíneo e uniforme. A percussão representa nesta imagem o fenómeno da dispersão elástica ou potencial do neutrão no núcleo-conta. No primeiro caso, o resultado do choque depende claramente das características do colar e não só das propriedades da conta, enquanto no segundo caso são sobretudo estas últimas que determinam as consequências da colisão. Por outras palavras: quando a energia do neutrão é muito superior à *energia de ligação* do átomo no meio em que se encontra, tudo se passa, no respeitante à colisão, como se o núcleo se encontrasse isolado, embora se vá criar um *defeito*⁽¹⁾ no corpo (partiu-se o colar). Quando a energia do neutrão é da mesma ordem de

grandeza da energia de ligação do átomo no meio, o choque provocará o aparecimento de movimentos internos em que participam os átomos que constituem o meio, movimentos esses compatíveis com as ligações interatómicas existentes.

Estes movimentos «compatíveis com as ligações interatómicas» são característicos de cada tipo de ligação ou de estrutura, e existem normalmente no meio a qualquer temperatura, sendo tanto mais intensos quando mais elevada esta for. É a chamada agitação térmica do meio. Os movimentos possíveis num gás monoatómico, são simples translações, entrecortadas de choques; em gases poliatómicos juntam-se àquelas, rotações moleculares. Nos líquidos comuns, surgem os movimentos oscilatórios angulares (rotações inibidas) e a difusão por saltos, além dos movimentos de translação simples. Nos sólidos, finalmente, aparecem as características vibrações quase-harmónicas, em torno de posições de equilíbrio bem definidas⁽¹⁾. Nos gases poliatómicos, nos líquidos e nos cristais moleculares, existem vibrações intramoleculares que convém distinguir do movimento colectivo da molécula. O tratamento quantitativo de todos estes diferentes modos de agitação deve ser feito com o ferramental da mecânica quântica, e não é simples. A natureza das forças de ligação é conhecida, mas já não o são os valores numéricos dos parâmetros que caracterizam cada tipo de agregado material. Estes têm que ser determinados experimentalmente.

É aqui que os neutrões lentos adquirem excepcional importância. Com efeito, à temperatura ambiente, o valor médio da energia de agitação dum átomo ou duma molécula, numa porção de matéria, é da ordem de grandeza de $kT = 25,3 \text{ meV}$ ⁽²⁾.

(1) O termo «defeito» é corrente em física do estado sólido, onde se aplica, entre outros, a desarranjos locais da estrutura cristalina, provocados, por exemplo, pelo bombardeamento com neutrões de grande energia.

(1) Nos sólidos existem também movimentos difusivos que não interessa referir aqui.

(2) $T = 293,6 \text{ }^\circ\text{K}$.

Ao bombardear a matéria com neutrões, a dispersão elástica nos núcleos, traduzir-se-á ora na *excitação* de algum ou alguns dos movimentos internos próprios do corpo em estudo, à custa de energia cinética roubada ao neutrão, ora na *desexcitação* de algum ou alguns desses movimentos. Neste caso, tanto mais frequente quanto mais elevada for a temperatura do corpo, será o neutrão a roubar parte da energia interna do corpo; a velocidade do neutrão após o choque será então superior à que possuía inicialmente. Quando a energia dos neutrões incidentes tem um valor próximo do da energia média de agitação térmica dos átomos, as variações possíveis da energia do neutrão são proporcionalmente muito grandes e facilmente detectáveis, desde que se disponha dum dispositivo capaz de medir a energia dos neutrões que se afastam do corpo bombardeado.

Convém acentuar que, embora a interacção nuclear (dispersão elástica nuclear) possa dar-se com um núcleo determinado do corpo, a modificação de estados de movimento internos afecta, em rigor, todos os átomos do corpo, desde que existam ligações entre eles. Se, em certos casos (movimentos difusivos, por exemplo), as trocas de energia têm carácter mais acentuadamente local, nos sólidos, as vibrações dos átomos em torno das suas posições de equilíbrio nas redes cristalinas, são decomponíveis em movimentos colectivos de tipo oscilatório sinusoidal, que se propagam no interior do cristal. São estes movimentos colectivos que são excitados ou desexcitados na dispersão dos neutrões. Quando tal acontece, a dispersão diz-se inelástica, por ter havido variação de energia interna do corpo dispersor. Veremos adiante que pode todavia dar-se uma dispersão elástica, no difusor; sem excitação, portanto, nem desexcitação, de movimentos internos.

No estudo da estrutura dos corpos é

necessário partir de modelos que encerrarem hipóteses fundamentais relativas às características das ligações entre os átomos do corpo. No caso do sólido cristalino admite-se correntemente a existência de forças harmónicas de ligação, isto é, forças de intensidade proporcional à distância à posição de equilíbrio \vec{r}_e da partícula a que se referem, e para ela dirigidas:

$$\vec{F} = -a (\vec{r} - \vec{r}_e).$$

Frequentemente admite-se também que as forças entre os átomos são centrais, isto é, actuam segundo a linha que une os respectivos centros.

A hipótese harmónica permite um tratamento analítico do problema das vibrações dos sólidos cristalinos suficientemente simples para ter interesse prático, desde que, evidentemente, se conheçam os parâmetros que figuram nas equações, e que são as posições de equilíbrio \vec{r}_e e as constantes de força a . Num corpo sólido constituído por N átomos, existem $3N$ frequências próprias de oscilação, como se nele houvesse outros tantos osciladores harmónicos lineares independentes, ou seja, um por cada grau de liberdade do sistema de N corpos⁽¹⁾. Esses osciladores são quantificados, designando-se por *fonão*, o respectivo quantum de energia. A energia dum desses osciladores (i) valerá $E_{\omega_i} = (n_i + 1/2) \hbar \omega_i$, $i = 1, 3N$, dizendo-se então que existem no sólido, n_i fonões da frequência $\omega_i/2\pi$. A probabilidade dum estado de energia E_{ω_i} é dada pela expressão $P_{\omega_i}(n_i) = \exp(-\hbar \omega_i n_i/kT) / \sum_{n_i=0}^{\infty} \exp(-\hbar \omega_i n_i/kT)$ e o valor médio $\langle E_{\omega_i} \rangle$ de E_{ω_i} pela

(1) Em rigor, $3N - 6$, em que os 6 graus de liberdade subtraídos dizem respeito à translação e rotação em torno do centro de massa do corpo.

expressão $\langle E_{\omega_i} \rangle = (1/2) \hbar \omega_i \coth(\hbar \omega_i / 2kT)$. Por sua vez, a energia interna total do corpo é dada pelo somatório:

$$E = \sum_{i=1}^{3N} E_{\omega_i}.$$

Dado que a oscilação de frequência $\omega_i/2\pi$ é um movimento colectivo que se propaga no sólido, reflectindo-se nos limites do mesmo, atribui-se-lhe um comprimento de onda λ_i e um vector de onda \vec{q}_i (1). O momento linear do fonão é $\hbar \vec{q}_i$. O fonão, como perturbação de natureza ondulatória, apresenta uma *relação de dispersão* característica, entre frequência e vector de onda: $\omega_i = f(\vec{q}_i)$. Para a luz, note-se, esta relação tem a forma $\omega = cq$ em que c é a velocidade da luz, ou, em termos de energia, $E = c\hbar q$. No caso dum neutrão ou de outra partícula material, pode escrever-se: $E = \hbar^2 q^2 / 2m$. Nos dois últimos casos a relação entre a energia e o momento linear é universal e o espectro de energias contínuo. No caso do fonão, a relação entre a energia e o momento linear, depende das propriedades do sólido cristalino a que está associado, e o respectivo espectro de energias é descontínuo, tal como o meio, afinal. O fonão, que permite descrever comodamente os movimentos colectivos do cristal mas cuja existência está ligada irremediavelmente à da rede cristalina em que é concebido, pertence à classe das quase-partículas.

Mostra a teoria que para que um neutrão possa absorver ou emitir o fonão (ω_i, \vec{q}_i) se devem verificar as duas condições seguintes:

$$E_0 - E = \pm \hbar \omega_i \quad \vec{k}_0 - \vec{k} = \pm \vec{q}_i + 2\pi \vec{\tau}$$

em que E_0 e \vec{k}_0 , são, respectivamente,

(1) $q_i = 2\pi/\lambda_i$; $\omega_i = 2\pi\nu_i$; λ_i e ν_i são, respectivamente, o comprimento de onda e a frequência do fonão.

a energia e o vector de onda do neutrão, antes da dispersão, e E e \vec{k} , os valores correspondentes daquelas grandezas, depois da dispersão. Os sinais + e - dizem respeito à emissão e à absorção do fonão (ω_i, \vec{q}_i), respectivamente. Esta dispersão diz-se inelástica. A primeira condição, garante a conservação da energia, e a segunda, a conservação do momento linear. Com efeito, a parcela $2\pi \vec{\tau}$ traduz a absorção de momento linear pelo corpo difusor como um todo, como adiante se esclarece.

Reparemos em que, no caso da dispersão elástica, as condições anteriores se escrevem:

$$E_0 = E, \quad \vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi \vec{\tau}$$

Quer dizer: houve uma variação de momento linear do neutrão, sem variação da sua energia. A imagem que surge ao espírito é a do ricochete numa bola de borraça numa parede. Todavia, enquanto a bola faz ricochete podendo ser qualquer o ângulo de incidência na parede, a situação é diferente no caso do neutrão.

Vejamus o significado do vector $\vec{\tau}$.

Pensemos no arranjo tridimensional de átomos, repetindo-se indefinidamente no espaço, que representa o cristal. A figura que se repete indefinidamente é a célula cristalina. Esta pode conter um só ou vários átomos, idênticos ou não. No caso de ser monoatómica, que é o mais simples, a posição de qualquer átomo do cristal é representável por uma expressão da forma: $\vec{R} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$, em que \vec{R} é o vector de posição do átomo, \vec{a} , \vec{b} e \vec{c} vectores característicos da rede cristalina (fig. 3) e m , n e p números inteiros. A partir desta trama tridimensional que cobre o espaço, pode definir-se outra, chamada *rede recíproca*, do seguinte modo. Os seus vectores característicos serão

\vec{a}' , \vec{b}' e \vec{c}' assim calculados:

$$\vec{a}' = (1/V)(\vec{b} \times \vec{c}); \quad \vec{b}' = (1/V)(\vec{c} \times \vec{a});$$

$$\vec{c}' = (1/V)(\vec{a} \times \vec{b})$$

com

$$V = \vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) = 1/V'$$

V e V' são os volumes dos paralelepípedos que têm por arestas os vectores $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ e $\vec{a}', \vec{b}', \vec{c}'$, respectivamente. Se nos vértices da rede assim obtida se

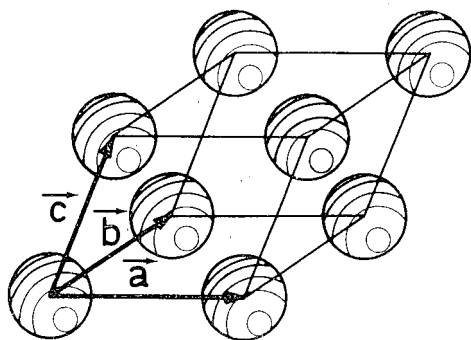


Fig. 3 — «A figura que se repete indefinidamente é a célula cristalina...».

imaginassem átomos dum novo cristal, a posição de qualquer deles seria dada pelos vectores $\vec{\tau} = m\vec{a}' + n\vec{b}' + p\vec{c}'$. Esta rede recíproca, dos vectores $\vec{\tau}$, muito utilizada na difracção de raios X, é chamada a desempenhar na dispersão de neutrões um papel de idêntica importância.

Pode agora esclarecer-se o significado da expressão $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$.

Ao orientar um cristal no espaço, fixamos relativamente às paredes do laboratório as direcções dos vectores $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$. Simultaneamente, fixamos os vectores \vec{a}', \vec{b}' e \vec{c}' , de acordo com as suas expressões definidoras. Admitindo que dispomos dum feixe bem colimado de neutrões incidentes, de momento linear $\hbar\vec{k}_0$ (e energia $\hbar^2 k_0^2 / 2m$), poderemos rodar o cristal até

se verificar a condição $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$. Admitamos que conseguimos satisfazer-la (fig. 4). Quando tal acontece, aparece bruscamente um feixe, emergente do cristal — (b) na figura — desviado dum ângulo 2θ da direcção de incidência⁽¹⁾. A explicação

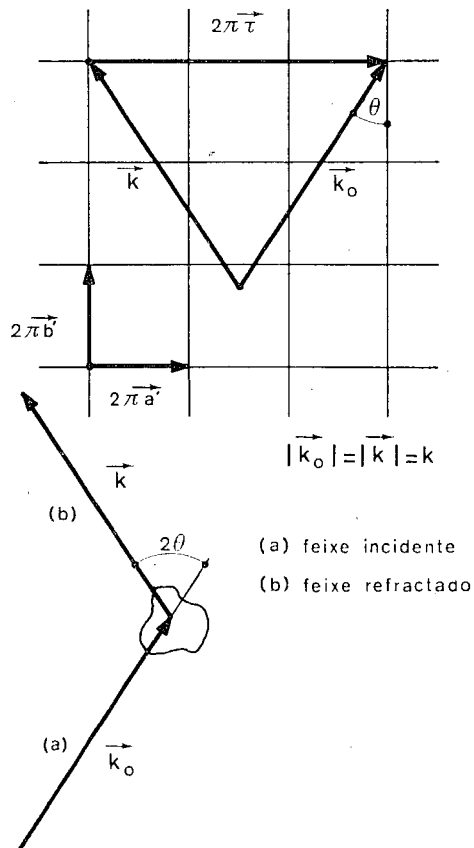


Fig. 4 — «...poderemos rodar o cristal até se verificar a condição $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$.»

do fenómeno que acabamos de descrever assenta na natureza ondulatória do neutrão. Vejamos em que consiste.

Quando um neutrão incide no cristal ou, em geral, no corpo em estudo, nada nos autoriza a afirmar que foi chocar

(1) Um cristal de alumínio, por exemplo, com poucos centímetros de espessura segundo a direcção de incidência, permite já desviar desta maneira a quase totalidade do feixe incidente.

com este ou aquele núcleo da matéria bombardeada e a lançarmo-nos, por esse caminho, a imaginar o fenómeno, salvo se nos for possível identificar experimentalmente o núcleo do que se trata. Pode conceber-se que de facto seja possível fazer essa identificação, pois o núcleo pode, por exemplo, absorver o neutrão e tornar-se radioactivo, ou pode cindir-se. Se nos limitarmos todavia a interacções de dispersão, só num caso essa identificação é em princípio possível. Trata-se do caso em que o spin do neutrão se inverte e arrasta a correspondente alteração do spin nuclear⁽¹⁾. Afastada esta excepção há que admitir que o neutrão interactua indistintamente com um número considerável de núcleos do corpo dispersor (um valor típico será 10^{15}).

Em termos de ondas o fenómeno pode explicar-se grosseiramente assim: o neutrão, no laboratório, é representável por uma onda quase plana, tanto melhor quanto mais bem definido for o respectivo momento linear e essa onda penetra o cristal e vê cada núcleo do agregado cristalino como um centro difusor, do qual nascem ondas esféricas que invadem todo o espaço. Uma simples construção geométrica, familiar na óptica, mostrará que para certas posições do cristal, haverá, segundo uma direcção determinada, reforço das ondas provenientes de todos os centros difusores. Segundo essa direcção o desfasamento das ondas difundidas será sempre um múltiplo inteiro do comprimento de onda de De Broglie associado ao neutrão $\lambda = 2\pi/k_0$.

Se atendermos a que o vector $\vec{\tau}$ é perpendicular a uma família de planos cristalinos, como facilmente se demonstra,

(1) Existe uma probabilidade finita e calculável deste efeito de inversão de spin do neutrão, que é nula, evidentemente, quando o spin dos núcleos for zero.

e o seu módulo $\tau = n/d$, com n inteiro, inversamente proporcional à respectiva distância interplanar, poderemos transformar a condição de reflexão $\vec{k}_0 - \vec{k} = 2\pi\vec{\tau}$ na lei de Bragg, tão usada na difracção de raios X: $n\lambda = 2d \sin \theta$. Deste modo, se se dispuser dum feixe monoenergético de neutrões, a determinação experimental dos ângulos θ que satisfazem a expressão anterior, permite chegar ao conhecimento da posição e das distâncias interplanares dos planos cristalinos da amostra em estudo.

Este fenómeno de difracção numa rede cristalina é uma forma particular de dispersão elástica, isto é, sem troca de energia com a rede. Trata-se duma dispersão coerente por haver interferência de ondas geradas, com relações de fase bem definidas, em diversos centros dispersores. A dispersão inelástica, com absorção ou emissão de fonões, a que corresponde a expressão atrás escrita $\vec{k}_0 - \vec{k} = \pm \vec{q}_i + 2\pi\vec{\tau}$, é igualmente uma dispersão coerente. Num caso como no outro, é muito difícil a interpretação dos fenómenos por palavras ou imagens, sem encarar o neutrão como um fenómeno ondulatório. A importância dos aspectos ondulatórios do comportamento dos neutrões lentos na sua interacção com a matéria condensada, deve-se á proximidade dos valores do comprimento de onda associado ao neutrão e das distâncias interatómicas características dos agregados materiais.

No próximo artigo examinaremos alguns aspectos experimentais ligados á utilização dos neutrões lentos no estudo da matéria condensada, nomeadamente as fontes de neutrões e a obtenção de feixes de neutrões adequados á experimentação. Finalmente apresentaremos alguns resultados experimentais mais significativos.

Apontamento Sobre a Teoria da Relatividade Restrita

por FILIPE DUARTE SANTOS

Laboratório de Física e Engenharia Nucleares — Junta de Energia Nuclear — Sacavém

«Um dos volumes mais notáveis de toda a literatura científica parece-me ser o volume 17, série 4, de *Annalen der Physik* do ano 1905» escreveu o físico Max Born. É neste volume que se encontra o primeiro artigo de Albert Einstein sobre a teoria da relatividade. Nesse mesmo ano Einstein escreveu cinco artigos em *Annalen der Physik* numa expressão notável da sua plenitude criadora. Porém foi o artigo sobre a teoria da relatividade com o título «Acerca da electrodinâmica dos corpos em movimento» o que teve maior influência na evolução da ciência e vida contemporâneas provocando uma profunda revolução no pensamento racional do homem. O aparecimento das ideias que formam a teoria é um acontecimento extraordinário pela intensidade e variedade das suas consequências. Podemos distinguir a sua contribuição para o conhecimento das leis dos fenómenos físicos, na vida da sociedade humana e na filosofia da ciência contemporânea. Relativamente ao segundo campo de acção são bem conhecidas as possibilidades de produção de energia que a teoria da relatividade veio abrir. A conversão de massa em energia, por exemplo nas centrais nucleares industriais que proliferam nos mais diversos países e beneficiam o nível de vida dos seus cidadãos, resulta, em última análise, de um fenómeno físico previsto pela primeira vez no âmbito da teoria. A mesma lei veio aumentar de modo terrível a responsabilidade do homem para consigo através das imensas quantidades de energia que põe à sua disposição e que temos o dever e o direito de decidir como utilizar. Reco-

nhecida a importância excepcional das ideias fundamentais da teoria da relatividade afigura-se do maior interesse estudar a sua génese.

Propagação de ondas

A electrodinâmica, tema central do artigo citado, possuía já no princípio deste século um desenvolvimento considerável em particular no domínio das suas aplicações práticas na engenharia. Contudo a teoria sofria de problemas preocupantes; procuremos encontrá-los. As equações fundamentais que regem os fenómenos electromagnéticos foram escritas por Maxwell cerca de 1864. Deduz-se destas equações a existência de ondas electromagnéticas que se propagam com a velocidade da luz. Esta previsão teórica foi verificada experimentalmente pelo físico Hertz, o que conduziu à confirmação definitiva de que a luz é uma onda electromagnética com comprimento de onda compreendido entre certos limites característicos da visibilidade humana. Se reflectirmos um pouco no conceito de onda verificamos estar a propagação de uma onda, pelo menos nos exemplos mais imediatos ao nosso alcance, associada a um certo meio que sofre alterações enquanto o fenómeno ondulatório se processa. Assim, por exemplo, as ondas que se formam num lago calmo quando atiramos uma pedra são perturbações, com carácter periódico, da superfície da água: o meio neste caso é a água. As ondas sonoras cuja recepção pelo ouvido dá ori-

gem aos sons correspondem, numa certa porção do espaço, a compressões e descompressões do ar: o meio é, neste exemplo, o ar. Se fizermos o necessário para que uma campainha toque num recipiente onde se fez o vácuo, o som não se propaga devido à ausência de ar e portanto não atinge o exterior. Em contrapartida verifica-se, por meio de experiências, que a luz, ou melhor, as ondas electromagnéticas, se propagam no vácuo. Aparentemente não existe um meio material suporte da propagação das ondas electromagnéticas. Os físicos do fim do século passado e princípio do actual, porém, tiveram grande relutância em admitir a não existência deste meio que, por não ser observável, seria forçosamente hipotético. Repare-se que rejeitar a existência do meio hipotético, ao qual se chamou éter, não era uma obra simples devido, entre outros motivos, às modificações profundas que isso implica nos conceitos de espaço e tempo. Foi necessário o génio de Einstein para aceitar plenamente tais consequências e com elas estabelecer as bases de uma teoria coerente.

Princípio da relatividade restrita

O que resulta afinal de negar a existência de um meio material suporte da propagação das ondas electromagnéticas? Começemos por tentar concretizar esta negação. Abandonada a ideia do éter as ondas electromagnéticas passam a constituir uma realidade independente de quaisquer corpos materiais. Uma característica universal destas ondas é a sua velocidade de propagação que, como vimos, é igual à velocidade de propagação da luz. Consideremos então dois observadores com movimento relativo uniforme que se preparam para medir a velocidade da luz no vácuo emitida por uma fonte de luz

não especificada (supõe-se os referenciais dos observadores galileanos, isto é, referenciais onde se verificam as leis da mecânica de Newton, pelo menos em primeira aproximação). As observações que os dois experimentadores podem efectuar sobre o feixe de luz são estritamente equivalentes: ambos observam uma onda electromagnética propagando-se no vácuo. Após breve reflexão concluímos, com base na hipótese inicial de rejeição do éter, que ambos os observadores atribuem necessariamente igual velocidade de propagação à onda electromagnética. Concretamente ambos observam uma onda electromagnética no vácuo e isso é suficiente para conhecer certas características desta onda, em particular a sua velocidade de propagação. A nova estrutura do espaço e do tempo, compatível com a conclusão obtida não é aquela a que os nossos órgãos dos sentidos nos habituaram e de acordo com a qual a velocidade de um corpo é diferente para dois observadores animados de movimento relativo com velocidade constante. A afirmação de que a velocidade da luz no vácuo é igual para todos os observadores com movimento relativo uniforme (sendo o seu valor independente da velocidade da fonte produtora de luz) é uma expressão particular de um princípio muito geral e de grande importância em física. Este princípio, chamado da relatividade restrita (por ser a particularização do princípio da relatividade geral que engloba os movimentos acelerados), garante a validade das leis da física para todos os observadores em movimento relativo uniforme. Como corolário conclui-se que o estudo dos fenómenos físicos não pode revelar uma translação uniforme através do espaço. A equivalência que o princípio da relatividade estabelece entre os observadores é a expressão de uma ideia de simplicidade que tem sido extremamente produtiva e dinâmica em física.

Fórmulas de Lorentz

Voltemos porém à nossa linha de pensamento e para tal é conveniente introduzir o conceito de acontecimento. Um acontecimento, no sentido geral que vamos usar, é algo que sucede num certo lugar e num certo instante como, por exemplo, a emissão ou recepção de um sinal de luz. A localização de um acontecimento por um observador requer a enumeração de quatro quantidades, três que caracterizam a sua posição no espaço, definidas por exemplo, como as coordenadas (x, y, z) num sistema de eixos cartesianos ortogonais e a quarta, o tempo t . Se considerarmos de novo dois observadores S e S' com movimento relativo uniforme de velocidade de módulo v eles descrevem a localização de acontecimentos por meio de conjuntos de quatro números (x, y, z, t) e (x', y', z', t') respectivamente. Admitamos que os sistemas de eixos cartesianos ortogonais dos dois observadores são paralelos, que a origem do sistema de eixos de S' se desloca segundo o eixo dos x de S , no sentido de x crescente, e que coincide com a origem do sistema de eixos de S' no instante $t=0$. Estas especificações não são de modo nenhum essenciais às ideias que pretendemos expôr mas têm a vantagem de simplificar consideravelmente a argumentação e os cálculos. O problema que se põe agora é o de encontrar a relação que existe entre (x, y, z, t) e (x', y', z', t') quando estes conjuntos de números se referem ao mesmo acontecimento observado pelos experimentadores S e S' respectivamente. Por outras palavras, pretendemos as relações que nos permitem obter as coordenadas de um acontecimento no referencial de S' conhecidas as coordenadas do mesmo acontecimento no referencial de S . A estas relações, que são fórmulas de transformação das coordenadas de acontecimentos, chama-se fór-

mulas de Lorentz. Para as deduzir é suficiente aplicar o princípio da relatividade restrita às duas seguintes leis da física: a velocidade de propagação da luz é constante, afirmação que já comentámos, e o movimento de uma partícula não actuada por forças é rectilíneo e de velocidade constante. A validade destas leis para os observadores S e S' conduz, após breves cálculos, às fórmulas de transformação de Lorentz

$$x' = (x - vt)/B; \quad y' = y, \quad z' = z,$$

$$t' = (t - vx/c^2)/B; \quad B = \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

deduzidas pela primeira vez, com plena generalidade, por Einstein em 1905 (c representa a velocidade de propagação da luz no vácuo). Estas relações vieram substituir as fórmulas de transformação das coordenadas de acontecimentos da mecânica clássica, chamadas frequentemente fórmulas de transformação de Galileu;

$$x' = x - vt; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = t.$$

Falámos já das equações de Maxwell salientando que elas sintetizam as leis fundamentais dos fenómenos electromagnéticos. A teoria da relatividade mantém invariáveis estas equações para os observadores S e S' pela aplicação das fórmulas de transformação de Lorentz. Esta invariabilidade traduz afinal a extensão do princípio da relatividade restrita às leis dos fenómenos electromagnéticos e é uma das realizações mais notáveis da teoria. Significa, por outras palavras, que dois físicos em movimento relativo uniforme, chegam, por meio da realização independente de experiências, às mesmas leis para os fenómenos electromagnéticos. O mesmo não sucederia se o espaço-tempo físico tivesse a estrutura imposta pelas fórmulas de transformação de Galileu.

Dilatação do tempo e contracção de Fitzgerald

As discrepâncias entre o espaço-tempo sugerido através dos órgãos dos sentidos por meio de uma observação imediata e superficial dos fenómenos naturais e o espaço-tempo físico só se revelam para velocidades relativamente próximas da velocidade da luz no vácuo, que é de trezentos mil quilómetros por segundo. Alguns aspectos destas diferenças são inesperadas e a nossa intuição directa do espaço e do tempo é inútil para os compreender melhor. Embora efeitos especificamente relativistas não intervenham ainda na vida quotidiana eles são parte integrante da ciência contemporânea e encontram-se a cada passo nos laboratórios de física.

Consideremos um intervalo de tempo definido por dois acontecimentos distintos e admitamos que a sua medição é feita por observadores S e S' em movimento relativo uniforme com relógios perfeitamente idênticos. Para simplificar suponha-se que os dois acontecimentos se dão na mesma posição relativamente a S' . A aplicação das fórmulas de Lorentz mostra que a duração do intervalo de tempo não é a mesma nos dois referenciais: a duração medida por S' é menor do que a duração medida por S . Este fenómeno relativista, com o nome de dilatação do tempo, inesperado do ponto de vista dos conceitos clássicos de espaço e tempo, verifica-se experimentalmente ao medir as vidas médias de partículas elementares animadas de velocidades próximas da velocidade da luz no vácuo. A medição de comprimentos apresenta um efeito, de certa analogia com o anterior, chamado contracção de Fitzgerald. Com efeito a medição do comprimento de uma régua quando ela se encontra em repouso relativamente ao observador e em movimento uniforme na direcção da

dimensão a medir, não conduz ao mesmo valor: de acordo com as fórmulas de Lorentz o valor obtido na medição da régua em movimento é menor.

Identificação entre massa e energia

A dinâmica relativista, tal como a cinemática, identifica-se com a mecânica clássica no limite das pequenas velocidades. Para velocidades próximas da velocidade de propagação da luz surgem também diferenças como por exemplo o facto de o valor obtido na medição da massa de um corpo variar com a sua velocidade relativamente ao observador. Quando a velocidade relativa aumenta o valor obtido na medição da massa aumenta e tende para infinito quando a velocidade se aproxima da velocidade da luz no vácuo. Esta previsão da teoria, confirmada diariamente, intervem na rotina de operação dos grandes aceleradores de partículas usados no estudo da física das altas energias.

Segundo a opinião de Einstein o resultado mais notável da teoria da relatividade restrita é a identificação entre massa e energia de acordo com a equação

$$E = mc^2$$

onde c representa ainda a velocidade de propagação da luz no vácuo. Esta identificação é completa: se a mecânica tivesse sido sempre tratada de um modo relativista não teriam sido necessários dois nomes — massa e energia — para nomear uma mesma coisa. Quando um sistema material isolado sofre diminuição da sua massa, de uma certa quantidade, isso significa a libertação simultânea de uma quantidade de energia correspondente de acordo com a equação citada. É o que sucede aos núcleos dos átomos ao desin-

tegrarem-se nos reactores das centrais nucleares, produzindo assim grandes quantidades de energia.

A velocidade da luz como velocidade limite

A teoria da relatividade impõe a velocidade da luz no vácuo como uma velocidade limite, impossível de ser ultrapassada. Esta limitação poderia ser a origem de uma certa nostalgia por nos impedir, à priori, a exploração do universo, pois que as distâncias entre os corpos celestes são da ordem de muitos anos de luz (distância percorrida pela luz no vácuo durante um ano). A estrela mais próxima de nós — alfa do Centauro — encontra-se a cerca de 4 anos de luz. Porém devido ao efeito relativista da dilatação do tempo a limitação é apenas aparente. Se uma nave espacial partisse da terra e viajasse através do espaço sideral com uma velocidade constante de, por exemplo, 298 500 quilómetros por segundo, durante dez anos de acordo com o calendário terrestre, quando os astronautas chegassem de novo à Terra afirmariam que na nave espacial apenas tinha decorrido cerca de um ano. Se a velocidade dos viajantes fosse suficientemente próxima da velocidade da luz no vácuo já não encontrariam a sua ge-

ração ao regressar à Terra. Vemos assim que, apesar da existência de uma velocidade limite, a duração da vida humana não impõe uma barreira formal intransponível à exploração do universo. Deve notar-se que em rigor este exemplo sai fora do âmbito da relatividade restrita pois nele intervêm os movimentos acelerados da nave, pelo menos, na partida e chegada à Terra. A teoria da relatividade geral, de que não vamos aqui falar, faz o estudo destes movimentos e propõe uma nova teoria da gravitação.

Percorremos brevemente algumas das conclusões mais importantes da relatividade restrita e é indubitável o alcance profundo que têm na ciência e vida contemporâneas. Se meditarmos sobre a origem desta teoria encontramos o princípio da relatividade que garante a perfeita igualdade dos observadores na sua procura das leis da natureza.

BIBLIOGRAFIA SUMÁRIA

- [1] RUI LUÍS GOMES, *Teoria da relatividade restrita*, Livraria Sá da Costa.
- [2] L. D. LANDAU, Y. RUMER, *O que é a Relatividade*, Livros de bolso, Portugália Editora, N.º 80.
- [3] A. EINSTEIN e L. INFELD, *A evolução da Física*, Livros do Brasil.



