

GAZETA DE FISICA

SOCIEDADE PORTUGUESA DE FISICA

VOL. 9, FASC. 2
ABRIL 1986

Publicação Trimestral

30/SETEMBRO A 3/OUTUBRO
BRAGA

5.^a CONFERÊNCIA NACIONAL DE FÍSICA

FÍSICA '86

SOCIEDADE
PORTUGUESA DE FÍSICA

INFORMAÇÕES
Laboratório de Física
FACULDADE DE CIÊNCIAS DO PORTO/Teaf. 310290

PATROCÍNIO  EDIÇÕES ASA

Física - 86: A 5.^a Conferência
Nacional de Física terá lugar
na Universidade do Minho, de
30 Setembro a 3 Outubro

GAZETA DE FÍSICA

Fundada em 1946 por A. Gibert

Propriedade e Edição: Sociedade Portuguesa de Física

Director: Filipe Duarte Santos (Secretário-Geral da S.P.F.)

Comissão de Redacção

Conselho Directivo da S.P.F.: J. Moreira Araújo, F. Duarte Santos, E. Ducla Soares, J. Bessa Sousa, Rui J. Agostinho, J. Carvalho Soares, M. Amaral Fortes, Margarida R. Costa, Maria José Almeida, M. Pereira de Barros, J. Brochado Oliveira.

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

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

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

Toda a correspondência deverá ser enviada para

Gazeta de Física

Sociedade Portuguesa de Física

Av. República, 37-4.º – 1000 LISBOA

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

Preço de assinatura : país 500\$00 ; estrangeiro US\$10.

Preço do fascículo avulso (sede e delegações da SPF) : 100\$00.

Problemas pedagógicos do ensino da Dinâmica - II

MARIA CONSTANÇA BATORÉU PROVIDÊNCIA

Ladeira das Alpenduradas, 38 — Coimbra

É apresentado um estudo das respostas a um inquérito de carácter pedagógico elaborado com a finalidade de dar a conhecer as ideias dos alunos e as dificuldades que mais frequentemente se lhes deparam no estudo das leis da dinâmica (cf. Gazeta de Física 8, 83, Julho 1985). Os conceitos errados ou confusos detectados nas respostas permitem tirar conclusões relativas à abordagem pedagógica mais adequada, sendo preconizados métodos e técnicas susceptíveis de corrigirem as concepções erróneas encontradas.

1. Introdução

Reconhecendo a necessidade de ter em conta, na abordagem do programa de Física, para além do raciocínio lógico do estudante, também os seus conceitos relativos a questões científicas, preconizou-se recentemente [1] o recurso a um inquérito como o meio mais adequado a caracterizar as concepções dos jovens e o significado por eles atribuído aos termos científicos. O texto do inquérito a que o presente trabalho se refere foi publicado na ref. [1]. A metodologia aconselhada na secção «Considerações gerais» daquela referência não foi integralmente seguida em todas as questões. Com efeito, das respostas às duas últimas perguntas não foi elaborado um estudo tão completo como para as restantes, não só a fim de não alongar excessivamente o trabalho, mas também para evitar repetições maçadoras.

2. Análise das respostas, conclusões e implicações pedagógicas

2.1. Primeira questão

2.1.1. Análise das respostas

O objectivo da primeira questão é fazer intervir o princípio de igualdade da acção e reacção — a árvore desempenha o mesmo papel que o segundo cavalo, tão possante como

o primeiro. Pretende-se que o aluno que analisa esta situação conclua ser o papel da árvore idêntico ao do segundo cavalo, uma vez que nem o conjunto árvore-corda-cavalo, nem o conjunto cavalo-corda-cavalo se deslocam. A árvore exerce, pois, sobre a corda uma força igual à que é exercida pelo cavalo que a substitui.

Houve um total de 34 alunos que assinalou a resposta correcta e 62 a incorrecta.

Dos 34 estudantes que marcaram o quadrado correspondente à resposta certa, isto é, «Não», só 29 apresentaram uma justificação e desses apenas 5 o fizeram satisfatoriamente. Portanto, dos 96 alunos que responderam ao Inquérito só 5 deram uma resposta e uma justificação aceitável. Os restantes 91 não possuem uma noção clara de força de reacção.

Vamos transcrever três das fundamentações consideradas correctas:

Não, porque os cavalos tendo a mesma força a corda irá manter-se esticada e um dos cavalos vai fazer de árvore e por isso a força aplicada pela árvore vai ser igual à do cavalo que substitui a árvore.

Não porque se o cavalo não conseguiu partir a corda no primeiro caso, também não consegue partir no segundo caso, visto que a força exercida é a mesma, havendo apenas a mudança do sítio em que a corda está presa.

Porque um dos cavalos exerce uma resistência ao outro. Um deles exerce a resistência que exercia a parede. Por isso acho que não conseguiam partir a corda. Se fossem os dois a puxar a corda, mas ela estivesse presa à parede, aí sim, eles conseguiam parti-la. Assim não, porque um deles exerce sempre uma resistência.

Transcrevemos agora interpretações que achamos de interesse, apesar de não estarem correctas.

A resposta negativa foi justificada por 11 alunos argumentando, essencialmente, que duas forças iguais e opostas se anulam pelo que o seu efeito será necessariamente nulo, não podendo portanto fazer com que a corda se parta:

Porque se os cavalos têm a mesma força e se eles exercem essa força em sentidos opostos vai-se estabelecer um equilíbrio entre as forças que eles exercem, logo não partem a corda.

De acordo com a lógica destas justificações erradas a corda só quebraria se uma das forças fosse maior que a outra! O erro desta interpretação, que revela falta de coordenação entre a teorização e a observação, resulta de ignorarem que o efeito de duas forças de intensidade igual e sentidos opostos só é necessariamente nulo se o ponto de aplicação das referidas forças for o mesmo.

Houve 7 respostas do seguinte teor:

Porque os cavalos a puxar cada um para seu lado enforcam-se um ao outro.

Estas respostas saem fora do contexto da questão e revelam falta de capacidade para analisar a situação em termos físicos. O ensino da Física não poderá ser bem sucedido se os jovens não tiverem sido sensibilizados para os objectivos desta ciência.

Dos 62 alunos que assinalaram o quadrado correspondente à resposta incorrecta, isto é, «Sim», apenas 57 justificaram a escolha efectuada.

Limitamo-nos seguidamente a considerar as justificações que achamos de interesse para o nosso estudo.

Explicações às quais o conceito de força de reacção é alheio são apresentadas em 47 respostas. Destas destacamos três versões:

Porque um cavalo não conseguia partir a corda mas os dois juntos fazem uma força maior.

Porque as forças são contrárias, quando um puxa para a esquerda e outro para a direita as forças são em sentido contrário.

Porque já que havendo uma coisa estática, neste caso a árvore e só havendo uma outra coisa a fazer força que é o cavalo, a corda não parte, é então muito mais lógico que havendo duas forças opostas actuando em sentido contrário a corda se possa partir pois sendo os cavalos fortes e com força há mais possibilidade da corda partir.

Nenhum dos alunos que apresenta um destes três tipos de justificação tem a noção de que a árvore exerce sobre a corda uma força igual à do segundo cavalo. É atribuída a capacidade de exercer força apenas a seres animados ou susceptíveis de causarem a ocorrência de determinados acontecimentos (por exemplo o vento, um tractor, etc.). Alguns alunos consideram que a árvore não tem força, i.e., não pode ser um agente activo que exerce acções. Por conseguinte consideram que a árvore não é susceptível de exercer uma força.

A justificação em três das respostas pressupõe a existência de um fenómeno análogo à fadiga:

Porque à medida que os cavalos vão puxando a corda cada um para seu lado, a corda vai perdendo resistência, e vai acabar por ceder e partir.

A ideia denota um certo espírito de observação mas é ilógica. Porque haveria a corda de perder mais resistência quando é puxada por dois cavalos do que quando é puxada só por um?

2.1.2. Conclusões da análise efectuada

Constata-se que o princípio de igualdade da acção e reacção não é de fácil apreensão. Não é intuitiva a ideia de que ao exercermos uma acção sobre determinado objecto ficamos automaticamente sujeitos da parte desse objecto a uma reacção de intensidade exactamente igual e de sentido oposto.

As respostas à primeira questão mostram que a dificuldade detectada na compreensão desta lei fundamental tem em larga medida a sua origem em noções inadequadas de força. Dum modo geral as justificações apresentadas

revelam que o conceito de força não foi completamente explorado, não conseguindo os alunos aplicá-lo de modo eficiente na interpretação de situações concretas. Não surge espontaneamente a ideia de que duas forças iguais produzem efeitos análogos em condições idênticas. É pois importante clarificar o conceito de força e familiarizar os alunos com as leis da estática como condição prévia para uma compreensão adequada dos princípios da dinâmica.

Notámos serem fundamentalmente de dois tipos distintos as noções erróneas que impossibilitam ou dificultam a apreensão da correcta noção de força.

a) Caracterização da força pelo agente que a exerce e não pelas suas consequências. Ligada a esta falsa concepção surge a incapacidade de reconhecer que as forças possam ter origem em seres inanimados ou em objectos estáticos.

b) Suposição de que é necessariamente nulo o efeito de um sistema de forças com resultante nula.

2.1.3. Implicações pedagógicas

A fim de conscientizar os alunos dos erros que estas concepções encerram preconizamos a realização de experiências simples, adequadas para o efeito.

Exemplo 1

Aplicar uma acção a um dinamómetro e observar a intensidade da força registada. Inverter o dinamómetro aplicando na argola destinada à sustentação do aparelho a mesma força que interveio na experiência anterior e fixando o dinamómetro pelo gancho destinado à aplicação da força que se pretende medir. Sujeitar, finalmente, o dinamómetro a duas forças de intensidades iguais às anteriores mas opostas, aplicadas, respectivamente, na argola e no gancho. O facto de a leitura registada se não alterar mostra que o papel do ponto de sustentação consiste em exercer sobre o dinamómetro uma força de intensidade igual e sentido oposto àquela que está a ser medida. Deve realçar-se que é obviamente não nulo o efeito de duas forças de intensidade igual e

sentidos opostos aplicadas ao dinamómetro visto que a mola deste aparelho sofre uma deformação. Por outro lado o ponto de sustentação exerce efectivamente uma força sobre o dinamómetro, visto que a força registada se anula quando o dinamómetro salta do referido ponto.

Exemplo 2

Esticar um elástico, puxando as extremidades em sentidos opostos com forças de igual intensidade. Mesmo que o centro de massa do elástico se não desloque, este deforma-se e acaba por partir. O resultado de um sistema de forças pode não ser a alteração do estado de movimento dum objecto mas a sua deformação.

2.2. Segunda questão

2.2.1. Análise das respostas

A segunda questão refere-se ao princípio de inércia. Não estando a mala sujeita a qualquer força, tende a manter o seu estado de repouso em relação à Terra, que desempenha o papel de um referencial de inércia (terceira possibilidade oferecida nas respostas).

Houve 11 alunos que escolheram a primeira possibilidade, 47 a segunda, 20 a terceira e 18 a quarta.

TABELA I — Análise das respostas à segunda questão. A percentagem de respostas correctas (terceiro quadrado) foi de 21 %.

Quadrado assinalado	Número de respostas		
	Total	Sem justificação	Justificação invocando noção de inércia
1.º	11	3	—
2.º	47	14	17
3.º	20	6	14
4.º	18	—	9

Primeira possibilidade: A mala cai porque o vento a empurra para trás.

Dos 11 alunos que optaram por esta primeira possibilidade apenas 8 adiantaram uma

justificação, a qual não passa, em geral, de uma repetição da causa ou mecanismo sugerido no texto. Por exemplo:

Porque com a deslocação do automóvel há vento e faz cair a mala.

A escolha efectuada por estes alunos constitui exemplo duma concepção que, como veremos, se manifesta noutras respostas a esta questão, a qual atribui a origem das falsas forças consideradas responsáveis pelo deslizamento da mala sobre o tejadilho à influência da resistência do ar.

Segunda possibilidade: A mala cai porque, no momento do arranque súbito, o seu peso se dirige instantaneamente para trás.

A segunda possibilidade foi escolhida por 47 alunos. Destes, 14 não ofereceram qualquer justificação para a escolha apresentada.

Constatamos com satisfação que a ideia de inércia, entendida como tendência dos corpos para manterem o seu estado de repouso ou movimento uniforme e rectilíneo surge explicitamente nas justificações de 17 estudantes, das quais cito, a título de exemplo, dois extractos:

... porque o arranque súbito faz com que a mala deixe de ter apoio.

A mala tende a manter a sua posição que era estar parada e assim não acompanha o movimento do carro e cai.

Os restantes 16 alunos recorrem à existência de falsas forças denominadas forças de inércia para justificarem a escolha que fizeram. Por exemplo:

Digamos que a maneira como o carro arrancou provocou um impacto na mala que a levou a cair.

... paralelamente ao que acontece a um passageiro dentro de um carro, que demonstra tendência a dirigir-se para trás.

Para estes alunos, o facto de um objecto abandonar subitamente o seu estado de repouso só pode ser explicado pela actuação de uma força adequada, o que é natural.

Assim, o conceito de força de inércia surge espontaneamente porque os jovens, por um

lado não concebem a alteração do estado de repouso de um objecto sem a intervenção de uma força responsável por essa alteração, e, por outro lado, não fazem distinção entre referenciais de inércia, nos quais são válidas as leis de Newton, e referenciais acelerados, nos quais aquelas leis não são aplicáveis.

Terceira possibilidade: A mala cai porque não é puxada e deixa de ter o apoio do tejadilho quando o automóvel arranca.

A terceira possibilidade foi escolhida por 20 alunos, 6 dos quais não apresentaram qualquer justificação para a escolha efectuada.

As justificações apresentadas mostram que o fenómeno de inércia, na parte que se refere à tendência dos corpos para manterem o seu estado de repouso quando não estão sujeitos a forças exteriores, é de apreensão relativamente acessível. No entanto, a referida tendência é, por vezes, associada a um referencial particular, que pode não ser um referencial de inércia, não se dando os jovens conta da arbitrariedade deste pressuposto.

É de 3 o número de alunos que fundamentam a citada propriedade dos corpos relacionando-a com a resistência do ar. Este ponto de vista é exemplificado pela seguinte interpretação:

Como a mala não está agarrada ao carro, quando este arranca, a mala, como não é puxada, fica para trás. Apesar de a mala não estar agarrada, ela ficaria sobre o tejadilho se não houvesse atrito dela com o ar.

Para estes alunos o carro é o «referencial natural» da mala, e se esta não continua em repouso sobre o tejadilho é porque o ar interveem, arrastando-a.

Segue-se uma explicação curiosa, que denota espírito de observação e compreensão do processo físico:

Como o carro arranca muito depressa, a força do carro anula o atrito entre o carro e a mala e portanto a mala não é transportada e fica para trás.

São dignos de registo a expressão «força do carro», que deve significar a aceleração

adquirida pelo carro e a ideia de que o atrito existe mas é insuficiente para segurar a mala.

Quarta possibilidade.

Foi de 18 o número de alunos que optaram por uma explicação diferente das três sugestões propostas na questão. No entanto os argumentos invocados por estes alunos não são de facto novos, pois 6 recorrem à resistência do ar para explicar o fenómeno considerado e 9 acabam por usar a noção de inércia. Aliás, alguns interpretam a inércia como uma consequência da resistência do ar. Eis algumas das justificações apresentadas por este grupo, as quais, por vezes revelam compreensão do processo físico:

... a mala cai devido ao atrito do ar que a deixa no mesmo sítio..

A mala desliza e cai porque deixa de estar sobre o tejadilho devido ao arranque súbito que ele sofre.

... porque quando o carro parte a mala está em repouso.

Observamos que o estado de confusão de espírito de muitos alunos os leva a apresentarem uma justificação correspondente a uma escolha diferente da que fizeram, verificando-se idêntico fenómeno nas restantes questões do Inquérito.

2.2.2. Conclusões e implicações pedagógicas da análise das respostas

1 — A análise das respostas à segunda questão foi muito proveitosa e rica em ensinamentos pedagogicamente úteis pois permitiu caracterizar com bastante rigor o quadro conceptual do aluno médio no contexto de fenómenos de inércia, que estão relacionados com a tendência dos corpos para manterem o seu estado de repouso ou de movimento uniforme rectilíneo.

2 — Verificámos com satisfação que é espontaneamente aceite por muitos estudantes a necessidade de actuação de uma força exterior para que o estado de repouso de um corpo se altere.

3 — Pudemos também constatar que não é feita qualquer distinção entre referenciais de inércia e acelerados. Assim, um elevado número

de respostas baseia-se no pressuposto implícito da existência de um «referencial natural» para cada corpo. Em geral esse será a Terra, mas para a mala que se encontra apoiada no automóvel, é o automóvel. De acordo com a concepção destes jovens, os estados de repouso ou de movimento referem-se a este «referencial natural» e assumem assim um carácter absoluto. Segundo os alunos, o corpo permanece em repouso em relação ao «referencial natural» se é nula a resultante das forças que sobre ele actuam. Quando o «referencial natural» sofre uma alteração súbita do seu estado de movimento, actua sobre o corpo uma «força de impacto» (os alunos usam esta expressão) de sentido oposto ao da variação da velocidade do «referencial natural». Se esta «força de impacto» não for devidamente compensada, altera-se então o estado de repouso do corpo.

4 — A experiência de sensações causadas por acelerações e desacelerações bruscas, trajectos sinuosos, etc., parece explicar o carácter intuitivo que assume o conceito de força de inércia (a tal «força de impacto»).

5 — É curioso notar que muitos alunos explicam a existência de forças de inércia atribuindo-as a um agente adequado que, à falta de melhor candidato, é a resistência do ar. Deve-se expor a inconsistência desta ou de qualquer outra explicação incorrecta, invocando para o efeito, a própria experiência do jovem. (Eliminada a resistência do ar, desaparece o efeito considerado? Se não, será na verdade a resistência do ar a causa desse efeito)?

6 — Visto que os alunos não distinguem facilmente entre referenciais acelerados e referenciais de inércia é importante sensibilizá-los para esta diferença.

7 — Não preconizamos o recurso à noção de força de inércia para descrever o repouso ou o movimento de um corpo em relação a um sistema acelerado. No entanto entendemos que o seu carácter intuitivo não pode ser ignorado nem deve ser iludido. O facto de os estudantes espontaneamente invocarem a existência dessa força deve ser aproveitado para os ajudar a compreender o verdadeiro significado do prin-

cípio de inércia. Com efeito, em face das respostas recolhidas, não parece difícil levá-los a compreenderem que, na verdade, as forças de inércia nada explicam, mas ajudam a distinguir entre referenciais de inércia e referenciais acelerados. Isto porque a função das forças de inércia é precisamente dar origem ao movimento que um corpo (sujeito a forças de resultante nula) deve ter, em relação a um sistema acelerado, para que permaneça em repouso em relação a determinado sistema de inércia.

8 — Assim como se não aprende a nadar por um manual de natação, mas executando na água os movimentos adequados assim também a apreensão do significado dos princípios da Física, em geral, e do princípio de inércia, em particular, exige o recurso a técnicas pedagógicas convenientes. Só assim podemos levar os alunos a aceitarem o facto de as forças de inércia em cuja existência acreditam porque experimentam os seus «efeitos» quando viajam, não constituírem a explicação fundamental dos fenómenos de inércia, mas serem antes uma ilusão.

9 — Não podemos esquecer que o princípio de Galileu se apoia em factos experimentais em geral de carácter não intuitivo, porque são estranhos à experiência do dia a dia. A utilidade da afirmação de que os estados de repouso ou movimento são relativos, não é mera consequência lógica de uma definição matemática abstracta, mas advém de um conteúdo físico preciso, que lhe é conferido por um suporte experimental adequado.

10 — Com vista a corrigir conceitos errados, sugerimos por exemplo, que os estudantes sejam incentivados a reflectirem sobre aquilo a que podemos chamar «Experiências das estações de caminhos-de-ferro», isto é, experiências relativas a comboios que iniciam ou terminam a sua marcha, passageiros que estando em repouso parecem movimentar-se, e vice-versa, etc.. Isso levá-los-á a compreenderem que o movimento é relativo e que a mala desliza sobre o tejadilho para que se não altere o seu estado de repouso em relação à Terra.

Pensamos que será também esclarecedora uma reflexão dos alunos sobre os fenómenos que esperaríamos poder observar numa mesa de bilhar colocada numa carruagem animada de movimento rectilíneo e uniforme, livre de solavancos. Rolarão ainda as bolas de bilhar, nessas circunstâncias, igualmente em todas as direcções e sentidos? O que aconteceria às bolas de bilhar se o comboio acelerasse ou descrevesse uma curva? Qual seria o movimento dessas bolas em relação à Terra?

Como seria descrito por um passageiro estacionado, o movimento de uma mala que desliza quando arranca bruscamente o comboio que a transporta?

Explicar a vantagem de um cinto de segurança.

2.3. Terceira questão

2.3.1. Análise das respostas

Esta questão tem por objectivo exemplificar o significado da segunda lei da dinâmica e, em particular, chamar a atenção dos alunos para o facto de a mesma força produzir menor aceleração no objecto de maior massa, quando aplicada a dois objectos de massas distintas (primeira possibilidade).

Foi de 75 o número de alunos que optaram pela primeira possibilidade, 15 pela segunda, 5 pela terceira, não tendo um aluno respondido a esta questão.

Primeira possibilidade: A operação de travagem necessita de maior distância quando a automotora reboca o atrelado.

Dos 75 alunos que optaram pela primeira possibilidade, 15 não apresentaram justificação.

TABELA II — Análise das respostas à terceira questão. A percentagem das respostas correctas (primeiro quadrado) foi de 78 %.

Quadrado assinalado	Número de respostas	
	Total	Sem justificação
1.º	75	15
2.º	15	—
3.º	5	2
sem resposta	1	—

Fundamentaram a escolha efectuada baseando-se no conceito de massa, 6 alunos. Por exemplo:

Porque a massa total das duas automotoras é o dobro e há só um sistema de travagem, por isso é necessário maior distância para a travagem.

Justificaram a escolha efectuada invocando o peso (entendido como massa) 29 alunos. Este ponto de vista é exemplificado pela seguinte frase:

Porque o peso é maior e a automotora a reboque não trava.

Apresentaram justificação baseada no conceito de quantidade de movimento 21 alunos. Por vezes falam na «força» das automotoras, significando a quantidade de movimento. Seguem-se exemplos:

Porque quanto mais pesado maior será a dificuldade na paragem devido ao embalo.

Porque a automotora que é puxada também leva balanço, empurrando portanto a primeira quando esta trava.

... porque tenho casos práticos em camionetas com reboque e tractores com reboque em que o espaço de travagem tem que ser muito maior do que se não tivesse reboque.

Apresentaram justificação baseada no facto de só uma automotora travar, 3 alunos. A seguinte frase exemplifica a explicação proposta:

Porque a automotora com reboque terá de travar por ela e por aquela que reboca.

Segunda possibilidade: O percurso necessário para travar é menor quando a automotora arrasta o atrelado porque a tendência de um corpo qualquer para parar é tanto maior quanto maior for o seu peso.

Optaram por esta possibilidade 15 alunos. Exemplo das justificações apresentadas:

Porque há um maior peso e por isso é natural que necessite de menos espaço para travagem.

Terceira possibilidade: A distância necessária para parar é sempre a mesma, quer haja ou não atrelado.

Escolheram esta possibilidade 5 alunos. Só 3 apresentaram justificação, a qual era do seguinte teor:

Porque existe atrito e tanto dá para a primeira como para a segunda.

2.3.2. Conclusões e implicações pedagógicas da análise das respostas

A análise das respostas à terceira questão conduziu às seguintes conclusões:

A percentagem de alunos que fez uma escolha correcta (78 %) e as justificações apresentadas permitem concluir que um elevado número de alunos possui ideias aceitáveis acerca do processo físico subjacente ao fenómeno considerado. Alguns alunos recorrem mesmo, de forma explícita, nas respectivas justificações, à noção de massa e à noção de inércia, mas esses são provavelmente repetentes.

A noção de massa transparece, também, dos argumentos apresentados por um número apreciável de alunos (30 %) para os quais, quando a mesma força actua, sucessivamente, em dois objectos diferentes (durante intervalos de tempo iguais), é menor a variação de velocidade produzida no corpo de maior «peso». Estes alunos possuem, pois, a noção intuitiva de massa de inércia, embora lhe atribuam a designação de «peso». É frequente, no dia a dia, a confusão entre os dois conceitos.

Há também muitos alunos que na sua análise do fenómeno recorrem ao conceito de quantidade de movimento, por eles designada «balanço» ou «impulso». Para este grupo de alunos, de dois objectos diferentes animados da mesma velocidade, possui maior «balanço» o de maior «peso». Assim, concluem, é mais difícil travar a automotora com atrelado, porque traz mais «balanço».

Um pequeno número de alunos propõe ainda uma justificação curiosa. Argumentam eles que se tanto a automotora como o atrelado tivessem os travões operacionais, a distância de travagem seria a mesma. Isto é, usando linguagem matemática, estes alunos admitem que a força é proporcional à massa, para uma aceleração fixa. Depois concluem que se a força for reduzida, isto é, se os travões do atrelado falharem, a variação (redução) da

velocidade será menor e, portanto, maior o percurso descrito até parar.

Podemos afirmar, em conclusão, que a segunda lei da dinâmica não é de difícil apreensão, desde que o seu significado seja ilustrado com o auxílio de exemplos judiciosamente escolhidos. Consideramos que o exemplo das automotoras é particularmente apropriado porque foca uma situação familiar. Facilmente podemos apresentar outros exemplos igualmente elucidativos por forma a cobrir plenamente o significado da segunda lei da dinâmica.

A escolha da segunda possibilidade parece apenas revelar falta de espírito de observação. Porém, não constitui problema preocupante o facto de alguns alunos terem optado por esta possibilidade porque o seu número é reduzido.

Menos significativo ainda é o número de alunos que optaram pela terceira possibilidade.

A situação focada na terceira questão serve para exemplificar a segunda lei da dinâmica nos seus múltiplos aspectos:

a) acelerações produzidas pela mesma força em objectos de massas diferentes;

b) comparação de forças que produzem a mesma aceleração em objectos de massas diferentes;

c) diferentes acelerações produzidas por forças diferentes no mesmo objecto.

2.4. Quarta questão

2.4.1. Análise das respostas, conclusões e implicações pedagógicas

O objectivo desta questão consiste em exemplificar o princípio da independência das

forças. As quatro alíneas que a constituem são outros tantos temas de reflexão relacionados com problemas de composição de forças.

a) *Pretende-se colocar dois carrinhos exactamente iguais, em movimento sobre a referida placa de tal modo que esta permaneça imóvel. Escolhe o esquema que te pareça apropriado para o efeito.*

Foi de 86 o número de alunos que escolheram correctamente o segundo esquema, 3 o terceiro, 2 o primeiro, 2 o quarto, 1 o décimo e 2 rejeitaram todos os esquemas propostos.

Conclusão: os alunos apercebem-se facilmente que é nula a resultante de duas forças de igual intensidade e sentidos opostos.

b) *Pretende-se colocar dois carrinhos iguais em movimento sobre a placa de tal modo que o efeito sobre esta seja equivalente ao de um só carrinho deslocando-se para a direita. Escolhe o esquema apropriado para o efeito.*

O terceiro esquema foi correctamente escolhido apenas por 35 alunos, o primeiro por 39, o sexto por 3, o oitavo por 3, o segundo por 2, o quarto por 2, enquanto que 12 alunos escolheram um esquema diferente dos sugeridos ou nenhum.

Podemos concluir que o elevado número de alunos que escolheram erradamente o primeiro esquema é revelador da dificuldade que os alunos têm de compreender que duas forças com a mesma intensidade mas de direcções distintas podem ter o mesmo efeito que uma só força igualmente intensa.

TABELA III — Análise das respostas à quarta questão.

Alínea	Esquema escolhido										% de respostas correctas	
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		Outro ou nenhum
a)	2	86	3	2						1	2	89,6
b)	39	2	35	2		3		3			12	36,5
c)					3	1	4	2	67	1	18	69,8
d)				1	24	4	3	45	2	2	15	46,9

c) *Pretende-se colocar três carrinhos iguais em movimento sobre a referida placa, de tal modo que esta permaneça imóvel. Escolhe o esquema (ou esquemas) apropriado(s) para o efeito.*

O nono esquema foi correctamente escolhido por 67 alunos, por 4 o sétimo, por 3 o quinto, por 2 o oitavo, por 1 o sexto e também por 1 o décimo, enquanto que 18 alunos optaram por um esquema diferente dos propostos ou nenhum.

Constatamos que o número apreciável de alunos que fez uma escolha acertada mostra que sem grande dificuldade conseguem compreender que é nula a resultante de um sistema de vectores em condições particulares de simetria elevada, conforme acontecia já na alínea a). Por ser de um grau de dificuldade menor, este exemplo deve ser utilizado para ajudar os alunos a compreenderem a situação da alínea b).

d) *Pretende-se colocar três carrinhos iguais em movimento sobre a referida placa, de tal modo que o efeito sobre esta seja equivalente ao de um só carrinho deslocando-se para a direita. Escolhe o esquema (ou esquemas) que te pareça(m) apropriado(s) para o efeito.*

O oitavo esquema foi escolhido correctamente por 45 alunos, o quinto por 24, o sexto por 4, o sétimo por 3, o nono por 2, o décimo por 2, o quarto por 1, enquanto que 15 alunos escolheram um esquema diferente dos sugeridos ou nenhum.

Embora com alguma dificuldade, os alunos conseguem com frequência determinar a resultante de três vectores não colineares quando é nula a resultante de dois desses vectores. O conhecimento de ser a situação focada em a) familiar aos alunos é pedagogicamente útil para os ajudar a interpretar correctamente a situação considerada em d) que se apresenta com um grau de dificuldade superior.

Quando os alunos não têm facilidade em interpretar um determinado processo físico é vantajoso imaginar outro processo mais simples relacionado com o primeiro que lhes seja acessível a fim de os ajudar a ultrapassar os obstáculos encontrados.

2.5. Quinta questão

2.5.1. Análise das respostas

A quinta questão foca uma situação cuja interpretação correcta exige o recurso simultâneo à segunda e terceira leis da dinâmica. O Júlio não pode exercer uma acção sobre o Manuel sem que sofra, por parte deste, o efeito de uma acção igualmente intensa mas de sentido oposto. Por ser mais leve, o deslocamento do Manuel será maior, de acordo com a segunda lei da dinâmica (terceira possibilidade considerada no Inquirito).

TABELA IV — Análise das respostas à quinta questão. A percentagem de respostas correctas (terceiro quadrado) foi de 45 %.

Quadrado assinalado	Número de respostas		
	Total	Sem justificação	Justificação invocando noção de inércia
1.º	12	9	—
2.º	37	22	4
3.º	43	23	12
4.º	4	—	—

A primeira opção foi escolhida por 12 alunos, a segunda por 37, a terceira por 43, tendo 4 optado por uma possibilidade diferente das três sugeridas nesta questão.

Primeira possibilidade: Ao mesmo tempo que puxa o Manuel, o Júlio tenta impedir que a sua plataforma se mova, exercendo sobre ela uma força conveniente.

Dos 12 alunos que optaram por esta possibilidade apenas 3 apresentaram uma justificação, a qual é essencialmente do teor da que seguidamente transcrevemos:

Como o Júlio é mais pesado que o Manuel, o seu peso exercido sobre o carro é maior que o do Manuel impedindo o seu carro de se mover.

Segunda possibilidade: O deslocamento do Manuel é maior porque é o Júlio quem, puxando pela corda, exerce a força que está na origem do movimento.

Esta escolha foi feita por 37 alunos. Destes 22 não apresentaram qualquer fundamentação.

Por outro lado 11 alunos justificam a escolha efectuada invocando os argumentos sugeridos no próprio Inquérito, análogos ao seguinte:

Pois se é o Júlio que puxa pela corda é o Júlio que está a exercer uma força, logo é o Júlio quem faz com que o Manuel se desloque.

Porém, 4 alunos reconhecem que o facto de o Júlio ser mais pesado é o motivo real do seu menor deslocamento. Por exemplo:

O deslocamento do Manuel é maior porque ele é mais leve, portanto é mais fácil o seu deslocamento.

Terceira possibilidade: O Júlio é puxado pela própria corda que está a segurar. Por ser mais pesado que o amigo, o seu deslocamento é menor.

Como vimos 43 alunos optaram por ela. Destes, 23 não apresentaram fundamentação.

A escolha feita foi justificada por 12 alunos que argumentaram ser o parceiro mais pesado o que tem maior inércia, como mostra a seguinte frase:

O Júlio opõe maior oposição ao movimento devido à sua massa.

A opção feita foi explicada por 5 alunos invocando implicitamente ou explicitamente a ideia de atrito, como é o caso do seguinte argumento:

Porque é mais pesado e portanto faz mais atrito.

A escolha efectuada foi fundamentada por 3 alunos argumentando que o parceiro mais pesado é também o mais forte. Por exemplo:

Sendo o Júlio o de maior peso, partirá dele a maior força que obriga ao maior deslocamento do Manuel.

Quarta possibilidade.

Apenas quatro alunos fizeram uma escolha diferente das sugeridas nesta questão. As justificações apresentadas são distintas umas das outras e não revelam concepções originais ou dignas de registo.

2.5.2. Conclusões e implicações pedagógicas da análise das respostas

O objectivo desta questão é conjugar a segunda lei da dinâmica com o princípio de igualdade da acção e reacção.

Observa-se novamente, como já se tinha verificado na primeira questão, que o conteúdo da terceira lei da dinâmica não é intuitivo, concluindo-se que é importante que esta lei seja apresentada através de experiências que chamem a atenção dos alunos para as suas implicações. Seria natural que, apreendido o terceiro princípio da dinâmica, os estudantes fossem capazes de analisar correctamente esta questão pois de um modo geral o conteúdo da segunda lei da dinâmica lhes é mais familiar.

Partindo deste exemplo concreto e possibilitando-lhes a realização de experiências adequadas podemos levá-los a reflectirem sobre o que sucederia se fosse o Manuel a puxar o Júlio e se o atrito tivesse sido eliminado tão completamente quanto possível (visto que alguns alunos também fizeram referência ao atrito). É de esperar que deste modo concluíssem que a força exercida sobre o Júlio é de igual intensidade e de sentido oposto à força exercida sobre o Manuel e que o deslocamento do Júlio é mais pequeno porque a sua inércia é maior.

3. Conclusões finais

Parece ser universalmente aceite pelos alunos o princípio de Galileu, na parte que respeita à necessidade de intervenção de uma força exterior para que se altere o estado de repouso de qualquer corpo. Este facto, dado o seu carácter intuitivo, não suscita a reflexão crítica indispensável à compreensão do significado profundo do referido princípio. Com efeito, não faz sentido falar de repouso (ou movimento) de um corpo se se não definir previamente o referencial em relação ao qual esse repouso (ou movimento) é considerado. Resultam daí graves confusões que dificultam a compreensão do princípio de inércia e exigem, para o seu esclarecimento, métodos pedagógicos adequados.

O estudo do segundo princípio da dinâmica não oferece dificuldades dignas de registo.

As forças são frequentemente entendidas como meras acções exercidas pelos corpos capazes de as produzirem e não como interacções. Para grande número de alunos tudo se passa como se a Natureza reservasse para alguns corpos o papel de agentes activos em processos dinâmicos enquanto que outros corpos não passariam de meros espectadores passivos, condenados a sofrerem as consequências das forças exercidas pelos referidos agentes activos. Esta concepção dificulta a apreensão do princípio de igualdade da acção e reacção, cujo ensino se deve, pois, revestir de cuidados pedagógicos especiais.

Também o ensino do princípio da independência das forças exige particular atenção. Os alunos não sabem identificar as circunstâncias em que duas forças de intensidade x e y , actuando simultaneamente num dado corpo, têm o mesmo efeito que uma só força de intensidade menor que $x+y$. É imprescindível

que o ensino desta matéria seja acompanhado pela recapitulação de algumas noções relativas a operações com vectores.

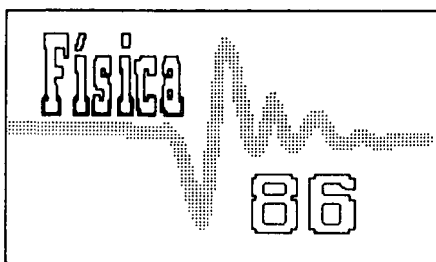
Grande parte das respostas saem do contexto das questões respectivas mas, apesar disso, permitem caracterizar os quadros conceptuais dos estudantes pelo que não invalidam o Inquérito.

Respostas há que revelam total ausência de motivação para analisar e discutir os problemas em termos físicos, tendo essas respostas o grande mérito de alertar para a necessidade de inserir os alunos num contexto correcto.

É possível dar continuidade a este trabalho abordando o seu tema sob novos pontos de vista de interesse, tais como a influência da idade, curso, adiantamento, sexo, etc. na aprendizagem das leis da dinâmica.

BIBLIOGRAFIA

- [1] M. CONSTANÇA PROVIDÊNCIA — *Gazeta de Física*, 8, 83 (1985).



5.ª CONFERÊNCIA NACIONAL DE FÍSICA (UNIVERSIDADE DO MINHO)

Já se inscreveu? Já enviou os resumos de comunicações?

Se ainda o não fez, não espere mais: a partir do fim de Junho teria de pagar um suplemento...

Escreva hoje mesmo para:

FISICA 86. Departamento de Física, Universidade do Minho
Av. João XXI, 4719 BRAGA CODEX

Tempo e Relatividade

PAULO CRAWFORD DO NASCIMENTO e ANA ISABEL SIMÕES

Departamento de Física, Faculdade de Ciências de Lisboa

O tempo na teoria da relatividade restrita

Com o alvorecer do séc. XX, A. Einstein lança uma nova luz sobre o conceito de tempo, atribuindo-lhe um carácter relativo e dependente do observador, no quadro da sua teoria da relatividade restrita, publicada em 1905 com o título «Sobre a Electrodinâmica dos Corpos em Movimento».

De acordo com Einstein, o intervalo de tempo entre dois acontecimentos, que ocorrem em pontos diferentes do espaço, não tem um valor absoluto e universal — como se admitia, no âmbito da física pré-relativista — mas, pelo contrário, é medido diferentemente por vários observadores (inerciais).

Poderá haver mesmo situações onde a ordem de sucessão dos dois acontecimentos venha invertida ou casos onde eles sejam considerados simultâneos por um observador e não o sejam por outros. Estas dramáticas modificações em relação à física newtoniana, só se tornam apreciáveis quando os corpos se movimentam com velocidades que se aproximam da velocidade de propagação da luz no vácuo.

O ingrediente fundamental da relatividade restrita é a constância da velocidade da luz, c , para todos os observadores, independentemente da maneira como estes se movem.

Além disso, c funciona como um valor limite absoluto para a velocidade de todos os sistemas materiais. Como a luz é sempre observada a propagar-se no vácuo com velocidade c , é manifestamente impossível a qualquer observador atingir (e muito menos ultrapassar) a velocidade da luz. Esta velocidade funciona, portanto, como uma espécie de barreira para o transporte de qualquer corpo material ou para a propagação de qualquer acção física.

Compreende-se, agora, que c seja considerada uma constante universal da natureza, uma

quantidade fundamental e de grande importância para a determinação da estrutura do Universo. Sendo c uma constante universal já não faz sentido supor que os intervalos de espaço e de tempo possam ser invariantes separadamente mas, bem pelo contrário, deverão variar com o referencial, dando origem aos famosos efeitos de dilatação do tempo e de contracção do espaço. Vejamos um pouco mais pormenorizadamente este mundo relativista de Einstein.

Em primeiro lugar, como foi acentuado por Minkowski, antigo professor de Einstein, algum tempo depois da publicação do artigo «Sobre a Electrodinâmica dos Corpos em Movimento», os conceitos de espaço e de tempo passam a estar indissolivelmente ligados. O mundo físico da nossa experiência é, agora, representado por um espaço quadridimensional, o espaço-tempo. A geometria desse espaço é caracterizada pelo invariante fundamental, que traduz a constância da velocidade da luz,

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 \quad (1)$$

e que permite calcular a «distância» entre dois pontos, isto é, entre dois acontecimentos físicos do espaço-tempo. Isto significa que dados dois observadores inerciais O e O' , a «distância» espaciotemporal entre dois acontecimentos determinados é *independente* do estado de movimento relativo entre esses observadores e, portanto, das coordenadas com que cada um deles referencia os dois acontecimentos. Mais concretamente, devemos ter

$$c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2 \Delta t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 \quad (1')$$

A lei de transformação que relaciona as coordenadas utilizadas pelos dois observadores, terá de satisfazer a equação (1') e deverá depender da velocidade relativa entre eles. A forma explícita dessa lei, no caso em que os sistemas de referência estão igualmente

orientados e se deslocam com uma velocidade paralela aos eixos dos XX , é a seguinte:

$$x' = (x - vt) (1 - v^2/c^2)^{-1/2}, \quad y' = y, \quad z' = z$$

$$t' = (t - vx/c^2) (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

Estas relações são conhecidas por fórmulas de transformação de Lorentz. Podemos escrever a forma quadrática (1) mais condensadamente, representando as coordenadas de cada ponto por x^μ , com μ tomando valores entre 0 e 3, nomeadamente $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$ e $x^3 = z$; vem então para um par de acontecimentos infinitesimalmente separados no espaço-tempo

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (2)$$

onde se admite implicitamente a convenção de soma nos índices repetidos μ e ν .

A matriz da forma quadrática (2) tem todos os seus termos constantes

$$\eta_{\nu\mu} = \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

e é conhecida por matriz da *métrica* de Minkowski.

À forma quadrática (2), com esta matriz, dá-se o nome de elemento de linha ou métrica de Minkowski, e escreve-se explicitamente

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 \quad (4)$$

As equações (3) e (4) mostram que o espaço e o tempo, embora ligados na definição do invariante fundamental, não estão em pé de igualdade, dado que a coordenada temporal x^0 entra com um sinal oposto ao sinal das coordenadas espaciais (x^1 , x^2 , x^3).

Para maior clareza e simplicidade, consideremos o espaço de Minkowski reduzido a duas dimensões, uma dimensão temporal ($x^0 = ct$) e uma dimensão espacial ($x^1 = x$). Cada ponto deste espaço representa um acontecimento físico, caracterizado por duas coor-

denadas (x , ct). Consideremos dois acontecimentos A_1 e A_2 , conforme se pode ver na figura 1.

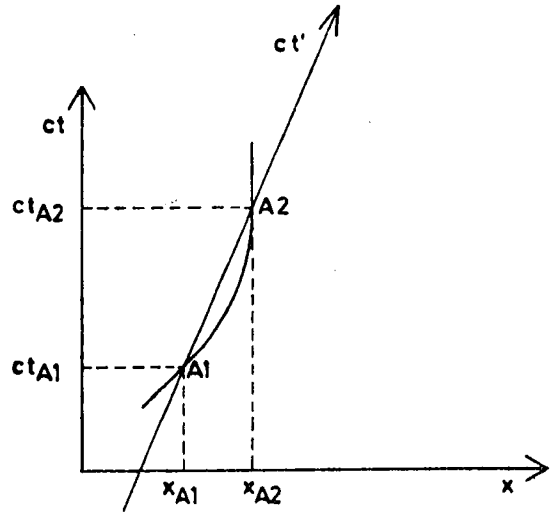


Fig. 1 — Diagrama de Minkowski bidimensional. A_1 e A_2 formam um par de acontecimentos do género tempo. A recta que passa por A_1 e A_2 é a linha do universo de um observador inercial com velocidade $v = \Delta x / \Delta t$.

O intervalo do espaço-tempo entre estes dois acontecimentos é dado por

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2,$$

sendo $\Delta t = t_{A_2} - t_{A_1}$ e $\Delta x = x_{A_2} - x_{A_1}$.

É bom de ver que Δs^2 poderá ser positivo, negativo ou nulo, pois a métrica de Minkowski é *indefinida*.

Se os acontecimentos A_1 e A_2 pertencerem à linha do Universo (trajectória no espaço-tempo) de um observador inercial, como se depreende da figura 1, então necessariamente $\Delta s^2 > 0$, para que a velocidade desse observador em relação ao referencial inercial do laboratório, de eixos (x , ct), seja $v = \Delta x / \Delta t < c$. Neste caso, dizemos que A_1 e A_2 formam um par de acontecimentos do género tempo. E como $\Delta s^2 > 0$, não poderá existir nenhum referencial inercial onde estes acontecimentos sejam simultâneos (i.e., $\Delta t = 0$). Sendo $c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 > 0$, vemos que:

- i) $\Delta t > (\Delta x) / c > v (\Delta x) / c^2 > 0$
- ou ii) $\Delta t < -(\Delta x) / c < -v (\Delta x) / c^2 < 0$

Em qualquer dos casos, das fórmulas de transformação de Lorentz, nomeadamente $\Delta t' = (\Delta t - v \Delta x / c^2) (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$, concluímos que $\Delta t'$ terá sempre o mesmo sinal que Δt .

Entre todos os referenciais inerciais existe um onde se tem $\Delta s^2 = c^2 (\Delta t')^2$, isto é, no qual os acontecimentos ocorrem no mesmo ponto do espaço ($\Delta x' = 0$). Este referencial é conhecido por *referencial próprio* do observador (i.e., o referencial onde o observador se encontra em repouso) e ao tempo t' dá-se o nome de *tempo próprio*. É fácil ver que $\Delta t'$ é o tempo mais curto *medido por um observador inercial* entre os acontecimentos A_1 e A_2 . Atendendo à invariância do intervalo

$$\Delta s^2 = c^2 (\Delta t')^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2$$

imediatamente se conclui que o tempo Δt medido em qualquer outro referencial inercial está relacionando com $\Delta t'$ por

$$\Delta t^2 = \Delta t'^2 + \Delta x^2 / c^2 > \Delta t'^2, \text{ ou ainda} \\ \Delta t = \Delta t' (1 - v^2 / c^2)^{-1/2} \quad (5)$$

O resultado traduzido por estes cálculos pode resumir-se afirmando que o intervalo de tempo entre dois acontecimentos que ocorrem em pontos diferentes do espaço, num certo referencial, apresenta-se dilatado relativamente ao tempo medido no referencial próprio, onde ocorrem no mesmo ponto do espaço. Essa dilatação será tanto maior quanto maior for a velocidade relativa entre os dois referenciais. Note que o intervalo de tempo próprio $\Delta t'$ é proporcional ao comprimento Δs da linha do Universo que une A_1 com A_2 .

Do que ficou dito anteriormente importa salientar que, se $t_{A_2} > t_{A_1}$ num dado referencial inercial então $t'_{A_2} > t'_{A_1}$ em qualquer outro referencial inercial, ou seja, a *ordem de sucessão de um par de acontecimentos do género-tempo é um dado absoluto*.

Pode também acontecer que A_1 e A_2 sejam dois pontos do espaço-tempo para os quais $\Delta s^2 < 0$, como na figura 2. Como $x_{A_2} - x_{A_1} > c(t_{A_2} - t_{A_1})$, $\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 < 0$, e portanto deve existir um referencial onde $\Delta s^2 = -\Delta x'^2$,

ou seja, um referencial onde os acontecimentos sejam simultâneos ($\Delta t' = 0$).

Utilizando a fórmula de transformação de Lorentz $\Delta t' = (\Delta t - v \Delta x / c^2) (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$ vê-se imediatamente que $\Delta t' = 0$ implica $v = c^2 \Delta t / \Delta x$. Logo esse referencial desloca-se em relação ao laboratório com uma velocidade constante $v = (c \Delta t / \Delta x) < c$. Qualquer outro observador

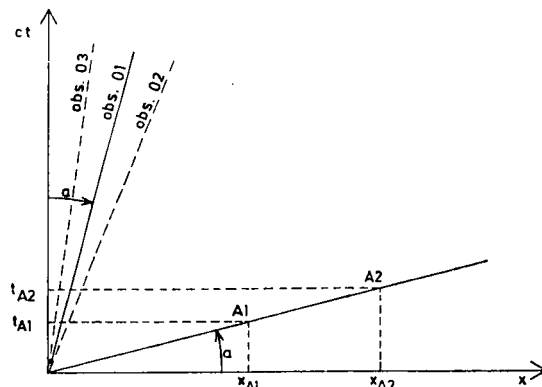


Fig. 2 — A_1 e A_2 formam um par de acontecimentos do género espaço: $x_{A_2} - x_{A_1} > c(t_{A_2} - t_{A_1})$. Existe um referencial onde estes acontecimentos são *simultâneos*, o qual tem como eixo dos XX a recta que passa por A_1 e A_2 : é o referencial próprio do observador O_1 .

inercial deslocando-se com uma velocidade u , em relação ao laboratório, tal que $v < u < c$, como é o caso do observador O_2 , verá $t'_{A_2} < t'_{A_1}$, ou seja, verá a ordem de sucessão dos acontecimentos A_1 e A_2 invertida em relação ao laboratório, onde se tem $t_{A_1} < t_{A_2}$.

Efectivamente, $v < u \Rightarrow c^2 \Delta t / \Delta x < u \Rightarrow \Delta t < u \Delta x / c^2$ e $\Delta t' = (\Delta t - u \Delta x / c^2) (1 - v^2 / c^2)^{-1/2} < 0$. Para o observador O_3 , da figura 2, cuja velocidade em relação ao laboratório é inferior a v , vem também $t_{A_2} > t_{A_1}$.

Não é difícil ver, a partir da invariância do intervalo $\Delta s^2 = -\Delta x'^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2$, e do facto de v ser igual a $c^2 \Delta t / \Delta x$, que

$$\Delta x' = \Delta x (1 - v^2 / c^2)^{1/2} \quad (6)$$

Isto significa que uma barra em repouso no referencial do laboratório, com comprimento igual a Δx , é vista pelos observadores que se deslocam com velocidade v , em relação ao laboratório, com comprimento $\Delta x' < \Delta x$,

resultado que traduz a contracção dos comprimentos!

Na figura 1 também podemos ver uma trajectória curva, passando pelos acontecimentos A1 e A2, e representando a linha do Universo de um observador acelerado (não inercial).

Qual é o tempo próprio mais curto? É o tempo medido pelo observador inercial, que segue ao longo de uma linha do Universo, rectilínea, ou é o tempo medido pelo observador acelerado? Vimos que o tempo próprio entre dois acontecimentos é proporcional ao comprimento da linha do Universo que os une.

A questão pode, portanto, ser colocada numa linguagem mais geométrica: qual dos dois caminhos entre A1 e A2 é o mais curto? Antes de responder à pergunta devemos adiantar que, tendo o espaço de Minkowski uma geometria *pseudo-euclideana*, onde está definida uma função distância que pode tomar valores positivos, negativos ou nulos, as linhas do universo rectilíneas do género-tempo, são linhas de comprimento máximo. Logo o intervalo de tempo próprio entre os acontecimentos A1 e A2 é máximo para o observador inercial.

Isto pode compreender-se facilmente com o auxílio da figura 3. O intervalo de tempo próprio entre os acontecimentos A e C, calculado ao longo do caminho ABC é:

$$\Delta\tau_{ABC} = t_C - t_A = 2(t_B - t_A),$$

admitindo que $t_B = (t_A + t_C)/2$.

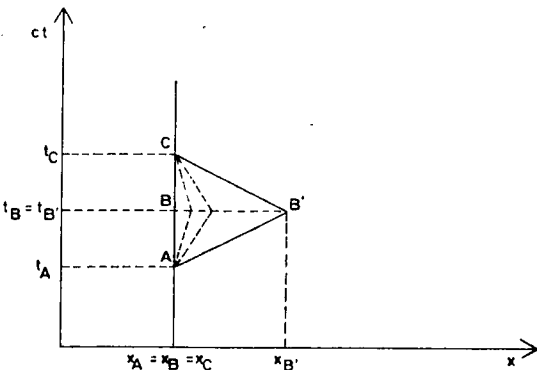


Fig. 3 — O tempo próprio entre os dois acontecimentos A e C depende do caminho, sendo máximo ao longo do caminho ABC.

Calculando o intervalo de tempo próprio entre os mesmos acontecimentos A e C mas agora ao longo do caminho AB'C vem

$$\Delta\tau_{AB'C} = 2 [(t_{B'} - t_A)^2 - (x_{B'} - x_A)^2/c^2]^{1/2}$$

Vê-se imediatamente que $\Delta\tau_{AB'C} < \Delta\tau_{ABC}$, ou ainda $\Delta\tau_{AB'C}$ tende para um valor máximo, igual a $\Delta\tau_{ABC}$, quando $x_{B'} \rightarrow x_B (= x_A)$, ou seja, quando o caminho AB'C coincide com o caminho ABC. Voltando à figura 1 e representando por Δt o intervalo de tempo próprio medido pelo observador inercial, vem para o tempo próprio do observador acelerado

$$\Delta t' = \int_{t_1}^{t_2} dt [1 - v(t)^2/c^2]^{1/2}$$

onde $v(t)$ é o valor da velocidade do observador acelerado em relação ao observador inercial, no instante t .

Este integral é claramente função do caminho do espaço-tempo seguido entre os acontecimentos A₁ e A₂.

Esta é a situação que ocorre no chamado «paradoxo dos gémeos» ou «paradoxo de Langevin», onde se compara um relógio em movimento com um relógio em repouso num referencial inercial. A aparente contradição gira em torno da suposta equivalência dos referenciais, que decorre da relatividade do movimento. O paradoxo deixa de existir quando se põe em evidência que os referenciais não são equivalentes, visto que não há simetria entre os dois observadores. Um deles é um observador inercial que segue, pois, uma trajectória rectilínea no espaço-tempo e o outro é um observador acelerado, cuja linha do universo é necessariamente uma trajectória curva. Se dois observadores se cruzam duas vezes, a fim de poderem comparar os seus relógios, então pelo menos um deles terá de ser um observador acelerado.

Finalmente, voltando à equação (5) e escrevendo-a na forma

$$\Delta t' = \Delta t (1 - v^2/c^2)^{1/2} \quad (7)$$

vemos que à medida que v tende para c ,

$\Delta t' \rightarrow 0$: o intervalo de tempo próprio entre dois acontecimentos da vida de uma partícula que viaje à velocidade da luz (como é o caso dos fótons) é nulo. Neste caso, $\Delta s^2 = 0$, e diz-se que os acontecimentos formam um par do género-luz.

Dado um certo acontecimento do espaço-tempo, seja o acontecimento 0, o lugar geométrico dos pontos do espaço-tempo que formam com 0 pares de acontecimentos do género-luz constitui uma superfície tridimensional conhecida por *cone de luz*. Na figura 4 representamos um cone de luz ao qual se suprimiu uma dimensão espacial.

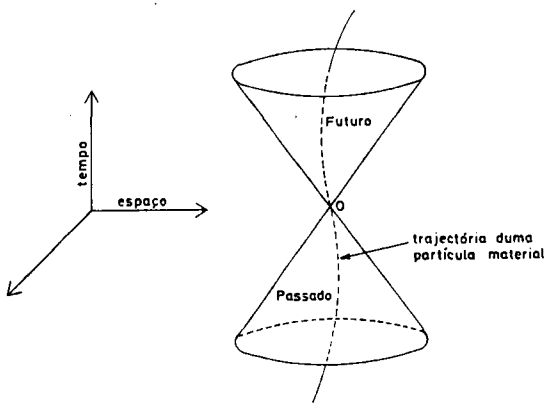


Fig. 4 — O cone de luz separa os acontecimentos que estão ligados do ponto de vista causal ao ponto 0, daqueles acontecimentos que não podem influenciar 0 nem ser influenciados por 0.

Os acontecimentos que estão sobre o cone de luz do passado, ou no seu interior, são capazes de influenciar o acontecimento 0. Por sua vez o acontecimento 0 poderá influenciar qualquer acontecimento que esteja sobre o cone de luz do futuro, ou no seu interior. Quanto aos restantes acontecimentos do espaço-tempo, nem influenciam 0, nem são influenciáveis por 0. Podemos, portanto, afirmar que não existe nenhuma relação causal entre estes acontecimentos e o acontecimento 0. Diz-se que os cones de luz determinam a estrutura causal do espaço-tempo.

A linha do Universo duma partícula material nunca poderá atravessar um cone de luz

definido num acontecimento qualquer da sua história. É necessário que isto seja assim para que os objectos viajem com velocidade inferiores à da luz. No caso do espaço de Minkowski esta exigência garante-nos que um efeito nunca poderá preceder a sua causa. No caso geral, contudo, isto não é suficiente para impedir a violação da causalidade. Para preservar a relação causa-efeito é indispensável que o futuro absoluto e o passado absoluto sejam distintos; por outras palavras, é necessário garantir que nenhuma partícula possa visitar o seu próprio passado.

Por exemplo, num espaço-tempo com a topologia global do cilindro é natural que surjam dificuldades deste tipo.

Desenhemos, numa folha de papel, um diagrama bidimensional representando um cone de luz num ponto 0 da linha do Universo duma partícula material. Se enrolarmos o papel de modo a obtermos um cilindro, veremos que as distâncias e os ângulos se mantêm inalterados.

Dizemos que a superfície do cilindro é *localmente* idêntica à superfície da folha de papel. Contudo, a topologia global destes dois espaços bidimensionais é essencialmente diferente. Em vez da variável temporal, t , variar de $-\infty$ a $+\infty$, t toma agora valores num intervalo fechado. O acontecimento 0' da figura 5, tanto pode ser considerado como

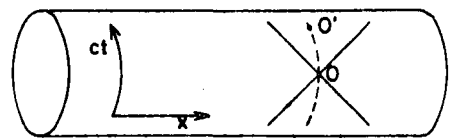


Fig. 5 — Espaço-tempo com a topologia global do cilindro.

pertencendo ao cone de luz do futuro de 0, como ao cone de luz do passado de 0. Neste espaço-tempo não é possível distinguir entre passado e futuro absolutos.

Assim, um observador poderá visitar o seu passado e modificá-lo a contento.

(Continua)

Simulação de um modelo físico simples

JOSÉ MIGUEL NUNES DA SILVA

Departamento de Física, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

Com a massificação do uso de microcomputadores torna-se possível ao entusiasta emprender um novo tipo de experiências com utensílios domésticos que não os clássicos fios e roldanas, lâmpadas e pilhas, ou mesmo díodos e transístores.

Aqui descreveremos como observar a evolução temporal de um importante modelo físico — o modelo de Ising — realizando uma experiência simulada num microcomputador (ZX Spectrum).

Introdução

O «modelo de Ising a 1D» introduzido em 1920 por W. Lenz [1] tem a sua primeira solução exacta em 1925 por E. Ising [2] (donde o nome do modelo). O estudo exacto da evolução temporal deste «sistema» deve-se a R. J. Glauber (1963) [3].

Um dos primeiros resultados em simulações em computador neste tipo de sistemas deve-se a Ogita e outros (1969) [4]. Para uma passagem em revista deste tema veja-se Binder (1976) [5].

Se bem que Ising tenha feito o seu estudo supondo o sistema em equilíbrio, com Glauber o sistema pode partir de um estado de não-equilíbrio relaxando para o estado de equilíbrio compatível com a temperatura T imposta pelo reservatório de calor em contacto com o sistema.

O sistema é um conjunto de «pausinhos», a que chamaremos spins, dispostos numa circunferência de forma ordenada. Spins vizinhos interactuam entre si com uma energia $-J$ caso apontem para o mesmo lado, e $+J$ caso um aponte para cima e o outro para baixo (supomos $J > 0$). A fim de fixarmos ideias representaremos o estado de cada spin pela variável $s_i = \pm 1$ consoante aponte para cima ($+1$) ou para baixo (-1). O índice $i = 1, 2, \dots, N$ refere a localização do spin na cadeia de N spins.

Desta forma a energia do sistema $E(\{s\})$, para uma dada configuração $\{s\} = \{s_1, s_2, \dots, s_N\}$ no estado dos N spins, escreve-se como a soma sobre todas as energias de interacção ($-J s_i s_{i+1}$) entre spins vizinhos:

$$E(\{s\}) = - \sum_{i=1}^N J s_i s_{i+1}, \quad (1)$$

com $s_{N+1} = s_1$, de forma a que se feche a cadeia linear.

Como a descrição sugere, este modelo descreve, por exemplo, uma macro-molécula onde se situam, regularmente, átomos com momento magnético à semelhança de um cristal (unidimensional). Tais moléculas são-nos oferecidas presentemente pela Química e têm sido fonte de intensa investigação [6]. Aplicações deste modelo, e suas generalizações, são correntes no estudo das transições de fase [7].

Probabilidade de Transição

Mesmo no equilíbrio, e em consequência do contacto do sistema com o reservatório de calor, ou mesmo do próprio acoplamento entre spins, estes não estão quietos, havendo transições $s_i \rightarrow -s_i$. Suporemos, para simplificar, que não ocorrem transições em simultâneo.

Tal transição ocorre com uma dada probabilidade num pequeno intervalo de tempo Δt :

$$W_i(s_i) \Delta t.$$

No equilíbrio, a probabilidade por unidade de tempo de, estando o sistema no estado $\{\dots, s_i, \dots\}$, transitar para o estado $\{\dots, -s_i, \dots\}$, é igual à do processo inverso:

$$\begin{aligned} W_i(s_i) \exp(-\beta E(s_i)) = \\ W_i(-s_i) \exp(-\beta E(-s_i)) \end{aligned} \quad (2)$$

com $\beta^{-1} = K_B T$; K_B é a constante de Boltzmann.

Feitas as contas com a ajuda de (1) e (2) tem-se

$$\frac{W_i(s_i)}{W_i(-s_i)} = \frac{\exp[-\beta J s_i (s_{i-1} + s_{i+1})]}{\exp[+\beta J s_i (s_{i-1} + s_{i+1})]}$$

pelo que uma escolha possível (*) para $W_i(s_i)$ é

$$W_i(s_i) = \exp(-\beta J s_i (s_{i-1} + s_{i+1}))$$

Simulação

A) O fulcro nesta questão de executar a simulação reside em, a partir do gerador de números x distribuídos uniformemente no intervalo $[0, 1]$ (comando RND no ZX Spectrum), obter uma distribuição de valores de tempos de espera $t(x)$ obedecendo à distribuição dada $f(t)$ [8, 9]. Tal é bastante simples pois se x tem distribuição uniforme então

$$dx = \Pr(x \in]x_0, x_0 + dx]) = \Pr(t(x) \in]t(x_0), t(x_0 + dx)])$$

Logo

$$dx = \int_{t(x_0)}^{t(x_0 + dx)} f(t') dt'$$

concluindo-se que $t(x)$ satisfaz

$$x = \int_{-\infty}^{t(x)} f(t') dt' \quad (3)$$

Como

$$W = \sum_{i=1}^N W_i$$

é a probabilidade, por unidade de tempo, de ocorrer pelo menos uma transição, então a probabilidade de não ocorrer qualquer transição durante um período de tempo t , e que representaremos por $p(t)$, satisfaz a equação:

$$p(t + dt) = (1 - W dt) p(t)$$

Consequentemente

$$p(t) = \exp(-Wt) \quad (4)$$

$$t(x) = -(1/W) \text{Ln}(1-x) \quad (5)$$

como resulta de (3) e (4) com $f(t) = W p(t)$ para $t \geq 0$, $f(t) = 0$ para $t < 0$ [$\int f(t) dt =$ probabilidade de a transição ocorrer em $(t, t + dt)$].

B) Um outro problema se coloca que é o de localizar o spin que vai sofrer transição (depois de passado o tempo t calculado em (5)). Neste caso o equivalente de $p(t)$ é a distribuição discreta

$$p_i = W_i/W, \quad i = 1, 2, \dots, N;$$

ou seja: a probabilidade de ser o spin i a sofrer a transição.

Introduzindo temporariamente a probabilidade $p_0 = 0$, resulta de simples interpretação de (3) que, se y tiver distribuição uniforme, então

$$\sum_{k=0}^{i(y)-1} p_k < y \leq \sum_{k=0}^{i(y)} p_k \quad (6)$$

Outro método, talvez mais sugestivo, de obter (6) será o de construir um segmento

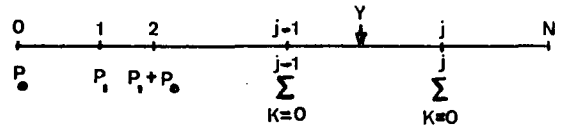


Fig. 1—Disparando» uniformemente o «dardo» para y e escolhe-se a posição i com a probabilidade p_i .

de comprimento 1 seccionado em segmentos de comprimento p_i como indica a figura 1: ao «disparar-se», uniformemente, o «dardo» para y está-se a escolher a posição i com a probabilidade p_i .

Considerações Complementares

Com as considerações que se seguem julgamos que o leitor não terá dificuldade em interpretar o fluxograma da figura 2 e a listagem do programa usado, apresentada em apêndice.

(*) Possível mas não única.

i) Observemos que

$$W_i(s) = \begin{cases} Z1 & s_i (s_{i-1} + s_{i+1}) > 0 \\ 1 & \text{se } s_{i+1} = -s_{i-1} \\ (Z1)^{-1} & s_i (s_{i-1} + s_{i+1}) < 0 \end{cases}$$

com $Z1 = \exp(-2\beta J)$. Notemos que se $T \rightarrow 0$, $Z1 \rightarrow 0$ e se $T \rightarrow \infty$, $Z \rightarrow 1$.

ii) Com vista a poupar tempo de computação construímos uma tabela para o cálculo do tempo. Notando que

$$t = -1/W \ln x \\ = 1/W (2 \ln 10 - \ln(\text{Int}(100x) + \epsilon))$$

com $|\epsilon| < 1$, então

$$t \approx 1/W (TO - \ln n)$$

onde $n = \text{Int}(100x) + 1$ e $TO = 2 \ln 10$.

iii) Por simplicidade optámos por um estado inicial com $s_i = +1$, $i = 1, 2, \dots, N$. Outras condições iniciais seriam interessantes de analisar.

iv) Com a alteração de s_i há que alterar $W_{i\pm 1}$:

$$W'_{i\pm 1} = \exp(-\beta J s_{i\pm 1} (s'_i + s_{i\pm 2})) \\ = \exp(-\beta J s_{i\pm 1} (s_i + s_{i\pm 2} + 2s'_i)) \\ = W_{i\pm 1} (Z1)^{s'_i s_{i\pm 1}}$$

v) Define-se uma função caracterizadora do estado do sistema em função do tempo t :

$$M = M(t) = (1/N) \sum_{k=1}^N s_k$$

Em resultado da alteração de s_i temos

$$M' = M + (2/N) s'_i$$

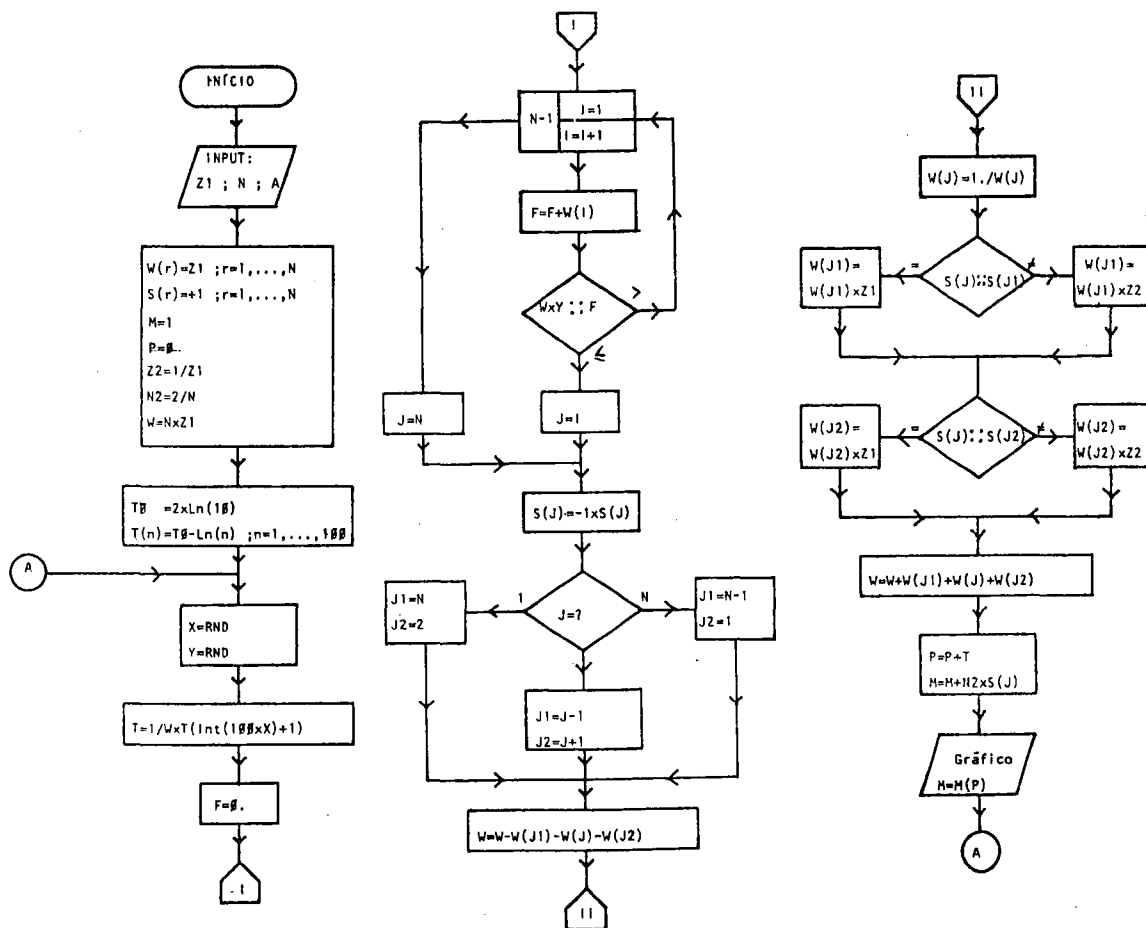


Fig. 2—Fluxograma.

Conclusões

Neste caso escolheu-se estudar a evolução de $M(t)$. Outras grandezas de interesse podem

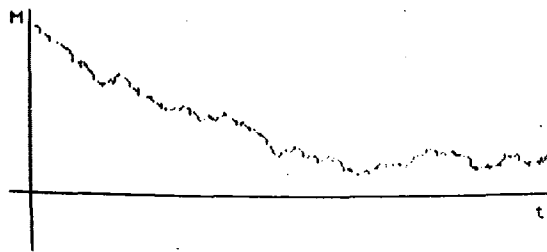


Fig. 3—Gráfico obtido para $N=200$ e $Z1=0,999$.

ser analisadas de modo semelhante: por exemplo, a função de correlação

$$C(t)_k = (1/N) \sum_i s_i s_{i+k}.$$

Tudo isto está dependente da velocidade do microcomputador utilizado e do tipo de linguagem de programação. No caso presente, usando um ZX Spectrum e programando em Basic, um valor aceitável para $N=200$ permite obter com rapidez resultados interessantes.

Para temperaturas $T \neq 0$ a solução analítica [3] prevê decaimento exponencial:

$$M(t) \sim \exp(-(1-\gamma)t/\alpha),$$

onde $\gamma = \tanh(2\beta J)$ e α é um factor de escala. Este facto é bem ilustrado pelo gráfico da figura 3 obtido para $N=200$ e $Z1=0,999$.

Para $T=0$ o modelo é algo problemático em virtude de «ocorrer» aí uma transição de fase [7].

Generalizações

A generalização a duas ou mais dimensões é imediata e deixada à curiosidade do leitor.

De especial interesse é o caso bidimensional pois, sendo pouco mais complicado que o unidimensional, não teve, até à data, solução analítica exacta e é um sistema com tempe-

ratura de transição finita [7] ($Z1 = \sqrt{2} - 1$ para $T=T_c$), podendo estudar-se o sistema quer na fase ordenada, $T < T_c$, quer na fase desordenada, $T > T_c$.

Já depois de termos submetido para publicação este trabalho, um «revisor científico» da revista teve a gentileza de nos comunicar a existência de um trabalho posterior [10] onde o problema bidimensional é abordado de forma comparável, mas seguindo um método diferente.

Apêndice

Listagem do programa em Basic para o ZX Spectrum:

```
5 INPUT «N=»; N
10 DIM W(N): DIM S(N): DIM T(100)
20 INPUT «Z1=»; Z1
30 INPUT «A=»; A
32 PLOT 0,85: DRAW 255,0
34 PLOT 10,0: DRAW 0,175
36 PRINT AT 0,0; «M»
38 PRINT AT 12,31; «t»
40 FOR R=1 TO N
50 LET W(R)=Z1: LET S(R)=+1
60 NEXT R
70 LET P=0
80 LET Z2=1./Z1
90 LET N2=2./N
100 LET W=NxZ1
110 LET W1=1/W
120 LET T0=2xLn 10
130 FOR R=1 TO 100
140 LET T(R)=T0-Ln R
150 NEXT R
160 LET M=1.
170 REM
180 RANDOMIZE: LET X=RND
190 LET Y=RND
200 LET T=W1xT(INT(100xX)+1)
210 LET F=0.
220 FOR I=1 TO N-1
230 LET F=F+W1xW(I)
240 IF Y<=F THEN LET J=I: GO TO 270
250 NEXT I
```

```

260 LET J=N
270 LET S(J)=-1xS(J)
280 IF J=1 THEN LET J1=N: LET J2=2:
GO TO 310
290 IF J=N THEN LET J1=N-1: LET J2=1:
GO TO 310
300 LET J1=J-1: LET J2=J+1
310 LET W=-W(J1)-W(J)-W(J2)
320 LET W(J)=1./W(J)
340 IF S(J)xS(J1)>0 THEN LET W(J1)=
=W(J1)xZ1: GO TO 360
350 LET W(J1)=(J1)xZ2
360 IF S(J)xS(J2)>0 THEN LET W(J2)=
=W(J2)xZ1: GO TO 380
370 LET W(J2)=W(J2)xZ2
380 LET W=W+W(J1)+W(J)+W(J2)
390 LET W1=1./W
400 LET P=P+T
410 LET M=M+N2xS(J)
420 PLOT 10+PxA,Mx85+85
430 GO TO 180

```

BIBLIOGRAFIA

- [1] LENZ, W. — Z. Phys., **21**, 613 (1920).
- [2] ISING, E. — Z. Phys., **31**, 253 (1925).
- [3] GLAUBER, R. J. — J. Math. Phys., **4**, 294 (1963).
- [4] OGITA, N.; UEDA, A.; MATSUBARA, T.; MATSUDA, H. e YONEZAWA, F. — J. Phys. Soc. of Japan **26** (Sup.), 145 (1969).
- [5] BINDER, K. — in «Phase Transitions and Critical Phenomena», vol. **5B**, eds.: C. Domb e M. S. Green (Academic Press, 1976).
- [6] STEINER, M.; VILLAIN, J.; WINDSOR, C. G. — Adv. Phys., **25**, 87 (1976).
- [7] STANLEY, H. E. — Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena (Clarendon Press, Oxford, 1971).
- [8] SOBOL — The Monte Carlo Method (The University of Chicago Press, 1974).
- [9] MA, S. K. — in «Critical Phenomena» — Lecture Notes in Physics, vol. **54**, Ed. J. Brey e R. R. Jones (Springer-Verlag, 1976).
- [10] KERTÉSZ, J.; CSERTI, J.; SZÉP, J. — Eur. J. Phys. **6**, 232 (1985).

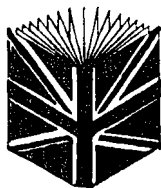
LIVRARIA ESCOLAR EDITORA



A Livraria Técnico-Científica do País
Serviço rápido de assinaturas
de revistas científicas

LIVRARIA — Rua da Escola Politécnica, 80-A
Telefs. 664040 - 672561
Telex 18570 ESCOLI P - PORTUGAL
1200 LISBOA
Filial no Porto — Rua da Boa Hora, 43 4000 PORTO
Telex 27247 ESCOP - P

LIVRARIA BRITÂNICA



THE ENGLISH BOOKSHOP
Para todos os seus livros
de inglês

Rua S. Marçal, 168-A Telef. 328472 1200 LISBOA
Filial no Porto:
Rua da Boa-Hora, 43 Telef. 382786 4000 PORTO

Edwards



VENDIDO POR
MENDES DE ALMEIDA, LDA.



Av 24 de Julho, 52 - AG
Telex 13559 ALMEDA P
Telef. 663371 1200 LISBOA

Delegação Regional do Porto

- As provas regionais das Olimpíadas de Física - 1986 terão lugar nos dias 3 e 4 de Junho (9 horas), para o 9.º e 11.º ano, respectivamente. As provas realizam-se no Laboratório de Física da Faculdade de Ciências do Porto, Praça Gomes Teixeira, 4000 PORTO; espera-se a presença de doze equipas do 9.º ano e onze do 11.º ano.

Delegação Regional de Coimbra

- Com a colaboração da Direcção-Geral do Ensino Secundário (D.G.E.S.) teve lugar, no Departamento de Física da Universidade de Coimbra, uma palestra subordinada ao tema «Dificuldades no ensino da Física: impressões de um Simpósio». O tema foi apresentado pelas Drs. Maria Saete Pinheiro Leite, Marília Fernandes Thomaz e Maria Helena Caldeira; tendo estado presentes muitas dezenas de professores de escolas secundárias da Zona Centro.
- Está prevista, ainda com a colaboração da D.G.E.S., a realização de um curso sobre a utilização de computadores no ensino da Física. Em princípio serão usados os fins-de-semana, a partir do fim do próximo mês de Junho.

Delegação Regional de Lisboa

- Foi organizada, a 23 de Abril, uma noite dedicada ao cometa Halley — que levou ao Departamento de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa cerca de 220 alunos de escolas secundárias da área da Grande Lisboa. Se bem que as condições meteorológicas não tivessem permitido a observação do cometa... houve uma conferência, projecção de filmes e gravações vídeo, acesso a programas de computador, etc.
- Terá lugar na sede da SPF, Av. da República, 37-4.º, às 21 horas do dia 16 de Junho, um colóquio sobre

Organização da investigação universitária

- Instituto e/ou Departamentos
- Carreiras científicas e técnicas

Participarão os presidentes dos departamentos de Física das Universidades e Institutos da área de Lisboa.

- Prosseguiu com êxito a informatização dos serviços da Delegação. Com a contribuição financeira das outras sociedades científicas que compartilham a nossa sede foi adquirido o equipamento necessário. Os sócios cujas fichas não contêm os dados julgados necessários serão oportunamente contactados.

Bolsas da Divisão de Física Nuclear e Partículas

Tendo sido introduzidas algumas alterações (nomeadamente quanto à periodicidade do concurso e aos tipos de actividade que podem ser subsidiadas), publica-se o novo regulamento (que substitui o que fora divulgado através da Gaz. Fis. 8, Outubro 1985, 152):

1. O quantitativo e o número de bolsas será fixado anualmente pela divisão F.N.P. de acordo com o rendimento do seu fundo próprio SPF/EPS.
2. Podem concorrer os investigadores ou grupos de investigadores trabalhando em Portugal nas áreas referidas anteriormente. As candidaturas ao concurso devem ser enviadas para:

*Divisão de Física Nuclear e Partículas, SPF
Av. da República, 37-4.º 1000 LISBOA*

3. As candidaturas devem dar entrada na SPF até 15 de Janeiro para a actividade a decorrer entre 1 de Março e 31 de Agosto, e até 15 de Julho para a actividade a decorrer entre 1 de Setembro e 28 de Fevereiro.
4. A selecção das candidaturas será feita pelo coordenador e vogais da divisão F.N.P. e por um representante do Conselho Directivo da SPF, sendo o resultado divulgado até 31 de Janeiro ou 31 de Julho.
5. Pretende-se subsidiar essencialmente 2 tipos de actividades:
 - a) Vinda de cientistas estrangeiros a Portugal;
 - b) Idas de estudantes graduados a Escolas ou Estágios de curta duração.

6. Na selecção das candidaturas do tipo *a*) serão tomados em conta os seguintes critérios:

- i—Curriculum científico do(s) proponente(s);
- ii—Integração dos cientistas a convidar em projectos de investigação;
- iii—Duração da estadia.

Na selecção das candidaturas do tipo *b*) serão tomados em conta os seguintes critérios:

- i—Cartas de recomendação do candidato;
- ii—Objectivos a alcançar.

7. Consoante o tipo de candidatura, do processo deve constar:

- a*) Nome(s) do(s) proponente(s);
- b*) Lista dos trabalhos científicos do(s) proponente(s) publicados em revistas internacionais nos últimos 3 anos;
- c*) Nome ou nomes dos visitantes a convidar, indicando para cada um deles a instituição a que pertencem e a duração da sua estadia em Portugal;
- d*) Descrição sumária do projecto de investigação em que se enquadra.

8. No final do ano deverá ser enviado à divisão F.N.P. da S.P.F. um relatório de 1 página sobre a actividade desenvolvida durante a visita.

Divisão de Física de Matéria Condensada

No âmbito do protocolo existente, a Divisão de Física da Matéria Condensada da SPF e o Grupo Especializado de Física do Estado Sólido da RSEF, organizaram o II Simpósio Ibérico de Física da Matéria Condensada, que decorreu em Sevilha de 2 a 4 de Abril, com a participação de duas centenas de físicos de ambos os países (84 portugueses), e um total de 185 comunicações (55 portuguesas). O Simpósio contou ainda com a presença de físicos latino-americanos (Brasil e México), bem como do presidente da Sociedade Europeia de Física, Prof. W. Buckel (Karlsruhe, RAF).

Em Sevilha teve também lugar uma reunião das comissões espanhola e portuguesa da II Escola Ibérica de Física da Matéria Condensada (F. Agulló Lopes, R. Alcalá, A. Conde, A. Vallera, M. F. Thomaz, E. J. S. Lage, A. F. Martins). A II Escola decorrerá em Portugal, em Setembro de 1987.

Sociedade Europeia de Física

- Decorreu em Londres, de 17 a 19 de Março, o Seminar on International Research Facilities, em que participaram, por convite, J. M. Araújo (Porto), M. F. Thomaz (Aveiro) e A. Vallera (Lisboa). Tal como na edição anterior (Copenhague, Março 1983) foram discutidos aceleradores e sistemas de colisão, radiação de sincrotrão, fontes de neutrões, aceleradores de iões pesados, «fábricas» de mesões, instalações para produção de campos magnéticos elevados, fusão nuclear, supercomputadores, grandes instalações para estudos de Astronomia e Astrofísica, na Terra e no espaço, etc. Num futuro próximo será indispensável criar condições de acesso dos investigadores portugueses a tais meios de investigação experimental ou observação; isto é, esse tipo de problema deixará de ser «exclusivo» dos físicos de partículas ou astrofísicos, vindo a tornar-se igualmente importante, por exemplo, para a grande comunidade dos físicos da matéria condensada.

- A SPF esteve ainda representada em várias reuniões de órgãos ou comissões da EPS que tiveram lugar, na mesma altura, em Londres: *Physics Education* (M. F. Thomaz), *Publicações* (J. M. Araújo), *International Group Physics for Development* (M. F. Thomaz), *Comissão Executiva* (J. M. Araújo), *Council* (J. M. Araújo). Neste momento apenas se assinalará a eleição do novo presidente e vice-presidente da EPS (W. Buckel, RFA e R. A. Ricci, Itália, respectivamente) e a substituição, como membros da Comissão Executiva, de D. Kuhn (Áustria) e, K. K. Rebane (URSS) e G. H. Stafford (UK) por E. Skrzypczak (Polónia), J. Pozhela (URSS) e L. Cohen (UK); bem como a decisão de criar, por um período experimental de dois anos, o Interdivisional Group «Experimental Physics Control Systems».

KEITHLEY

LEADER

Multímetros e Termómetros Digitais—Instrumentos Científicos—Sistemas de Componentes — Sistemas de Teste Paramétricos — Medida de Radiações, etc.

Aparelhos Electrónicos de Medida—Osciloscópios—Geradores Audio—Geradores de Funções—Milivoltímetros—Multímetros Electrónicos—Frequencímetros Digitais—Comprovador de Transistores—Fontes de Alimentação —Pontes LCR Analógicas e Digitais, etc.

REPRESENTANTES E IMPORTADORES:

EMILIO DE AZEVEDO CAMPOS & CA., LDA.

Rua de Bolama, 109 — Telefones 497357 e 489893 — 4200 PORTO
Rua Ferreira da Silva, 9 — Telefone 573046 — 1900 LISBOA

Todo o equipamento :

nucleon

EQUIPAMENTOS DE PRECISÃO LDA.

DIDÁCTICO • TÉCNICO • CIENTÍFICO • DESENHO
PAPELARIA TÉCNICA • TOPOGRAFIA E GEODESIA

Para: ESCOLAS • UNIVERSIDADES • INVESTIGAÇÃO • INDÚSTRIA

Av. Columbano Bordalo Pinheiro, 57-A — Telefs. 724748/722039 — 1000 LISBOA
Telex MUNTER 16691 COIMBRA E PORTO — Av. Sá da Bandeira, 62, Telef. 33778, 3000 COIMBRA

GAZETA DE FÍSICA Publicidade

Tiragem actual — 2200

Periodicidade — trimestral

Leitores: professores e estudantes de Física
(ensinos secundário e superior),
investigadores, técnicos industriais

Preços:*

Fracção de página	1/8	1/4	1/2	1/1
Preto e branco	4	6	10	20
Com cor adicional	5	7	12	24

* em contos

Contactos telefónicos: Lisboa 773325-774297 (Prof. J. Carvalho Soares)
Coimbra 23675-29252 (Prof. M. Margarida Costa)
Porto 310290-21653 (Prof. J. Bessa Sousa)

Lasers em Medicina

LUÍS M. BERNARDO

Centro de Física da Universidade do Porto

Introdução

Um ano após a sua invenção em 1960, o laser de rubi foi utilizado numa aplicação médica experimental — fotocoagulação da retina —, em substituição da lâmpada de Xenon, usada na altura para esse fim. Abriu-se assim ao laser o campo da oftalmologia que se tornou a mais importante aplicação dos lasers em Medicina. Durante a década de 60, muitas tentativas foram feitas com o objectivo de conhecer os efeitos dos lasers sobre a matéria viva, com vista a novas aplicações, mas que tiveram aparentemente pouco sucesso. Nos anos 70, com o desenvolvimento de lasers contínuos de potências elevadas (até centenas de W) surgiram, além das oftalmológicas, as aplicações cirúrgicas que jamais deixaram de se desenvolver. Nessa altura, começaram a aparecer lasers com grande variedade de comprimentos de onda, o que facilitou o desenvolvimento de algumas aplicações terapêuticas por fotorradiação. No início dos anos 80 continua a verificar-se um grande interesse nos lasers oftalmológicos e cirúrgicos, com a introdução de lasers mais aperfeiçoados e sistemas mais fáceis de manusear e com maior precisão e fiabilidade. Desenvolveram-se também sistemas com vista a aplicações terapêuticas por fotorradiação e renasce o interesse dos anos 60 na área da bioestimulação. Enquanto que técnicas de fotorradiação se mostram muito promissoras, nomeadamente no tratamento de carcinomas, os avanços feitos em bioestimulação são difíceis de avaliar. Dificuldades de verificação experimental e algumas dúvidas sobre a validade de alguns resultados exige um esforço concertado dos investigadores, nesta área.

Absorção da radiação e seus efeitos

A radiação laser, visível ou invisível, ao incidir sobre um meio pode sofrer reflexão,

transmissão e absorção. A energia absorvida pode modificar o estado físico e/ou químico desse meio, alterando as suas propriedades. A absorção de radiação de um dado comprimento de onda por uma célula depende dos materiais da sua composição e do estado energético das suas moléculas. A Fig. 1 mostra curvas do coeficiente de absorção em função do comprimento de onda para o caso de hemoglobina, oxiemoglobina e carboxiemoglobina.

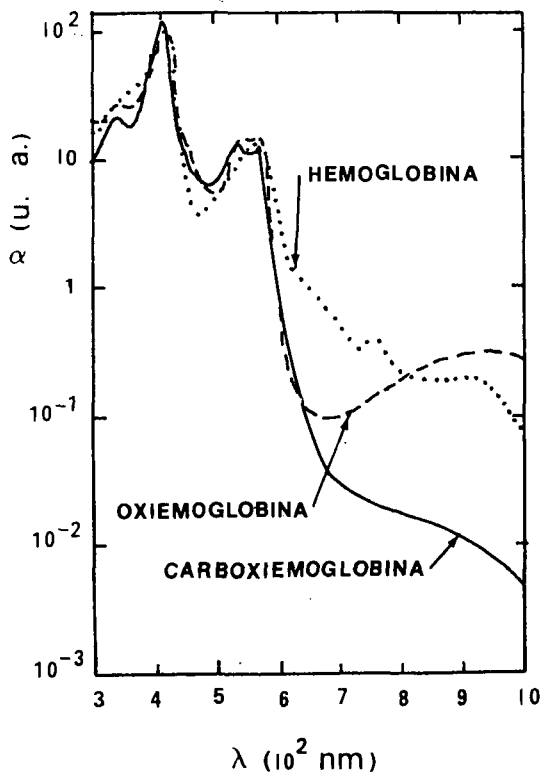


Fig. 1 — Curvas de absorção em unidades arbitrárias (u.a.), para diferentes formas de hemoglobina, em função do comprimento de onda da radiação.

Os efeitos da absorção podem ser classificados essencialmente em 4 grupos: (a) efeitos térmicos (b) efeitos fotoquímicos (c) efeitos electromecânicos e (d) efeitos bioestimulantes.

(a) Efeitos térmicos

A absorção da luz pelas moléculas que constituem a matéria viva pode levá-las a níveis energéticos mais elevados, decaindo em seguida, muito rapidamente (em alguns ns), para níveis energéticos mais baixos, muitas vezes com emissão de energia não radiativa. A consequente elevação de temperatura provoca em tecidos vivos a desnaturação e coagulação ($T \approx 80-100^\circ\text{C}$) assim como a volatilização ($T \geq 100^\circ\text{C}$). É este o efeito dominante em aplicações onde é feito o corte ou destruição dos tecidos vivos por laser.

(b) Efeitos fotoquímicos

A excitação de uma molécula pela radiação laser pode causar a ruptura de cadeias moleculares e, em presença de outras moléculas, a formação de compostos quimicamente estáveis ou instáveis. A utilização destes efeitos permite estudar processos biofísicos complexos tais como a fotossíntese da clorofila, biossíntese da vitamina D e o processo de visão. Aplicações baseadas em técnicas de fotorradiação exploram os efeitos fotoquímicos resultantes da interacção da radiação com determinadas substâncias e as células vivas. É o caso dos tratamentos da psoríase e de carcinomas, que utilizam corantes injectados nos tecidos vivos a tratar.

(c) Efeitos electromecânicos

Nestes efeitos, que ocorrem em condições de densidades de potência incidente muito elevadas, estão incluídos fenómenos de: ionização multifotónica, formação de plasmas e de ondas de choque, e ainda outros fenómenos de natureza não linear. A sua ocorrência, em geral de ordem secundária, é, a maior parte das vezes, indesejável nas aplicações médicas, pelo que tais efeitos devem ser minimizados.

(d) Efeitos bioestimulantes

Efeitos de manifestação lenta envolvendo, provavelmente, modificações físicas e/ou químicas

a nível celular e de natureza cooperativa têm sido descritos como estimulantes e supressores de actividades vitais («soft laser effects»). Espera-se que alguma controvérsia gerada em torno destes efeitos incentive um estudo mais aprofundado que leve ao conhecimento da sua natureza e mecanismos.

Os diferentes tipos de efeitos acima descritos podem ocorrer simultaneamente durante a interacção da radiação laser com a matéria viva. As Figs. 2a) e b) mostram duas geometrias

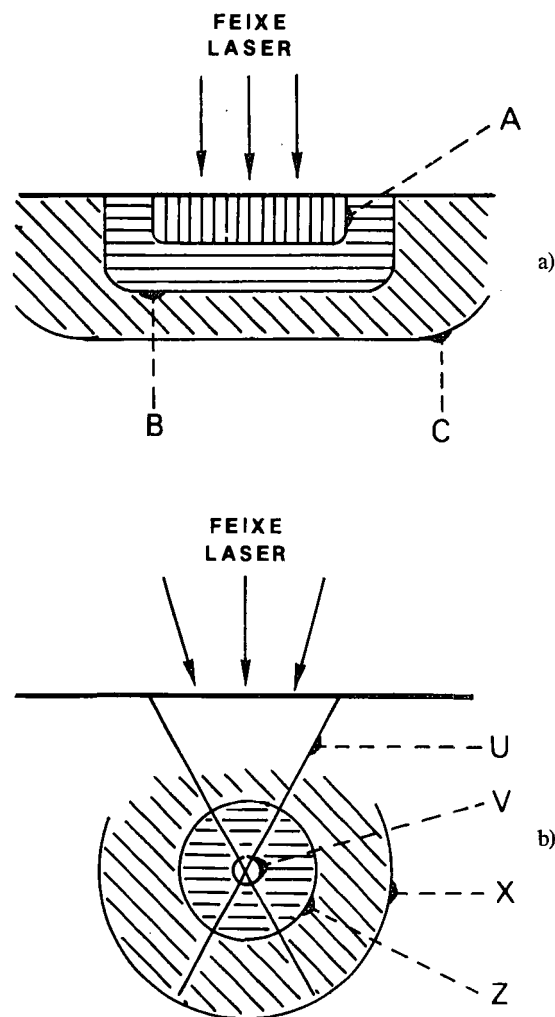


Fig. 2 — Volumes diferenciados de um tecido vivo, sujeito à acção de um feixe laser (a) colimado (b) focado no interior do tecido. Efeitos dominantes em: A e V — vaporização (sobretudo nas zonas mais pigmentadas); B e Z — desnaturação; C e X — danos acústicos; U — danos fotoquímicos.

trias de interação distintas: o feixe laser é colimado em a) e focado no interior do tecido vivo em b). Em ambas as figuras são mostradas as zonas onde ocorrem os diferentes efeitos.

Tipos de lasers médicos e aplicações

O tipo de laser para uma dada aplicação é escolhido de acordo com as propriedades de absorção do tecido a tratar, a potência necessária tendo em conta o objectivo em vista, o modo conveniente de funcionamento (contínuo ou pulsado) e a possibilidade de utilização de fibras ópticas. Nas aplicações que exploram os efeitos térmicos, as potências necessárias são relativamente elevadas (10-100 W, em regime contínuo; 10^3 - 10^9 W, em regime pulsado), sendo o feixe focado em áreas de diâmetro que vai desde alguns microns até poucos milímetros. Nas aplicações onde são desejáveis os efeitos fotoquímicos e bioestimu-

lantes as densidades de potência e energia são mais baixas (mW/cm^2 ; J/cm^2).

Na Tabela I podem ver-se os tipos de lasers usados para as aplicações médicas mais comuns. Dentro de uma dada aplicação cada laser apresenta vantagens relativamente aos outros, devido a circunstâncias específicas. Em cirurgia, por exemplo, a radiação do laser de Argon (Ar) é mais fortemente absorvida pelo sangue do que a do laser de CO_2 e de Nd:Yag, apresentando melhores propriedades hemostáticas. Porém, a profundidade de penetração nos tecidos é maior para a radiação do laser de Nd:Yag. Em cirurgia de tecidos muito vascularizados é mais conveniente utilizar lasers de Nd:Yag que conseguem cauterizar vasos de maior diâmetro ($\approx 1-2$ mm). Em cirurgia endoscópica, o laser de CO_2 , que não pode ser transmitido pelas fibras ópticas comuns, tem uma utilização mais limitada que os lasers de

TABELA I

Aplicação \ Laser	CO_2 (10,6 μm)	AR (488-514 nm)	Nd:Yag (1,06 μm) (532 nm)	Kr (568-647 nm)	Rubi (694 nm)	Corantes (400-700 nm)	Excímero (193 nm)	He-Ne (633 nm)	Ouro (628 nm)	Semicondutor (780-1600 nm)
Oftalmologia		X	X	X	X	X	X			
Ortorrinolaringologia	X									
Obstetrícia	X	X	X							
Ginecologia	X	X	X							
Dermatologia	X	X	X							
Cirurgia Plástica	X	X	X							
Neurologia	X		X							
Urologia		X	X							
Cirurgia Torácica	X	X	X							
Cirurgia Geral	X		X							
Ortopedia	X									
Oncologia	X	X	X	X		X			X	
Odontologia	X		X							X
Cirurgia Cardiovascular	X	X	X							
Bioestimulação								X		X
Metrologia		X			X			X		

Nd:Yag e de Ar. Porém, em cirurgia de áreas de fácil acesso, o laser de CO₂ é ainda o mais utilizado. Sistemas constituídos por lasers de CO₂ e de Nd:Yag têm sido testados em neurocirurgia, o primeiro para destruir camadas de células de alguns microns de espessura; o segundo para realizar cortes profundos e destruir maiores massas de tecido. Em oftalmologia, vários lasers são também usados para diferentes tipos de tratamentos e cirurgia: lasers de rubi, Kr, Ar e Nd:Yag com e sem duplicador de frequência. O laser de Ar é neste momento o mais usado. No entanto, a utilização de lasers de Nd:Yag tem aumentado consideravelmente, devido à sua elevada potência (MW) debitada em impulsos de duração muito curta (ps e ns). Lasers de exímeros, desenvolvidos mais recentemente, podem por efeito fotoquímico, controlados por um computador, fazer a ablação de finas camadas da córnea, de modo a corrigir defeitos de visão. Porém, efeitos secundários da sua radiação, ultravioleta, ainda não estão suficientemente estudados. Em oncologia, além dos efeitos térmicos da radiação laser, também os efeitos fotoquímicos são explorados; é o caso do tratamento do carcinoma, por fotorradiação. Alguns corantes, nomeadamente derivados de hemetoporfirina (Hp.D.), quando são injectados em tecidos afectados por câncer, são mais facilmente absorvidos pelas células cancerosas. Quando expostas à radiação de 625-640 nm, ocorre a ionização do corante, formando-se oxigénio singlete que provoca a desnaturaçãõ selectiva dessas células. Lasers de corantes e de vapor de ouro têm sido utilizados em tratamentos experimentais deste tipo.

Outros tipos de aplicações, não abrangidas pelos efeitos acima referidos, têm sido exploradas em Medicina, a exemplo do que acontece com outras ciências experimentais. Têm sido desenvolvidas técnicas metrológicas com lasers, como por exemplo o estudo de deformações (ossos e próteses) e dinâmica de variadas funções orgânicas (audição, visão e movi-

mento), assim como sistemas de medição directa de características do fluxo sanguíneo e de contagem e identificação de células.

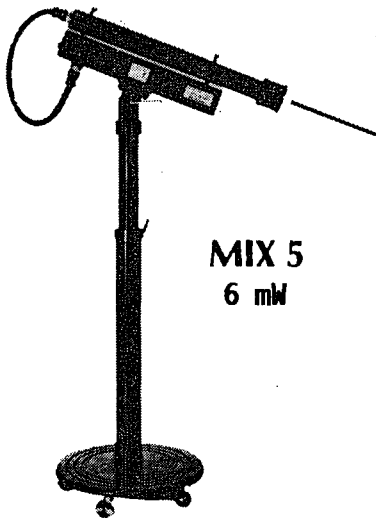
Conclusão

Descrevemos neste curto artigo os aspectos fundamentais da utilização dos lasers em Medicina. Pretendemos apresentar as características dos lasers e as causas que levam à sua utilização nas aplicações médicas, as quais estão em constante crescimento e evolução. A diminuição do custo dos lasers médicos, melhoramento das suas características e mais fácil manuseamento são condições necessárias de expansão que já se verificam actualmente e que fazem do laser uma ferramenta cada vez mais utilizada em Medicina.

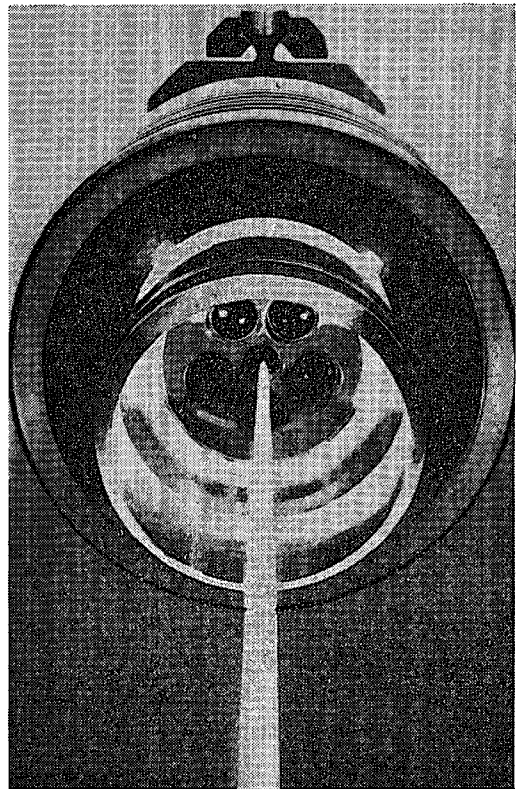
BIBLIOGRAFIA

- Lasers Applications to Medicine and Biology, vol. 1, 2, 3, Ed. M. L. Wolbarsht, Plenum Press (1974).
- Lasers in Biology and Medicine, ed. F. Millenkamp, R. Pratesi, C. A. Sacchi, Plenum Press (1979).
- Lasers in Medicine, vol. 1, Ed. Hans K. Koebner, John Wiley & Sons (1980).
- Optics in Biomedical Sciences, Ed. G. Von Bally and P. Greguss (1982).
- Optoelectronics in Medicine, Ed. W. Waidelich, Springer-Verlag (1982).
- Optoelektronik in der Medizin/Optoelectronics in Medicine, Ed. W. Waidelich, Springer-Verlag (1984).
- The Science of Photobiology, Ed. K. C. Smlith, Plenum/Rosetta (1977).
- Lasers in Photomedicine and Photobiology, Ed. R. Pratesi, C. A. Sacchi, Springer-Verlag (1980).
- Holography in Medicine, Ed. P. Greguss, IPC Science and Technology Press (1974).
- Holography in Medicine and Biology, Ed. G. Von Bally, Springer-Verlag (1979).
- Pulsed Argon Laser, Edward J. Petrus, Eye Center of Austin, Austin, Texas (1984).
- La Clinique Ophtalmologique, revue médicale, Laser Yag, número special Ed. Laboratoires Martinet (1984).

Mid Laser®
Space

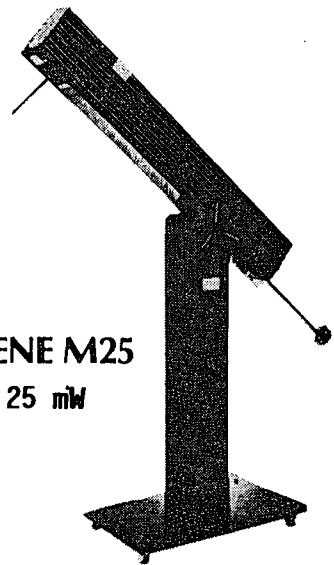


MIX 5
6 mW



ANTÓNIO LEMOS & C^a L^{da}
R. ANTERO QUENTAL 898
TELF. 491538 4200 PORTO

HENE M25
25 mW



ÚNICOS APARELHOS MID LASER APROVADOS
PELA C.E.I. (T.U.V.) NA ALEMANHA A.S.E. SUÍÇA

Lasers em Oftalmologia

PAULO RIBEIRO

Clínica Oftálmica Dr. Rufino Ribeiro, PORTO

No vasto campo da medicina, foi na oftalmologia que se começou a utilizar os raios laser como técnica de rotina. Hoje, decorridas duas décadas de estudo, o campo da sua aplicação estendeu-se de tal modo que a laser-terapia pode considerar-se uma subespecialidade da terapêutica ocular.

A fotocoagulação iniciada na década de 50 por Meyer Schwiklerath, consistia em queimar a retina por meio de um feixe de luz branca emitido por uma ampola de Xenon que, passando pela pupila, incidia sobre a película retiniana produzindo nela os seus efeitos térmicos. Nesse tempo a utilidade desta terapêutica era fundamentalmente para as lesões degenerativas que antecediam o descolamento de retina, para a retinopatia diabética e outras afecções vasculares.

E quais as vantagens do laser de Argon, aparecido nos anos 70, sobre a luz branca do Xenon antes usado?

Em primeiro lugar porque os raios laser iam ser conduzidos através de um microscópio aumentando por este facto a precisão e a segurança, enquanto que a fotocoagulação por meio de Xenon estava muito mais dependente da destreza do médico.

Além disso, com o concomitante emprego de espelhos reflectores começaram a ser alcançadas zonas da retina até aí só acessíveis por meios cirúrgicos e nunca com feixes luminosos levados do exterior para o fundo ocular.

Finalmente — e é aqui que surge a grande vantagem que originou o alargamento da laser-terapia — porque os raios laser, ao terem um comprimento de onda definido e limitado, só são absorvidos por tecidos cujos espectros de absorção estejam dentro da gama do comprimento de onda seleccionado, isto é, é altamente selectivo nos seus objectivos.

Pelo contrário a luz branca de Xenon ia dissipando a sua energia pelas diferentes estruturas que atravessava, lesionando-as.

Antes de prosseguirmos é conveniente, para uma melhor compreensão desta terapêutica, conhecer um pouco da anatomia do olho.

Podemos comparar o globo ocular a uma máquina fotográfica, essencialmente constituída por duas partes distintas: uma, formada por um conjunto de lentes para focar os raios luminosos sobre a película fotográfica, e que no olho é representada pela córnea, humor aquoso, cristalino e vítreo, a outra, a câmara escura ao fundo da qual está a película fotográfica. No globo ocular as paredes da câmara escura são representadas por uma cápsula fibrosa, a esclerótica, aquilo a que em linguagem vulgar se identifica como a «parte branca do olho». Imediatamente por dentro desta parede encontra-se uma segunda camada constituída por vasos sanguíneos — a coróide — e finalmente revestindo o interior desta câmara temos a retina que corresponde à película fotográfica e que é a parte mais nobre do órgão da visão.

Quando a luz ida do exterior atinge a retina, desencadeia-se um fenómeno químico, ainda hoje com alguns aspectos obscuros, que mercê de processos de polarização e despolarização das paredes celulares conduz a informação através das fibras nervosas das células retinianas, que se juntam para formar o nervo óptico, e por este vão ser conduzidas até ao cérebro e aí terminam no córtex visual.

A informação é, uma vez aqui chegada, «descodificada» e «tratada» pelo cérebro de molde a termos a sensação da visão.

Como nota final deste grosseiro sumário de anatomia e fisiologia oculares resta-nos dizer que a retina tem uma espessura de 300 μm e que na sua delgadez se distinguem histologicamente dez camadas que funcionalmente se resumem em três zonas.

Nessas dez camadas encontramos, entre outros elementos, as células receptoras, os vasos, as fibras nervosas, células que servem de «amplificação de sinal», de «relais», etc.

Chegados a este ponto podemos começar a adivinhar a «ambição» das capacidades do laser.

Assim, com um determinado comprimento de onda de um raio laser vamos determinar qual o tecido ou estrutura celular que vai absorver a energia laser, já que cada pigmento existente nesses tecidos tem também um determinado espectro de absorção específico.

Deste modo, é sabido que o laser de Argon atravessa todas as estruturas anteriores do globo sem lhes causar o mínimo dano, indo actuar exclusivamente nas zonas com hemoglobina (nos vasos sanguíneos) ou com pigmento melânico (na última camada da retina) e só a partir daqui é que a energia térmica se poderá expandir às estruturas vizinhas.

Mais tarde surgiu o laser de Krypton que ao emitir exclusivamente na banda do vermelho permite, em certos casos, ainda uma melhor solução, possibilitando a fotocoagulação de vasos no interior da própria coróide actuando na camada melânica (epitélico pigmentar), sem ser absorvido pelos pigmentos da área foveal (a parte mais nobre da retina) nem destruir os vasos de retina.

Do que atrás fica escrito pode desde já antever-se que a evolução natural é a utilização de radiação laser com comprimentos de onda cada vez mais específicos para cada tecido ou órgãos do olho, de modo a poder tratá-los sem prejudicar os que estão nas proximidades.

É neste sentido que se caminha para a entrada na prática dos dye-lasers. Os lasers de Yag vieram também abrir novas perspectivas para actuar nos tecidos fibrosos do olho (catarratas secundárias, membranas do vítreo, etc.).

Nos dias de hoje o raio laser é o único tratamento possível para sustar ou atrasar os efeitos devastadores da retinopatia diabética e da degenerescência macular senil, duas doenças que figuram entre as cinco principais causas de cegueira funcional. Só em Portugal existem cerca de 500.000 diabéticos dos quais 10 a 15 mil necessitam de tratamento com laser. Longe de afirmar que tratamento seja sinónimo de cura, porém, em muitos casos a laserterapia leva a um arrastamento temporal da evolução destas doenças permitindo conservar, por vezes durante alguns anos, um grau

de visão para o doente poder fazer uma vida suportável.

Já na profilaxia do descolamento da retina, o laser permite um tratamento rápido, cómodo, seguro e eficaz. Antes deste, a profilaxia exigia uma quase intervenção cirúrgica, optando-se por isso por fazê-lo em situações extremas, numa óptica de optimização da relação risco-sacrifício/benefício.

A introdução do laser no interior do olho por meio de sondas permite a coagulação dos vasos que sangram durante algumas intervenções cirúrgicas, evitando ou diminuindo muito as situações que as hemorragias acarretam.

Ainda no capítulo do tratamento de afecções da retina existe uma enorme quantidade de doenças que seria fastidioso enumerar.

Como notas finais referimos o advento do laser como coadjuvante da terapêutica medicamentosa do glaucoma, diminuindo «ipso facto» a percentagem de doentes que teriam de ser submetidos a novas intervenções cirúrgicas e ao tratamento de cataratas secundárias pelo laser de Yag.

Neste caso concreto de cataratas é preciso deixar bem vincado o errado conceito, já muito generalizado, que podem ser operadas com os raios laser. Nada mais falso. O que se passa, na realidade, é que as cataratas tratadas pela cirurgia convencional deixam por vezes sequelas resultantes da não extracção de todo o cristalino. O abandono da cápsula posterior do cristalino no interior do globo, causado por técnica deficiente, leva à formação da catarata secundária — membrana espessa e opaca — que pode ser actualmente rasgada pelo laser Yag, enquanto que antes do aparecimento deste laser era necessário recorrer a uma intervenção cirúrgica para o fazer.

Também a operação de catarata feita com a finalidade de usar as lentes intraoculares, para o que é necessário deixar a cápsula posterior dentro do globo, obriga ao tratamento com o Yag para abrir uma fenda na catarata secundária, evitando que o doente tenha de ser submetido meses depois a nova intervenção.

Finalmente, a expectativa dos lasers cirúrgicos para oftalmologia (excimer-lasers) que poderão abrir novas perspectivas para a cirurgia

que modifica a refração do olho, e de lasers que possam agir sobre certas células tumorais previamente impregnadas por um corante que lhes seja específico, levam-nos a antever novos e espetaculares saltos em frente.

Os oftalmologistas espreitam ansiosos e com cobiça o que vai surgindo nos laboratórios de física e engenharia que possa vir reforçar o que já hoje é um poderoso arsenal que têm ao seu dispor — os Raios Laser.

Um Laser é mais brilhante que o Sol? (*)

As características peculiares da radiação emitida por um laser conferem-lhe a singularidade de ser uma fonte de luz extremamente brilhante, muito mais brilhante que o Sol.

A grandeza física que mede o brilho de uma fonte luminosa é a luminância, isto é, a potência luminosa que a fonte irradia por unidade de ângulo sólido.

O Sol tem um brilho de cerca de $L_S = 1,5 \times 10^9$ cd/m², radiando em todas as direcções. Tomemos para comparação um pequeno laser HeNe de 1 mW, com uma divergência de feixe de cerca de 1 mrad e um diâmetro de feixe de 1 mm. A abertura do feixe corresponde a aproximadamente 1 μsr.

A curva de luminosidade padrão (Figura), que representa a resposta da visão humana média à luz de diversos comprimentos de onda, tem o seu máximo a 555 nm, onde um fluxo luminoso de 680 lm (1 lm = 1 cd.sr) equivale à potência de 1 W; a 633 nm, comprimento de onda a que emite o laser HeNe, a potência de 1 mW corresponde a

$$(0,23 \times 680)/1000 = 0,16 \text{ lm.}$$

Um simples cálculo permite concluir que o brilho de um tal laser é de $L_L = 2 \times 10^{11}$ cd/m², cerca de cem vezes o do Sol.

Em termos espectrais a diferença é ainda maior, já que a largura de banda da luz solar é da ordem dos 300 nm, contra cerca de 0,9 nm para o laser em apreço:

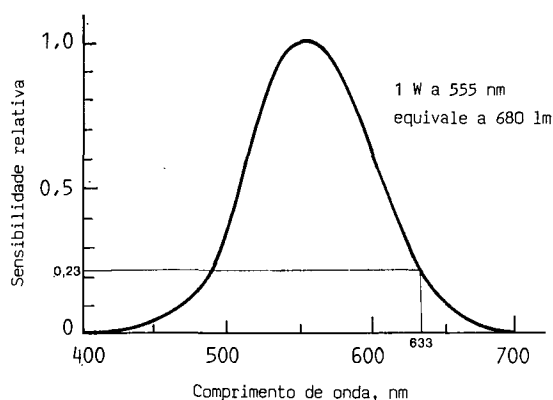
$$\text{Sol} : L_{\lambda, S} = \frac{1,5 \times 10^9}{300} = 5 \times 10^6 \text{ cd/m}^2 \cdot \text{nm}$$

$$\text{Laser} : L_{\lambda, L} = \frac{2 \times 10^{11}}{0,2} = 1 \times 10^{12} \text{ cd/m}^2 \cdot \text{nm}$$

Este extraordinário brilho espectral impõem precauções especiais a quem lida com lasers.

A experiência anterior com fontes luminosas convencionais de elevado brilho ensinam-nos a não olhar para elas — a intensidade da iluminação de qualquer área irradiada constitui uma advertência.

Com os lasers não há, em geral, este tipo de aviso: a sua elevada direcionalidade não permite normalmente a detecção imediata do rasto do feixe, a menos que haja uma apreciável dispersão por pequenas partículas (poeiras, gotículas de vapor ou fumos). Há pois que ter o maior cuidado, já que uma simples reflexão imprevista pode provocar a perda temporária da vista, ou, em casos extremos, até danos irreparáveis. A situação é particularmente delicada em lasers que emitem luz invisível — o caso mais comum é o dos lasers infravermelhos, Nd e CO₂, correntes em aplicações industriais, agravada pelo facto de estes em geral terem potências apreciáveis.



Curva de luminosidade padrão: indica a sensibilidade relativa da visão humana média às cores.

(*) (Adaptado por Dietmar Appelt, de D. Oshea, W. Callen, W. Rhodes, Introduction to Lasers and their Applications. Addison-Wesley, 1978).

Os Lasers em espectroscopia

M. ALVES MARQUES

Departamento de Física do Instituto Superior Técnico
Centro de Física da Matéria Condensada das Universidades de Lisboa (INIC)

O espectro do radiamento electromagnético vai desde os baixos valores das frequências — de centenas de Hertz — característicos das ondas radioelétricas que asseguram as telecomunicações até aos valores de 10^{20} Hertz, as frequências dos raios cósmicos. A nossa percepção da existência destes radiamentos consegue-se por meio de detectores de que em dois ou três exemplos procuraremos mostrar a diversidade. As ondas radioelétricas, na região espectral de 10 MHz até aos valores mais baixos utilizados nas radiocomunicações, podem ser estudadas em circuitos eléctricos projectados e construídos pelos engenheiros electrotécnicos. O radiamento infravermelho, na região espectral que vai de $1 \mu\text{m}$ a $50 \mu\text{m}$, bem conhecida pelas suas propriedades coloríficas, é medida por intermédio de fenómenos de fotocondutividade. Os raios X, no intervalo de frequências compreendido entre 10^{18} e 10^{20} Hz, podem detectar-se pela luminosidade que excitam em substâncias como o platino-cianeto de bário que os radiologistas ainda usam. Os nossos olhos só conseguem aperceber-se dos radiamentos de frequências compreendidas num estreito intervalo espectral em torno de 10^{15} Hz (os comprimentos de onda, no vácuo, dos radiamentos visíveis vão de 4.000 a 7.000 Å, do violeta ao vermelho).

Os «objectos» a que hoje se chama *raios* — de luz ou doutro radiamento electromagnético — não podem, geralmente, ser rodados em torno de si próprios mantendo-se invariantes as suas condições de detecção; não são objectos de revolução em torno dum eixo com a direcção do raio, mas são *polarizados*. A polarização linear dos raios solares reflectidos na superfície horizontal das águas tranquilas pode ser posta em evidência se os obrigarmos a atravessar, obliquamente, uma pilha de lâminas planoparalelas transparentes antes de atingirem os nossos olhos (Fig. 1). Um pequeno receptor

de rádio portátil funciona com maior ou menor intensidade quando a sua orientação no espaço se modifica — as condições de recepção modi-

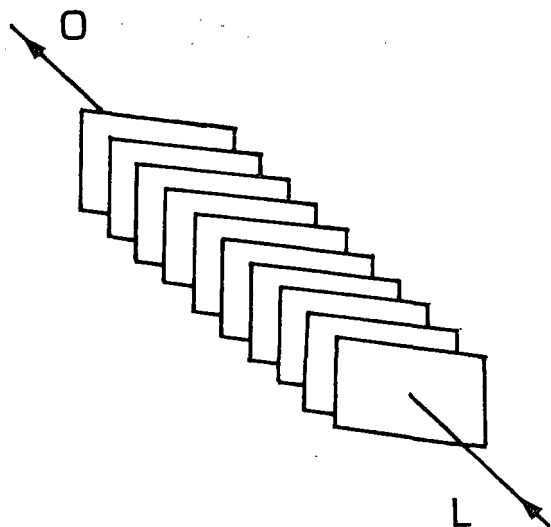


Fig. 1 — Um raio solar (L) depois de reflectido numa superfície horizontal atravessa obliquamente uma série de lâminas de vidro, paralelas entre si antes de ser observado (em O). A intensidade em O varia nitidamente quando se roda o conjunto das lâminas transparentes em torno do raio luminoso, tomado como eixo, e mantendo o ângulo de incidência.

ficam-se. Estas e outras experiências semelhantes feitas com ondas electromagnéticas sugerem que o radiamento electromagnético seja descrito por um raio rectilíneo dirigido do emissor para o receptor ao qual é associado um campo electromagnético que vibra numa direcção perpendicular, chamada direcção de polarização (linear) da onda; esta onda é tanto mais intensa quanto maior é a amplitude do campo electromagnético que se propaga.

Os geradores de campo electromagnético são de dois tipos: os circuitos oscilantes (osciladores) que criam o campo electromagnético utilizado nas telecomunicações e os osciladores atómicos e nucleares, que são os átomos (ou os núcleos atómicos) que no curso das suas reestruturações internas libertam quantidades

apreciáveis de energia. Os primeiros funcionam no intervalo espectral que vai desde as baixas frequências até valores que atingem 10^{10} Hz (microondas). No intervalo espectral que vai de 10^{12} Hz até aos valores mais elevados, são os átomos e os núcleos atômicos que produzem o radiamento. A grande diferença no funcionamento destes dois tipos de geradores, os únicos que existiam até ao advento dos «lasers», está na maior ou menor possibilidade de estabelecer relações de fase e de amplitude (coerência) entre os radiamentos emitidos por dois geradores distintos do mesmo tipo: entre osciladores eléctricos, os que funcionam no intervalo espectral que vai até aos 10^{10} Hz, é possível estabelecer relações de fase e de amplitude; entre osciladores atômicos, usados «ao natural», sem qualquer artifício, é praticamente impossível.

Entre dois lasers que criam radiamento à custa da emissão induzida dos átomos que constituem o seu meio activo já é possível obter coerência durante cerca de 0,001 seg.

No que se segue procurarão mostrar-se algumas das larguíssimas perspectivas que os «lasers» oferecem à espectroscopia molecular e à espectroscopia atômica — não se fará referência à espectroscopia nuclear — dando alguns exemplos. Para melhor conhecimento destas perspectivas sugere-se [1] e a consulta dos «abstracts» das reuniões internacionais sobre espectroscopia do efeito de Raman [2]. O efeito de Raman é um fenómeno de difusão molecular da luz. Quando um meio transparente é iluminado por um feixe intenso de radiamento monocromático de frequência ν as moléculas da substância passam a rodar ou a vibrar com mais energia, e desta interacção resulta uma difusão (de radiamento) em que pode observar-se, além do radiamento monocromático de frequência ν , outros radiamentos de frequências $\nu - \nu_k$ em que ν_k são os valores das frequências próprias (características) de rotação ou de vibração das moléculas que foram excitadas (Figs. 2 e 3). Podem encontrar-se também entre os radiamentos difundidos, radiamentos de frequência $\nu + \nu_k$ emitidos por moléculas que se encontravam já em estados de rotação ou de vibração de energia superior à do estado fundamental.

Antes de ter sido possível dispor dos geradores de laser, a energia do radiamento incidente era sempre muito inferior à energia média

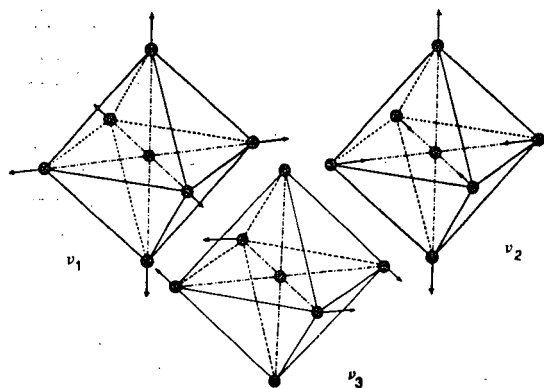


Fig. 2 — Vibrações activas no efeito de Raman numa molécula com sete átomos, um no centro e os outros seis, idênticos entre si, nos vértices dum octaedro regular.

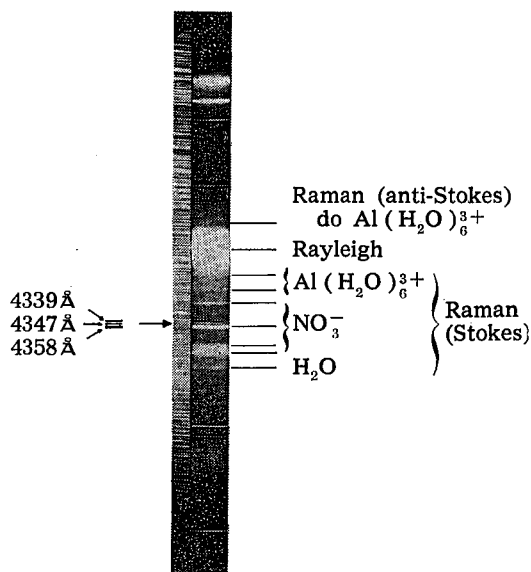


Fig. 3 — Espectro de Raman numa solução aquosa concentrada de nitrato de alumínio obtido com um arco de mercúrio. As bandas de Raman assinaladas são devidas, umas às vibrações internas do anião NO_3^- , outras às vibrações internas do agregado molecular $\text{Al}(\text{H}_2\text{O})_6^{3+}$ e ainda outras às vibrações internas da molécula H_2O . Vê-se que uma das bandas de Raman do anião NO_3^- foi excitada não só pelo radiamento mais intenso do arco de mercúrio ($\lambda = 4358 \text{ \AA}$) mas também por outros radiamentos menos intensos ($\lambda_1 = 4339 \text{ \AA}$ e $\lambda_2 = 4347 \text{ \AA}$); este inconveniente não existe quando se usa como fonte de excitação um laser. O espectro de riscas que se justapõe (à esquerda) do espectro de Raman destina-se a calibrar, o espectro de Raman; é o espectro de emissão do Fe (ferro).

da agitação térmica do meio difusor e o seu equilíbrio termodinâmico não era alterado na difusão — *difusão espontânea*. Conseguem-se com os lasers radiamentos tão intensos que o equilíbrio termodinâmico se altera consideravelmente e pode observar-se um largo leque de efeitos de *difusão estimulada do radiamento* desconhecidos até então: efeito de Raman estimulado, efeito de Brillouin estimulado, efeito de Rayleigh estimulado, etc. Outro efeito dos radiamentos intensos dos lasers é o de poderem desencadear modificações da estrutura atômica e molecular que não podem ser interpretadas quantitativamente considerando, nos cálculos, somente termos de desenvolvimentos em série proporcionais à amplitude do campo electromagnético interveniente. São os *efeitos não lineares*. Um terceiro exemplo doutra possibilidade de investigação que os lasers nos fornecem: utilizando valores muito elevados da amplitude do campo electromagnético podem obter-se *trens de ondas de muito curta duração da ordem de grandeza de 10^{-12} segundo*, em que é posta em jogo a quantidade de energia necessária para intervir em determinadas evoluções da estrutura dos átomos ou das moléculas. Por ser a interacção com o impulso de campo electromagnético de muito curta duração podem obter-se informações acerca da evolução de processos atômicos ou moleculares antes que estes atinjam o regime estacionário característico do sistema (efeitos transitórios).

Acrescente-se que em numerosos domínios de investigação em que os lasers começaram a ser utilizados deixaram de poder ser usados os métodos de análise da espectroscopia pré-laser. As dificuldades inerentes à interpretação dos fenómenos observados originou então, nos primeiros anos na década de 1970 a 1980, uma certa moderação no crescimento do número de trabalhos de investigação iniciados por cientistas possuídos de justificado entusiasmo. No entanto este entusiasmo continua bem vivo apesar de todas as dificuldades e os lasers têm permitido enriquecer o conhecimento científico duma maneira que era imprevisível há vinte e cinco anos.

Diga-se finalmente, embora isto seja quase óbvio, que mesmo na espectroscopia que era

feita antes de existirem os lasers o aparecimento destes potentes geradores de radiamento, pela sua elevada intensidade e pela sua notável pureza espectral tem permitido obter resultados experimentais mais numerosos e de melhor qualidade. Destas investigações daremos aqui alguns exemplos também.

A estrutura dum líquido ou de um gás muito denso e a difusão do radiamento. Correlações de orientação moleculares

Nos gases as moléculas movem-se quase independentemente umas das outras; é tanto maior a independência quanto mais baixa é a pressão a que se encontra o gás. Num líquido ou num gás submetido a alta pressão exercem-se apreciáveis interacções. Suponha-se que se faz atravessar o fluido por uma onda luminosa: o campo electromagnético provoca oscilações na nuvem de electrões que cerca o esqueleto molecular; estas oscilações modificam por sua vez o campo na vizinhança de cada molécula e, assim, o valor da intensidade do campo electromagnético a que esta é submetida dependerá do «horizonte» de moléculas vizinhas. Quando as moléculas são poliatômicas e não são esfericamente simétricas intervêm no processo de difusão do radiamento as vibrações internas e as suas orientações mútuas: a evolução que cada molécula sofre quando se agita no seio do fluido condiciona o perfil dos radiamentos difundidos. E é então necessário que a duração dos trens de ondas do radiamento incidente seja suficientemente longa, mais longa que a duração dos processos atômicos e moleculares que criam os próprios radiamentos, para que a observação das fases importantes da evolução dos movimentos moleculares não seja truncada pela interrupção da interacção radiamento matéria. (A duração da coerência dum laser de gás pode atingir 10^{-4} seg enquanto que a vida média dos estados de energia atômica ou moleculares é da ordem de 10^{-9} seg).

Tratando-se dum gás de moléculas monoatómicas são, geralmente, as propriedades de polarização da difusão de Rayleigh que se relacionam com a simetria da vizinhança de

cada molécula. Importa em qualquer caso sugerir um modelo dessa vizinhança que conduza, por meio de cálculos adequados, a valores que estejam de acordo com o perfil espectral e com a polarização que se observa na luz difundida.

As investigações dos movimentos moleculares nos líquidos e nos gases comprimidos por meio da análise do perfil e do estado de polarização das bandas de Raman e das riscas de Rayleigh observadas no espectro destas substâncias contribuem hoje com cerca de 10% das comunicações apresentadas e discutidas nos congressos internacionais de espectroscopia molecular.

Estas experiências são feitas com lasers de funcionamento contínuo; o radiação tem uma intensidade de 10^6 W.m^{-2} o que significa que o equilíbrio termodinâmico não é alterado quando a luz incide sobre o meio transparente. (Como a secção eficaz é da ordem de grandeza de 10^{-34} m^2 a energia que se transfere do radiação incidente para o meio é muito inferior à energia média de agitação térmica que nas condições normais de pressão e temperatura vale $4.10^{-21} \text{ Joule/molécula}$).

A estrutura de um líquido submetido a alta pressão e a difusão de Raman

Considere-se um líquido, ou mais concretamente uma solução aquosa concentrada dum sal homogêneo dum catião metálico, em que existem agregados moleculares semelhantes aos que estão representados na Fig. 4. A coesão destes agregados moleculares é assegurada por forças que são na sua maior parte desconhecidas. As vibrações destes agregados relacionam-se com bandas de Raman — riscas muito largas que se vêem no espectro da solução aquosa. A intensidade das forças depende das distâncias intermoleculares que variam, umas mais outras menos, quando o líquido é submetido a uma pressão exterior dalguns milhares de atmosferas. Como as frequências das vibrações internas dos complexos moleculares de-

pendem da intensidade de duas forças internas destes agregados é de esperar que as bandas de Raman atribuídas a certas vibrações internas dos complexos mudem de frequência quando

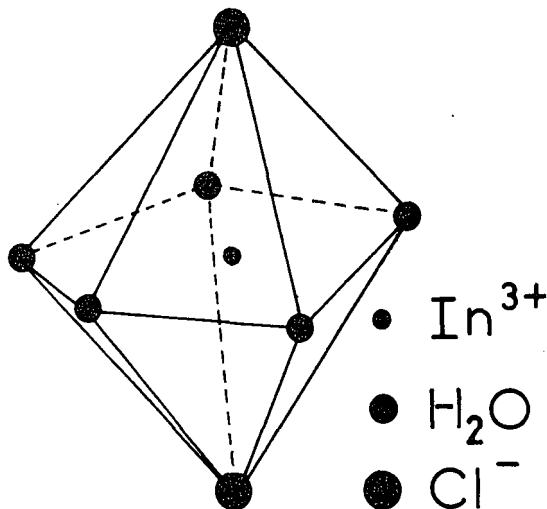


Fig. 4 — Agregado molecular existente numa solução aquosa concentrada de cloreto de índio.

o líquido é submetido a uma compressão importante (Fig. 5).

Descreve-se a título de exemplo uma montagem experimental [3]. A solução aquosa introduz-se numa pequena cuva cilíndrica de Pyrex com alguns milímetros de diâmetro interior. As paredes da cuva são rodadas ao longo de alguns centímetros para permitir deslizar livremente como um êmbolo a rolha transparente que é atravessada pelo feixe de laser. A cuva é encerrada no interior dum recinto de aço especial com duas janelas de Pyrex que tapam dois furos com três a quatro milímetros de diâmetro. Estas janelas, através das quais a luz penetra no recinto em que se faz a compressão, e por onde sai a luz difundida, têm de ser de muito pequenas dimensões para poderem resistir aos esforços, porque as modificações das frequências só são apreciáveis para compressões de alguns milhares de atmosferas. Exige-se obviamente um feixe de luz incidente de secção transversal muito reduzida e com uma divergência o menor possível, o que se consegue usando um feixe de laser.

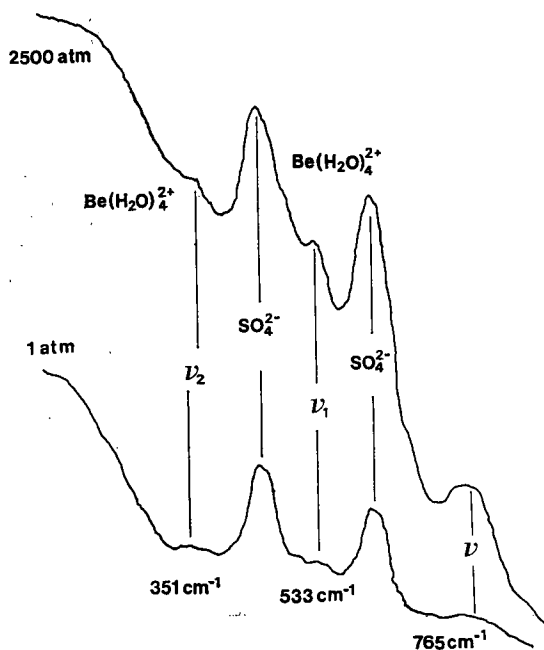


Fig. 5 — Espectros de Raman numa solução aquosa 4,3N de sulfato de berílio, um obtido nas condições normais de pressão e a 18°C e o outro a 30°C e à pressão de 2.500 atmosferas. A frequência da banda ν_3 aumenta visivelmente quando se aumenta a pressão, a frequência da banda ν_1 que se atribue à vibração totalmente simétrica do agregado $\text{Be}(\text{H}_2\text{O})_4^{2+}$ não varia. (O efeito devido à ligeira variação da temperatura é desprezável em face do efeito devido à pressão).

A absorção não linear dum radiamento monocromático muito intenso e de curta duração. Transparência por indução própria (Self induced transparency)

A transparência por indução própria [4] observa-se num meio dieléctrico constituído de átomos que podem oscilar entre dois determinados níveis de energia, E_a e E_b , quando o meio é atravessado por um trem limitado de ondas electromagnéticas de frequência ν , tal que $E_a - E_b = h\nu$ (h é a constante Planck). Nestas condições o meio denomina-se (meio) *ressonante*. A transparência consiste, obviamente no facto de o trem de ondas electromagnéticas se propagar sem que a sua energia se dissipe. O fenómeno só se observa quando a amplitude da onda electromagnética excede um certo limiar que depende da sua duração. O amortecimento do meio em que se induz

este tipo de transparência é devido a ligeiras discordâncias entre as frequências de ressonância dos seus átomos, discordância que é superior à largura da risca espectral devida a colisões e a outras interações do átomo com o meio.

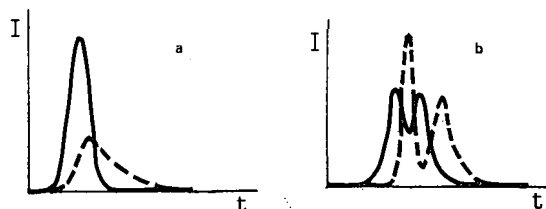


Fig. 6 — a: Impulso de campo electromagnético antes (—) e depois (---) de atravessar um meio ressonante quando não são satisfeitas as condições de indução da transparência. b: Outro impulso antes (—) e depois (---) de atravessar o meio suposto satisfeito o condicionamento mútuo entre a duração (t) e a intensidade (I) necessário à indução da transparência.

A transparência que se induz explica-se pela cooperação dum grande número de átomos na transferência da energia dum região para outra região contígua do meio; esta cooperação dum grande número de átomos, isto é, a sua participação em elevada percentagem está relacionada com a coerência que existe na sua excitação (e desexcitação), que se conserva ao longo do percurso do trem de ondas electromagnéticas.

O comportamento cooperativo dos átomos dum dieléctrico, designado *suprarradiância*, já tinha sido estudado por R. H. Dicke, em 1954 [5], que fora motivado por resultados obtidos em experiências de ressonância magnéticas. Mostrou então em que condições de excitação dum sistema de átomos se obtinha uma taxa de radiação espontânea proporcional ao quadrado do número de átomos (e não simplesmente proporcional ao número de átomos).

Parece-nos oportuno mencionar aqui que durante algum tempo se supôs que no interior dos lasers os diferentes átomos radiavam em concordância de fase, nas condições indicadas por R. H. Dicke, mas não é assim na maior

parte dos lasers [6, 7]. A superradiância exige sistemas atômicos densos e os lasers de gás, por exemplo, têm os seus átomos tão longes uns dos outros que as suas interações com o campo electromagnético podem ser encaradas como independentes [7].

O comportamento dieléctrico do meio transparente, quando é atravessado por estes impulsos de campo electromagnético que mantêm a sua energia sobre uma longa extensão do seu percurso, não pode ser encarado como linear. O interesse dos físicos por fenómenos não lineares relacionados com a propagação de impulsos (electromagnéticos ou não) que se não dissipam sugere há muito tempo a introdução do termo «solitão» [8, 9] ou «onda solitária», fenómeno que parece ter sido observado pela primeira vez em hidrodinâmica, por J. Scott-Russell [8], em 1844, de quem autores recentes fazem uma pitoresca citação [10]:

«...I was observing the motion of a boat which was rapidly drawn along a narrow channel by a pair of horses, when the boat suddenly stopped not so the mass of water in the channel which it had put in motion; it accumulated round the prow of the vessel in a state of violent agitation, then suddenly leaving

channel apparently without change of form or diminution of speed. I followed it on horseback, and overtook it still rolling on at a rate of some eight or nine miles an hour, preserving its original figure some thirty feet long and a foot to a foot and a half in height. Its height gradually diminished, and after a chase of one or two miles I lost it in the windings of the channel. Such, in the month of August 1834, was my first chance interview with that singular and beautiful phenomenon...».

As condições em que se pode dar, num meio, a indução da sua transparência têm sido e continuam a ser estudadas com grande interesse: tentar relacionar a estrutura atômica do meio com as suas propriedades espectrais [11], procurar aperfeiçoar e discutir o formalismo usado para a interpretação [12] são exemplos de temas de trabalhos recentes sobre a transparência self-induzida.

A difusão estimulada em espectroscopia

Os fenómenos de difusão *estimulada* não são obtidos, como os fenómenos de difusão *espontânea*, pela cooperação dum grande número de variadas contribuições que lhes garan-

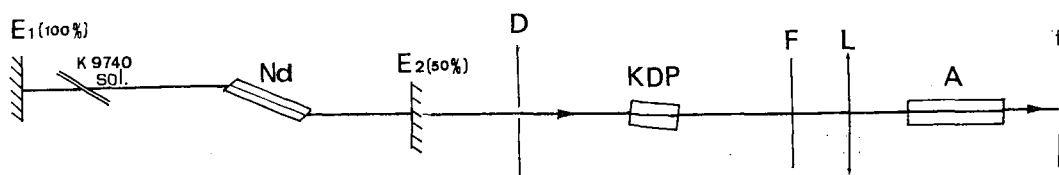


Fig. 7 — Montagem para a observação do efeito de Raman estimulado numa solução aquosa (A) contida numa cuva de vidro de faces paralelas. A fonte de radiação é um laser de neodímio que funciona entre os dois espelhos E_1 e E_2 . O condicionamento dos modos de oscilação e a acumulação de energia nalguns destes são promovidos por meio duma solução dum corante KODAK 9740 diluído em clorobenzeno. O radiamento criado por este laser ($\lambda=1,06 \mu\text{m}$) é convertido em radiamento visível ($\lambda=0,53 \mu\text{m}$) por meio duma lâmina de difosfato de potássio (KDP) que gera a segunda harmónica quando o radiamento incidente é suficientemente intenso [13]. Um filtro F evita o radiamento infravermelho não convertido em radiamento $\lambda=0,53 \mu\text{m}$ atinja o espécimen e perturbe as observações. f é a fenda de entrada do espectrógrafo, D indica um simples diafragma e L uma lente de focagem. Esta montagem é semelhante à que foi descrita em [17] e foi instalada no Instituto d'Electronique Fondamental de Orsay (Univ. de Paris).

it behind, rolled forward with great velocity, assuming the form of a large solitary elevation, a rounded, smooth and welldefined heap of water, which continued its course along the

tam a regularidade que as populações numerosas conferem às leis estatísticas (Fig. 7). Quando um líquido difusor constituído de moléculas com diversas oscilações próprias,

umas mais activas outras menos activas em difusão de Raman, é submetido à acção dum feixe de «laser» muito intenso, são somente os radiamentos de Raman mais intensos que se produzem porque o próprio radiamento de Raman criado por umas moléculas intervem nos estímulos das outras. A escala dos valores das intensidades obtidas no espectro estimulado não reproduz de maneira alguma a escala dos valores numéricos que medem as actividades de Raman espontâneas das moléculas da substância considerada. Em certos casos no interior da substância estabelecem-se também «canais» de propagação privilegiada paralelos entre si e ao feixe do laser — filamentos — que se situam ora numa região ora noutra quando se fazem sucessivas experiências. Ao longo destes filamentos o radiamento incidente intensifica-se; acontece então que o limiar de criação de radiamento de laser é aparentemente variável de experiência para experiência porque o fenómeno de self-focalização apresenta irregularidades que não se podem prever. Esta self-focalização só se efectua ao fim dum certo percurso do feixe de laser no interior do meio transparente: dizia-se por isso, quando se observaram das primeiras vezes fenómenos de efeito de Raman estimulado, que este tipo de difusão só se produzia depois de o feixe incidente ter atingido uma certa profundidade no interior do líquido [14] tanto maior quanto menor era a intensidade do feixe de laser. Estas irregularidades e outras que não podemos enumerar aqui para alongar o texto dificultam na maior parte dos casos que se relacione de maneira uniforme a intensidade do radiamento difundido com a do feixe incidente.

O facto de se obter normalmente em difusão estimulada só um dos radiamentos de Raman $\nu-\nu_k$ — o que corresponde à oscilação (k) mais activa em efeito de Raman — em vez de se obter, como acontece na difusão espontânea, o cortejo de radiamentos de frequências $\nu-\nu_i$ ($i=1, 2, \dots, k, \dots, n$) que caracteriza as moléculas da substância — desencorajou a aplicação do efeito de Raman estimulado como método de análise, embora as duas caracterís-

ticas essenciais deste tipo de difusão tenham despertado o entusiasmo dos primeiros experimentadores: a intensidade do efeito de Raman estimulado é muitos milhares de vezes maior que a intensidade do efeito espontâneo e a coerência, portanto as suas propriedades direccionais permitem que a difusão seja encaminhada segundo o ângulo sólido pouco mais que estritamente necessário para o adequado sistema de detecção.

Entretanto conseguiu-se, utilizando simultaneamente dois lasers, uma difusão estimulada que possui as vantagens — a elevada intensidade e a coerência — dos fenómenos estimulados e permite obter indicações da existência de diversos radiamentos correspondentes aos diversos modos (i) de oscilação das moléculas, em vez de obter somente a indicação do modo mais activo. É a difusão de Raman anti-Stokes coerente [15] (CARS... coherent anti-Stokes Raman Scattering) — a designação anti-Stokes significa que se observam na difusão em vez dos radiamentos $\nu-\nu_i$ (riscas Stokes) os radiamentos de frequências $\nu+\nu_i$ característicos das moléculas da substância analisada. Um dos lasers (Fig. 8) fornece radiamento de frequência ν_L que favorece transições das moléculas do meio transparente desde o estado fundamental $|a\rangle$ até um estado excitado $|b\rangle$, ao nível $2h\nu_L$ acima do estado fundamental, e outro laser, que favorece uma desexcitação até ao nível $|c\rangle$ que está $h(\nu-\nu_i)$ abaixo do nível de $|b\rangle$. O declíneo das moléculas do estado $|c\rangle$ ao estado fundamental liberta os quanta de energia $h(\nu_L+\nu_i)$ que são os quanta do CARS. É então necessário, para poder observar toda a região espectral $\nu_L+\nu_i$ ($i=1, 2, \dots, n$) características das moléculas que querem investigar-se, dispor dum laser de frequência ajustável que possa fornecer os diferentes radiamentos $\nu_L-\nu_i$.

As contribuições de cientistas que utilizam o CARS nos seus trabalhos de investigação constituem cerca de 10 % do número total de comunicações dos congressos internacionais de espectroscopia de Raman; referem-se muitas delas ao estudo de combustões em que procura

averiguar-se a composição dos gases combustíveis e dos produtos da reacção em diferentes regiões e fases do processo.

Os fenómenos de curta duração, da ordem de grandeza de 10^{-12} s (picosegundo), que os lasers permitem observar, são o suporte da chamada *espectroscopia de difusão de Raman de picosegundo*, em que se utiliza o efeito de

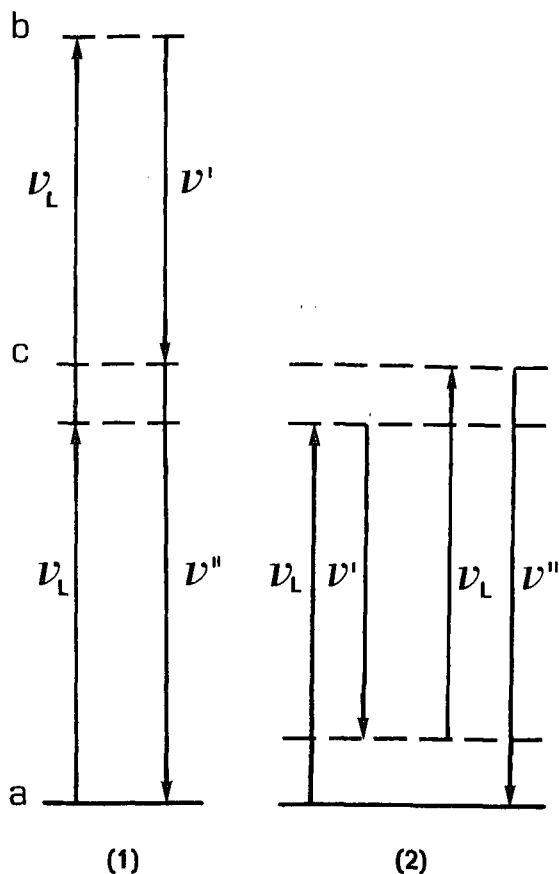


Fig. 8—Esquema dos níveis de energia das moléculas num estímulo de CARS. O esquema 1 é o que corresponde ao texto do artigo. O esquema 2 descreve uma evolução em que, de início, só intervém um dos quanta $h\nu_L$ do radiamento do primeiro laser; depois da primeira desexcitação até ao nível ν_1 acima do estado fundamental intervém novamente um quanta $h\nu_L$.

Raman estimulado [16]. O número de comunicações sobre estas investigações é sempre muito elevado nas reuniões internacionais de espectroscopia de Raman (cerca de 10 %). Parece oportuno escrever uma palavra acerca de

conclusões [17] que elaboraram, no decorrer da primeira dezena de anos após a descoberta dos efeitos estimulados, cientistas excessivamente crentes nas possibilidades destes fenómenos de difusão estimulada, conclusões que a outros pareceram precipitadas [18].

É de há muito conhecido o interesse pela estrutura da água líquida muitas vezes descrita como constituída de mais que um componente. Procurando tirar partido do facto de serem mais estreitas as larguras espectrais das bandas de Raman estimulado que as correspondentes bandas de Raman espontâneas (Fig. 9) propuseram-se alguns investigadores distinguir no espectro de Raman estimulado da água líquida sinais da presença de duas estruturas distintas. Tentaram então ajustar as posições de presumíveis máximos das bandas de Raman que se sobrepõem mutuamente, e exibem um complicado perfil envolvente no espectro de Raman espontâneo da água líquida, a máximos observados no espectro de Raman estimulado da mesma água líquida. Ora este confronto das posições de bandas aparentemente homólogas é precário porque, sendo muito intenso no interior do líquido o campo eléctrico do laser utilizado para produzir o efeito de Raman estimulado, ele provoca normalmente, além doutros efeitos, disrupções do equilíbrio termodinâmico do meio líquido que está a ser investigado.

Para terminar citar-se-ão duas passagens do notável livro de Condon e Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, escrito antes de se terem construído os lasers mas reeditado (Dover, 1964) já depois das descobertas de Townes et al. [19], e de Maiman [20]. No Capítulo IV, *The Theory of Radiation*, os autores dizem (pág. 103):

«... All these phenomena (os fenómenos de difusão da luz), are connected with the oscillating moments induced in the atoms by the perturbing action of the fields of the incident light wave. When these are calculated by quantum mechanics it is found that they include some terms which oscillate with the same fre-

quences as the light wave. In addition there are terms which oscillate with frequencies $\nu \pm \nu(A, B)$ where $\nu(A, B)$ is the Bohr frequency associated with transition from level A to level B. The latter are responsible for Raman scattering; they are of different frequency and

excess of the mean do not interfere in regular fashion; ...»

Sem dúvida que os autores se sentiram fortemente solicitados, hoje, a comentar estes textos!

REFERÊNCIAS

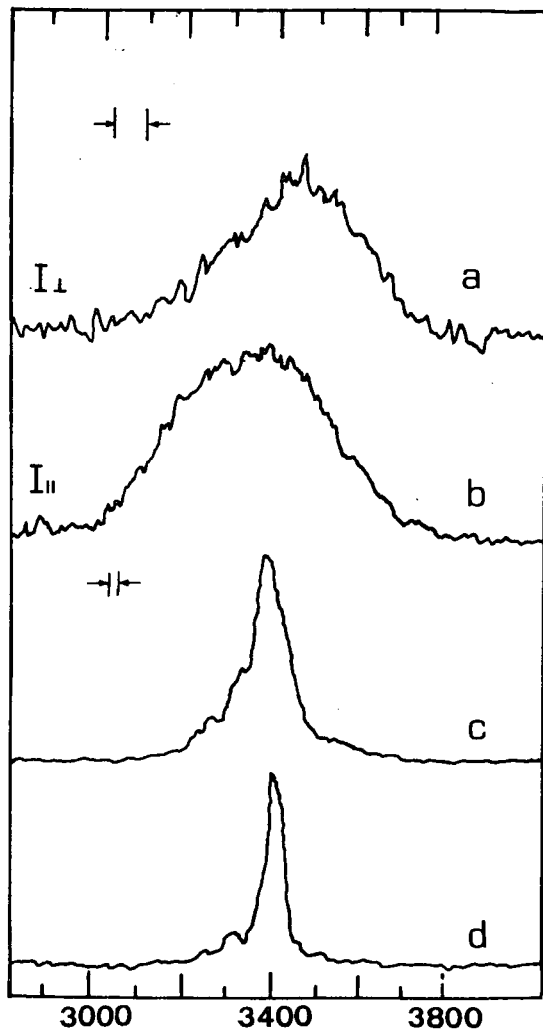


Fig. 9 — Bandas de Raman espontâneo (a, b) e estimulado (c, d) da água líquida, a 23°C, na região correspondente à vibração simétrica de alongamento-encurtamento da molécula H₂O.

so cannot be coherent with the incident radiation...»

E mais adiante (pág. 105):

«... The waves scattered by the number of atoms in each volume element which is in

- [1] *Frontiers in Laser Spectroscopy*, R. BALIAN, S. HAROCHE and S. LIBERMAN, ed. North-Holland Publ., Amsterdam (1977).
- [2] *Proceedings of the IXth International Conference on Raman Spectroscopy*, Tokyo (1984).
- [3] M. A. MARQUES, B. OKSENGORN et B. VODAR — *Adv. Raman Spectroscopy*, ed. J. P. Mathieu, p. 585 Heyden & Son Ltd., London (1972).
- [4] S. L. MC. CALL and E. L. HAHN — *Phys. Rev. Letters*, **18**, 908 (1967); *Phys. Rev.*, **183**, 457
- [5] R. H. DICKE — *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954)
- [6] A. ALLEN and G. I. PETERS — *J. Phys. A: Gen. Phys.*, **4**, 377-564; (1971); citados em [7].
- [7] S. STENHOLM — *Phys Reports*, **6**, 1 (1973).
- [8] J. SCOTT-RUSSEL — *Proc. Roy. Soc. Edimburgh*, 319 (1844).
- [9] D. J. KORTEWEG and G. DE VRIES — *Phil. Mag.*, **39**, 422 (1985).
- [10] A. C. SCOTT, F. Y. F. CHU and D. W. MC. LAUGHLIN — *Proc. IEEE*, **61**, 1443 (1973).
- [11] G. T. ADAMASHVILI and M. D. ZVIADADZE — *Opt. & Spectrosc. (USA)*, **56**, 117 (0000).
- [12] F. T. HIOE — *Phys. Rev. A*, **30**, 2100-3 (1984).
- [13] J. P. VAN DER ZIEL and N. BLOEMBERGEN — *Phys. Rev. Letters*, **11**, 146 (1963).
- [14] G. G. BRET and M. M. DENARIEZ — *Phys. Letters*, **2**, 585 (0000).
- [15] W. M. TOLLES, J. W. NIBLER, J. R. MC. DONALD and A. B. HARVEY — *Appl. Spectrosc.*, **31**, 253 (1977).
- [16] A. LABERIAN and W. KAISER — *Rev. Mod. Phys.*, **50**, 607 (1978).
- [17] M. J. COLLES, G. E. WALRAFEN and K. W. WECHT — *Chem. Phys. Letters*, **4**, 621 (1970); G. E. WALRAFEN — *Ad. Mol. Relaxation Processes*, **3**, 43 (1973).
- [18] M. SCEATS, S. A. RICE and J. E. BUTLER — *J. Chem. Phys.*, **63**, 5390 (1975).
- [19] A. L. SCHAWLOW and C. T. TOWNES — *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
- [20] T. H. MAIMAN — *Nature*, **187**, 493 (1960).

Os artigos aqui indicados nem sempre são os primeiros que foram publicados sobre o assunto; sugerem-se nestes casos porque são artigos de revisão.

O autor agradece a Heyden & Son, Ltd. ter autorizado a reprodução da fig. 5, aos autores de [18] a da fig. 9 e à *Tecnica* a da fig. 3.

Lasers em detecção remota

JOÃO DE LEMOS PINTO

Departamento de Física, Universidade de Aveiro

O desenvolvimento de sistemas laser a partir dos anos 60 para fins militares originou o aparecimento posterior de diversos sistemas de detecção remota com as mais variadas aplicações. De referir, por exemplo, a medição de poluentes atmosféricos e aquáticos, as previsões meteorológicas, o pré-aviso de trovoadas e a segurança rodoviária.

De um modo geral, detecção remota diz respeito tanto à detecção qualitativa como quantitativa de um dado parâmetro físico ou químico no ambiente. Isto permite melhorar significativamente não só a capacidade de inventariação dos recursos naturais como a de detecção de alterações na qualidade do ambiente. Mais ainda, permite influenciar decisões políticas e económicas quer a nível local quer nacional ou/e internacional.

A detecção remota da atmosfera pode ser realizada por técnicas passivas e/ou activas. As primeiras utilizam a radiação natural proveniente do ambiente, sol, lua e planetas; as outras implicam a iluminação do alvo por uma determinada fonte de radiação. A interacção da radiação com as espécies a investigar é observada e a concentração destas inferida.

O laser é a fonte de radiação ideal que dá ao projectista de um dado sistema múltiplas opções. Isto obviamente devido às suas características de monocromaticidade, coerência espacial e temporal, direcionalidade, brilho e estabilidade em frequência.

Em detecção remota a ideia básica é desenvolver sistemas portáteis e sensíveis, com lasers e telescópios, para análise da atmosfera, ou seja, para análise de aerossóis, gases e/ou outras partículas presentes na atmosfera. Em geral, estes sistemas são projectados para detectar sinais a uma dada distância usando retroreflectores, alvos topográficos ou aerossóis. O objectivo final é a obtenção de valores da concentração integrada das espécies moleculares ao longo de um percurso, valores da veloci-

dade de ventos e/ou vistas aéreas da superfície terrestre. Se além de concentrações integradas, também medirem distâncias, tipo radar convencional, os sistemas designam-se então por LIDAR (*L*ight *D*etection *A*nd *R*anging) ou LADAR (*L*aser *r*ADAR).

Métodos de detecção remota da atmosfera

As técnicas correntes para detectar os constituintes da atmosfera são baseadas na (i) dispersão de Raman, (ii) dispersão de ressonância e fluorescência e (iii) absorção. O método mais directo e sensível é o de absorção. E isto devido às técnicas de dispersão poderem ser severamente limitadas devido à sua dependência da secção efectiva de dispersão e da densidade do poluente.

De um modo geral, podem ser utilizados sistemas de antenas comuns ou separadas para detecção de:

- velocidades de ventos e turbulência atmosférica via flutuações do índice de refração n ;
- espécies moleculares e atómicas via dispersão e absorção;
- concentração de constituintes moleculares e distribuição de temperatura e pressão via dispersão de Rayleigh.
- densidade e dimensão de aerossóis, poeiras e outras partículas via dispersão de Mie;
- espécies moleculares, atenuação atmosférica e visibilidade via dispersão de Raman.

Nos sistemas que envolvem absorção em longas distâncias são emitidos dois raios laser ou um único laser sintonizado «on» e «off» na frequência de ressonância do poluente em questão. A concentração do poluente é então determinada através da razão logarítmica das potências detectadas em ambos os casos. Em comparação com as técnicas de dispersão, este método tem as vantagens de uma elevada sensibilidade, relativa simplicidade e possibilidade

de medições a longas distâncias com um mínimo de potência. Esta técnica não oferece todavia qualquer resolução. Esta pode obter-se associando a dispersão de Mie como retroreflector distribuído. Foi um processo sugerido em 1964 por Schotland e é usualmente descrito por DAS (*Differential Absorption and Scattering*). Devido à sua elevada sensibilidade, esta técnica revelou-se adequada para detectar a maior parte dos poluentes gasosos normalmente presentes nas áreas urbanas cujas concentrações variam de 0.01 a 10 ppm para moléculas e de 0.01 a 10 ppb para vapores de metais.

Para ser possível a medição de um dado poluente a diferença de potências retrodispersas, quando o laser está ou não sintonizado em ressonância com o poluente em questão, tem de ser pelo menos igual à potência mínima detectável pelo sistema. A precisão da medida será determinada pela precisão com que uma variação no sinal recebido pode ser detectada. Experimentalmente, variações de 0.1 % em intensidade já têm sido detectadas para sinais de potência transmitida de 10^{-7} W. As flutuações atmosféricas podem, contudo, alterar significativamente estes valores e, por conseguinte, limitar a sensibilidade do sistema. No projecto de um dado sistema de detecção remota, todas as partes envolvidas têm que ser consideradas, isto é, (i) a geometria óptica do sistema, (ii) os efeitos de propagação e (iii) as características do alvo. As limitações de propagação são impostas pela turbulência atmosférica que, ao determinar a coerência espacial do feixe transmitido, limitam a distância a que o feixe pode ser colimado ou focado num dado alvo. O projectista terá pois que utilizar critérios adequados, baseados em cálculos exactos da razão sinal/ruído para as diferentes configurações ópticas possíveis de transmissão e recepção de um dado sinal. Escolherá depois o tipo de sistema que melhor se adequa aos objectivos que pretenda atingir.

Sistemas laser no visível e no infravermelho

Na última década vários grupos de investigação no mundo inteiro têm utilizado com sucesso sistemas laser no visível e no infraver-

melho para detecção remota de constituintes da atmosfera. De um modo geral, têm-se obtido alcance e sensibilidade comparáveis em ambos os tipos de sistemas. Contudo, e por exemplo, um sistema DAS, baseado em «blue dye lasers», operando no visível, só pode ser utilizado na detecção de dióxido de azoto. Em contrapartida, um sistema DAS, com base em lasers CO₂, emitindo no infravermelho, oferece as vantagens de (i) diversos poluentes poderem ser detectados com o mesmo sistema (O₃, C₂H₄, SO₂, NH₃), (ii) ser inofensivo para a retina e (iii) ter melhor transmissão na atmosfera, especialmente em condições climáticas adversas.

De entre as várias situações em que se têm utilizado com êxito sistemas laser no infravermelho salientam-se as seguintes:

- medição da concentração e distribuição de poluentes atmosféricos em zonas industriais e urbanas;
- dispositivos de segurança em grandes refinarias e fábricas químicas para detecção de químicos tóxicos (por exemplo, COCl₂), misturas explosivas gás/ar (por ex.º, C₂H₄/Ar) e químicos corrosivos (por ex.º, HF);
- estudos de turbulência e trovoadas;
- aquisição de dados sobre distribuição de ventos para geradores eólicos;
- recolha de dados sobre aerossóis atmosféricos;
- estudos de ventos em pistas de aterragem (técnica utilizada pelo «space shuttle»);
- prospecção de gás, óleo e minerais, através das respectivas emanações (por ex.º, a calcite liberta CO₂ em presença de água);
- pré-aviso de tremores de terra por detecção dos gases libertados nas fases preliminares.

BIBLIOGRAFIA

- R. L. BYER — *Optical and Quantum Electronics*, 7, 147-177 (1975).
- R. S. LAWRENCE and J. W. STROHBEHN — *Proc. IEEE*, 58, 1523-1547 (1970).
- R. L. FANTE — *Proc. IEEE*, 63, 1669-1975 (1975).
- E. D. HINKLEY — *Laser Monitoring of the Atmosphere, Topics in Applied Physics*, Springer, 14, (1976).
- H. KIDAL and R. L. BYER — *Proc. IEEE*, 59, 1644-1663 (1971).

Sensores de fibras ópticas

A. M. P. P. LEITE

Centro de Física da Universidade do Porto
Faculdade de Ciências, Praça Gomes Teixeira, 4000 PORTO

1. Introdução

Como é sabido, a invenção do *laser* veio despoletar um enorme interesse pela sua aplicação às telecomunicações. A enorme largura de banda disponível, pela utilização de frequências portadoras da ordem de 10^{14} Hz, colocou o *laser* no foco das atenções dos especialistas desta área. Mas cedo se compreendeu que a propagação atmosférica de feixes *laser* não era, em geral, um processo conveniente, devido a múltiplos problemas (como atenuação, possibilidade de obstrução, etc.).

Culminando um processo relativamente rápido, as fibras ópticas surgiram como uma solução eficaz para resolver este problema [1].

A associação de emissores ópticos (em particular *lasers*) e fotodetectores de materiais semicondutores às fibras ópticas permitiu uma rápida evolução destes sistemas de telecomunicação [2].

A utilização de *lasers* e fibras ópticas em telecomunicações é hoje uma realidade em número crescente de países. Ultrapassada a fase de desenvolvimento laboratorial, estão hoje em funcionamento numerosas ligações por fibra óptica nas mais diversas situações (distância, capacidade de transmissão, implantação, etc.).

Um outro domínio de aplicação dos *lasers* e fibras ópticas tem vindo a despertar grande interesse nos anos mais recentes: o dos sensores e instrumentação empregando fibras ópticas [3].

Numa descrição razoavelmente geral destes sistemas, as fibras ópticas são utilizadas simultaneamente como *transdutores* (para medição de variadas grandezas físicas: pressão, velocidade de rotação, deslocamento mecânico, temperatura, intensidade de corrente eléctrica, etc.) e como *meio de transmissão* do sinal detectado até ao sistema de aquisição e processamento.

Para lá de possíveis ou demonstradas vantagens específicas sobre outros tipos de transdutores e sistemas, a utilização de fibras ópticas conduz, em geral, a dispositivos compactos, seguros em ambientes hostis ou perigosos (risco de explosão, descarga eléctrica, etc.) e imunes a interferência electromagnética. Além disso, o uso natural da fibra óptica para a transmissão dos sinais (fazendo interface com o sensor de fibra) apresenta também vantagens óbvias em muitas circunstâncias.

Os sensores referidos podem ser classificados de acordo com a grandeza física cuja medição efectuam. Uma outra possibilidade de classificação será através do seu modo de funcionamento; assim, a maioria dos sensores de fibra óptica é classificável segundo o tipo de modulação do sinal óptico (amplitude/intensidade, fase; em certos casos, frequência, comprimento de onda ou polarização).

2. Sensores de modulação de intensidade

Neste tipo de sensores, a intensidade luminosa transmitida pela fibra óptica é variada por um mecanismo apropriado; a Fig. 1 indica alguns tipos gerais [3-6].

Na Fig. 1.a), a introdução de microcurvaturas na fibra provoca radiação para o exterior da fibra de uma fracção da potência luminosa guiada; na Fig. 1.b), a variação da posição do reflector provoca uma variação da potência luminosa captada pela fibra receptora; na Fig. 1.c), o movimento relativo das máscaras faz variar a potência na fibra receptora.

Estes sensores empregam, em geral, fibras multimodo e fontes não coerentes (LEDs, por exemplo). São económicos e simples, mas sujeitos a erros devidos a flutuações de intensidade causadas pelo emissor óptico ou por

perturbações ao longo das fibras. A utilização de um caminho de referência melhora substancialmente o resultado [6].

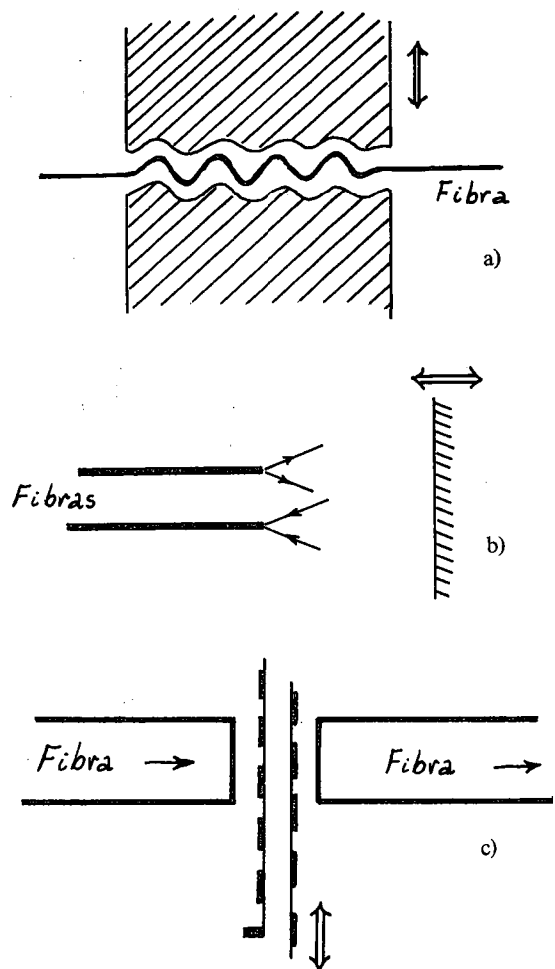


Fig. 1 — Esquemas básicos utilizados em sensores de modulação de intensidade.

- a) modulação por microcurvatura da fibra óptica;
 b) modulação por reflexão num espelho móvel;
 c) modulação por transmissão através de uma máscara móvel.

3. Sensores de modulação de fase

Nestes sensores, a grandeza física que se pretende medir actua sobre a fibra óptica modulando a fase da radiação por ela transmitida. Numa configuração típica, Fig. 2, a radiação de uma fonte coerente excita simultaneamente a fibra sensora e uma fibra de

referência; os dois sinais são recombinados e detectados numa configuração que não é mais que um interferómetro de fibras ópticas [3-6].

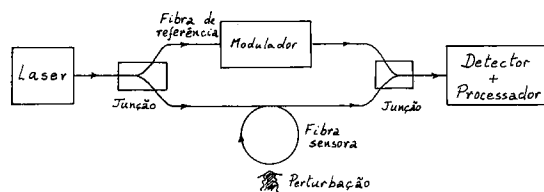


Fig. 2 — Esquema genérico de um sensor de modulação de fase (interferómetro de Mach-Zehnder).

Estes sensores, pela sua natureza, empregam *lasers* (de preferência semicondutores) e fibras ópticas monomodo (por vezes do tipo que mantém a polarização da luz transmitida [7]). É obviamente necessária uma fonte óptica coerente para a obtenção de interferência, daí o uso de *lasers*. Numa fibra multimodo, a profundidade de modulação de fase varia de modo para modo e, além disso, as fases relativas desses modos guiados são aleatórias; daí a necessidade de utilização de fibra monomodo (em que o modo guiado tem uma propagação axial do tipo onda plana, mas com um perfil de amplitude aproximadamente gaussiano).

A modulação de fase pode ser directa ou indirecta; neste caso, a grandeza física em causa afecta um elemento conversor, que por sua vez actua directamente sobre a fibra.

Vejamos quais os mecanismos que produzem a modulação de fase da radiação guiada [3]. O atraso de fase total da onda guiada num determinado percurso de fibra óptica monomodo depende essencialmente de três parâmetros da fibra: comprimento, índice de refacção e diâmetro. Cada um deles pode ser actuado do exterior. Por exemplo:

- comprimento: tensão longitudinal, expansão térmica;
- índice de refacção: temperatura, pressão, tensão longitudinal;
- diâmetro: pressão radial, expansão térmica.

O interferómetro de Mach-Zehnder [8] pode ser utilizado para a construção de hidrofones extremamente sensíveis, acelerómetros e magnetómetros (usando materiais magnetoestrictivos depositados na fibra, por exemplo).

Um outro tipo de interferómetro de fibras ópticas é utilizado num sensor de rotação (giroscópio): o interferómetro de Sagnac [8], Fig. 3.

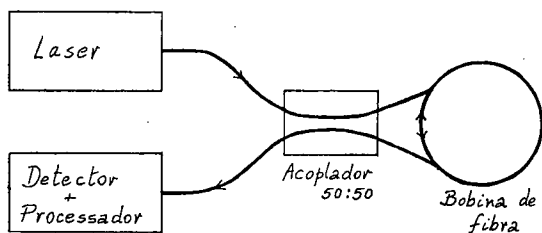


Fig. 3 — Esquema básico do giroscópio de fibra óptica (interferómetro de Sagnac).

O seu princípio de funcionamento assenta no facto de, estando a bobina de fibra óptica a rodar com uma certa velocidade angular, a radiação injectada simultaneamente nos dois extremos da fibra e percorrendo a bobina em sentidos opostos, emergir em instantes de tempo diferentes; a diferença de fase obtida é proporcional ao comprimento da fibra, ao diâmetro da bobina e à velocidade angular. Este sistema atinge ou excede a qualidade de funcionamento dos melhores giroscópios mecânicos, com evidentes vantagens.

4. Outros tipos de sensores de fibra óptica

Seria fastidioso descrever pormenorizadamente a grande multiplicidade de sensores de fibra óptica que utiliza outros tipos de codificação da informação. Valerá a pena, contudo, chamar a atenção para alguns exemplos importantes.

As fibras ópticas podem ser utilizadas em anemometria *laser* Doppler, nomeadamente em aplicações na área médica [3].

Vários tipos de termómetros utilizando fibras ópticas têm vindo a ser demonstra-

dos [3, 6, 9], tirando partido, por exemplo, da dependência na temperatura da fotoluminescência de semicondutores.

O efeito de rotação de Faraday (rotação do plano de polarização devida a um campo magnético) pode ser utilizado num sensor de intensidade de corrente eléctrica, aplicável com vantagem em linhas de alta tensão. A Fig. 4 mostra um esquema do dispositivo. Radiação polarizada de um *laser* é lançada numa fibra óptica monomodo com baixa birrefringência [7]. O campo magnético criado pela

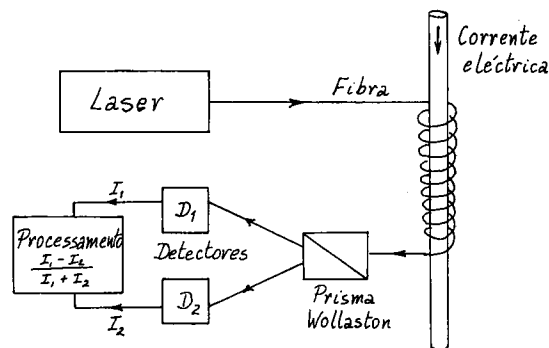


Fig. 4 — Sensor de intensidade de corrente eléctrica utilizando o efeito de rotação de Faraday.

corrente eléctrica provoca uma rotação do plano de polarização da luz guiada pela fibra, que pode ser analisada à saída da fibra [3].

5. Conclusão

As fibras ópticas permitem construir sensores e sistemas de sensores de numerosas grandezas físicas. Estes sensores apresentam frequentemente vantagens importantes sobre as respectivas alternativas clássicas. Nomeadamente, sensores utilizando fibras monomodo e *lasers* permitem atingir sensibilidades muito elevadas. Alguns dispositivos passaram já da fase de investigação para a de produção. Espera-se que, num futuro próximo, muitos outros sistemas venham a surgir. A associação de *lasers* (particularmente lasers semiconduto-

res) a fibras ópticas monomodo e circuitos ópticos integrados conduzirá a sistemas muito interessantes.

REFERÊNCIAS

- [1] KAO, C. K., HOCKHAM, G. A. — «Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies», Proc. IEE, **113**, 1151 (1966).
- [2] KEISER, G. — «Optical fiber communications», McGraw-Hill (1983). Ver ainda de BARROS, M. A. R. P. — «Lasers em comunicação», neste número da Gazeta de Física.
- [3] CULSHAW, B. — «Optical fiber sensing and signal processing», Peter Peregrinus Ltd., 1984.
- [4] GIALLORENZI, T. G., et. al. — «Optical fiber sensor technology», IEEE MTT-30, p. 472, 1982.
- [5] SIGEL, Jr. G. H. — «Fiber-optic sensors» OFC'85, (1985).
- [6] ULRICH, R. — «Fiber-optic sensors», Journées d'électronique, Lausanne, 1982.
- [7] JEUNHOMME, L. B. — «Single-mode fiber optics», Marcel Dekker Inc (1983).
- [8] HECHT, E., ZAJAC, A. — «Optics», Addison Wesley (1973).
- [9] JACKSON, D. A. — «Optical fibre sensors», OFS'85, San Diego (1985).



Adere à

SOCIEDADE EUROPEIA DE FÍSICA

fundada em 1968

Divisões:

Astronomia e Astrofísica
Física Atômica e Molecular
Física Matéria Condensada
Física Altas Energias e Partículas
Física Nuclear
Óptica
Física Plasmas
Electrónica Quântica

Quota anual 44 Fr. suíços



precioptic

OPTOMECÂNICA DE PRECISÃO, SARL

Rua do Carrçal, 38 — Senhora da Hora
4450 MATOSINHOS — PORTUGAL
Telef.: (02) 952504 • Telex 25445 INDU P

PLANOS DE GRANITO DE ALTA PRECISÃO

- AFERIÇÃO E RECTIFICAÇÃO DE PLANOS NO DOMICÍLIO
- INTERFERÓMETROS DE DESLOCAMENTO

Metrologia dimensional Laser

O. D. D. SOARES, A. O. S. GOMES

Centro de Física da Universidade do Porto
Faculdade de Ciências, Praça Gomes Teixeira, 4000 PORTO

1. Introdução

Em Metrologia uma das áreas mais significativas em volume de operações (Indústria, Ciência e Biomedicina) é a Metrologia dimensional.

Sistemas metrológicos de tipo diverso: geométrico, radiométrico, interferométrico, difractivo, espectrométrico, citando apenas os de uso mais corrente, podem ser concebidos a partir da exploração de características geométricas e ondulatórias da radiação Laser.

Para além de possuir as características comuns às técnicas ópticas: fiabilidade, flexibilidade, elevada sensibilidade, grande precisão, facilidade de emprego e operação em tempo real, estes sistemas apresentam algumas vantagens adicionais:

- i) — Mensuração à distância com ausência de contacto físico e isenta de contaminações: mecânica, material e energética.
- ii) — Mensuração em regiões pouco acessíveis.
- iii) — Mensuração em ambientes severos e agressivos.
- iv) — Possibilidade de medida global (processamento paralelo da informação em tempo real).

Pela flexibilidade de implementação que apresenta, a Metrologia dimensional Laser permite ainda reduzir um elevado número de operações metrológicas complexas a operações combinadas de metrologia unidimensional, revestindo-se de grande importância a criação e desenvolvimento de métodos e técnicas neste domínio.

No sistema metrológico que se descreve, o compromisso entre extensão de gama de medida e precisão desejável levou a considerar princí-

pios físicos diferentes para operações metrológicas aparentemente idênticas, por forma a manter-se a um nível aceitável a complexidade do sistema, extrair-se o máximo da flexibilidade e ampliar-se as áreas de aplicação. O sistema desenvolvido, que cobre uma gama de medida do micrometro aos centímetros, assumiu duas configurações distintas: uma orientada para o processamento unidimensional de figuras de difracção, sendo no entanto de utilização mais geral, e outra baseada num princípio de varrimento do feixe Laser, que permite obter dimensões lineares, de grandeza apreciavelmente mais elevada que a anterior.

O sistema, para além de aproveitar as características intrínsecas da tecnologia Laser, procura retirar vantagens do elevado desenvolvimento dos fotodetectores, nomeadamente dos «array» de fotodíodos e das possibilidades oferecidas pela microelectrónica e controlo por microprocessador.

2. Princípios metrológicos do sistema

2.1 Princípio difractométrico

O princípio difractométrico baseia-se no facto de um objecto iluminado por um Laser produzir uma configuração própria, dita figura de difracção, cuja distribuição de intensidade e fase codifica informação dimensional sobre o objecto. Em particular, quando este tem uma estrutura e forma regulares podem ser obtidas dimensões lineares do objecto por análise radiométrica da figura de difracção e posterior descodificação metrológica, Fig. 1.

2.2 Princípio telemétrico

O feixe Laser pode apresentar uma apreciável directividade e fraca divergência permi-

tindo materializar uma direcção espacial com elevada precisão. Utilizando um espelho móvel montado num sistema galvanométrico, é pos-

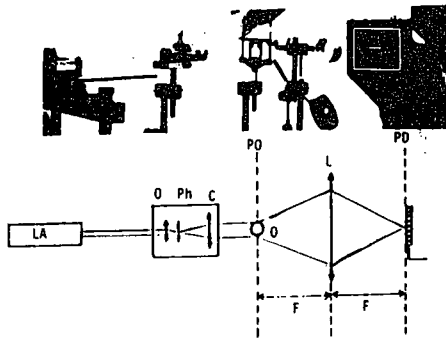


Fig. 1 — Princípio difractivométrico.

(LA—laser; O—objectiva de microscópio; Ph—pin-hole; C—lente colimadora; PO—plano objecto; PD—plano imagem de difracção; L—lente transformadora; F—distância focal).

sível efectuar um varrimento transversal do feixe Laser, e estabelecer uma relação entre o movimento do feixe e uma dimensão linear do objecto.

Na forma mais simples o feixe move-se paralelamente a si próprio, representando o tempo de varrimento um dado deslocamento, e conseqüentemente o tempo em que o detector do feixe regista a sombra provocada pelo objecto poderá medir a dimensão linear deste no sentido do varrimento, Fig. 2.

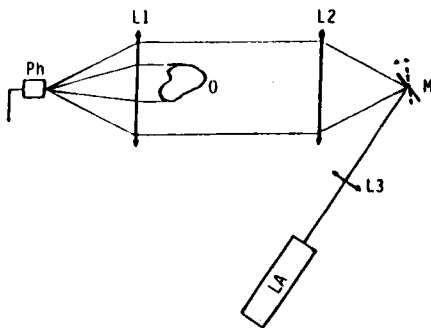


Fig. 2 — Princípio telemétrico.

(LA—laser; M—espelho deflector; L1 e L2—lentes colimadoras; L3—lente correctora de divergência; O—objecto; Ph—Foto-Díodo).

3. Configurações do sistema metrológico Laser

3.1 Configuração difractivométrica [1, 3]

A Fig. 3 representa um diagrama de blocos na configuração difractivométrica do sistema metrológico, em que o sistema óptico pode variar de acordo com a aplicação particular.

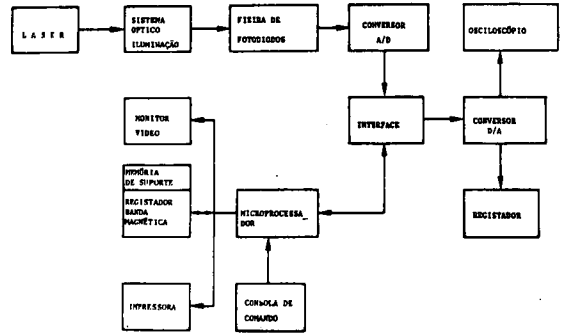


Fig. 3 — Diagrama de blocos da configuração difractivométrica do sistema metrológico.

A unidade radiométrica da figura de difracção é constituída por um «array» de fotodíodos de dimensões micrométricas ($15 \mu\text{m} \times 26 \mu\text{m}$ separados por $20 \mu\text{m}$). O fotossinal obtido, depois de digitalizado, é memorizado e processado pelo microprocessador, para descodificação metrológica e obtenção da medida.

O sistema desenvolvido possui periféricos de entrada e saída de dados, comandos e programas tais como: teclado, monitor vídeo, impressora, gravador-reprodutor magnético e traçador gráfico.

Para a descodificação metrológica, a partir da figura de difracção, são usados essencialmente dois métodos: localização de valores característicos da distribuição de intensidade, tais como os mínimos, e seu relacionamento com a dimensão a medir, ou cálculo de autocorrelação por aplicação da F.F.T. à distribuição de intensidade da figura de difracção.

O sistema nesta configuração foi explorado desde alguns micrometros até ao milímetro, com resoluções de cerca de $1 \mu\text{m}$.

Na Fig. 4 representa-se um exemplo de aplicação do sistema na medida de folgas de dilatação de segmentos de pistão.

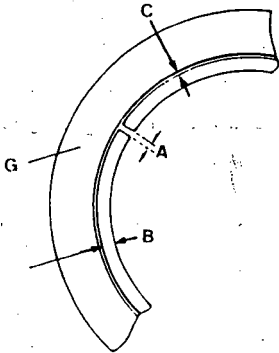


Fig. 4 a) — Controlo dimensional de segmentos de pistão.

(G — anel metrológico; A — folga de dilatação; B — largura do pistão; C — fenda de ajuste).

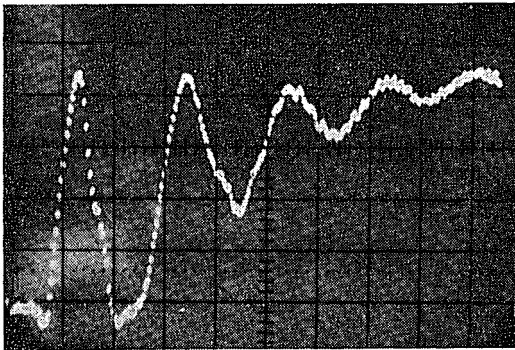


Fig. 4 b) — Distribuição de intensidade da figura de difração na medida da folga de dilatação de um pistão. Controlo dimensional de segmentos para pistão de automóvel.

O sistema nesta configuração foi ainda utilizado noutras montagens metrológicas para aplicações em: interferometria, detecção de fase, análise de superfícies, metrologia de granitado Laser (“speckle”), metrologia Moiré e espectrometria.

3.2 Configuração telemétrica [2, 3]

A implementação prática do princípio telemétrico depara com vários problemas: efeito

de vibrações, ruído, erros de posicionamento do feixe sobre o eixo do espelho móvel, não-linearidade do varrimento, variação de velocidade do varrimento, flutuação da intensidade do Laser, variações térmicas, etc.

Para os ultrapassar a configuração final teve de ser bastante elaborada, Fig. 5.

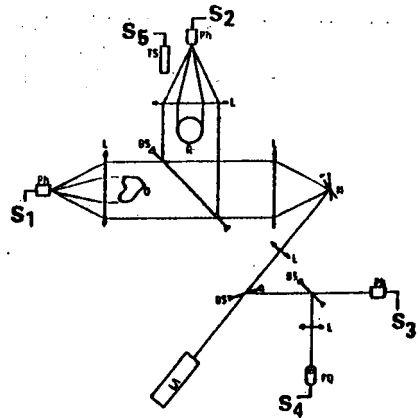


Fig. 5 — Configuração do sistema telemétrico. (O — objecto a medir; R — padrão de referência; LA — laser; TS — sensor térmico; L — lente; BS — divisor de feixe; Ph — fotodiodo; FQ — fotodiodo de quatro quadrantes; M — espelho deflector; S — fotossinal).

Os fotossinais S_1 e S_2 são amplificados e comparados com a tensão de referência, ajustada de acordo com o fotossinal S_3 . As saídas

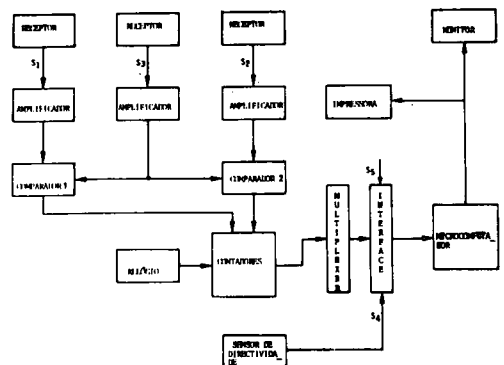


Fig. 6 — Diagrama de blocos da configuração telemétrica do sistema real.

dos comparadores controlam as entradas de relógio para os contadores, um dos quais conta

impulsos em número proporcional às dimensões do objecto e o outro em número proporcional às dimensões do padrão de acordo com a sombra do feixe Laser sentida pelos fotodetectores Ph_1 e Ph_2 respectivamente. Os valores das contagens e os sinais S_4 e S_5 que controlam respectivamente a directividade do feixe e a variação térmica são introduzidos no micro-computador para obtenção da medida, Fig. 6.

Esta configuração do sistema foi explorada sob várias formas de modo a aproveitar a flexibilidade do sistema óptico e as potencialidades do método, Fig. 7.

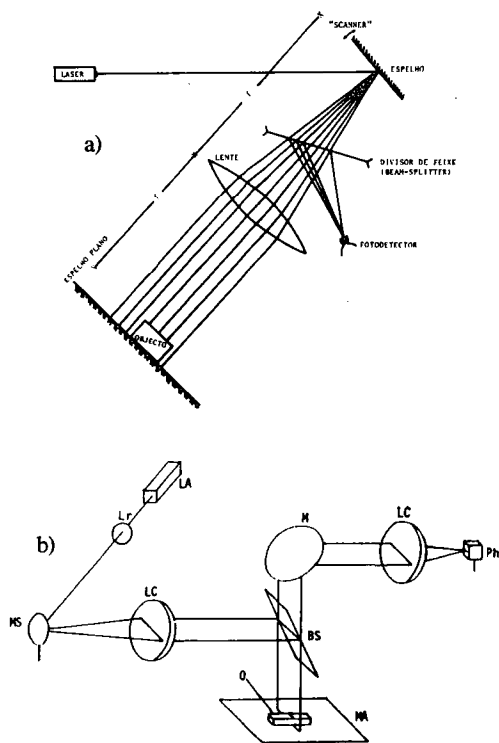


Fig. 7 — Montagens em retro-reflexão para a configuração telemétrica do sistema metrológico.

a) — Montagem em retro-reflexão; b) — Montagem em retro-reflexão com dupla passagem do feixe.

(M — espelho; O — objecto; LA — laser; LC — lente colimadora; BS — divisor do feixe; Ph — fotodiodo; MS — espelho deflector; Lr — lente correctora de divergência; MA — espelho auxiliar).

Numa gama de medida de 1 mm a 50 mm obtiveram-se resoluções da ordem dos 10 μm ,

representando-se na Fig. 8 um resultado típico da medida de uma peça mecânica de calibração.

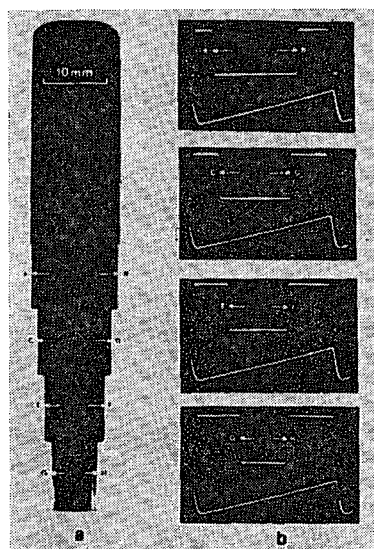


Fig. 8 — Resultados típicos obtidos na configuração telemétrica do sistema metrológico.

a) — Peça mecânica calibrada; b) — visualização da medida em osciloscópico.

Traço superior — sinal do fotodiodo detector da sombra do objecto;

Traço inferior — evolução temporal do varrimento.

4. Conclusão

O sistema desenvolvido em ambas as configurações mostra o interesse da exploração de características geométricas e ondulatórias na concepção de sistemas metrológicos que devem revestir na sua realização a menor complexidade possível dentro da desejada adequação às medidas a efectuar.

REFERÊNCIAS

- [1] O. D. D. SOARES, A. O. S. GOMES — *Dissecador de Imagens Metrológico Unidimensional*, Patente n.º 80074, I.N.P.I., Portugal (1985).
- [2] O. D. D. SOARES, A. O. S. GOMES — *Micrómetro Laser de Varrimento*, Patente n.º 80335, I.N.P.I., Portugal (1985).
- [3] O. D. D. SOARES, A. O. S. GOMES — *Laser Dimensional Metrology*, International Advanced Study Institute, Viana do Castelo (1984).

Microtopologia diferencial

J. C. A. FERNANDES

Centro de Física da Universidade do Porto
Faculdade de Ciências, Praça Gomes Teixeira, 4000 PORTO

1. Razões da técnica

A análise das formas de superfície é uma questão importante principalmente para o sector industrial no controlo de produção por forma expedita.

A técnica apresentada, de fácil montagem, tem as seguintes características:

- i) medição sem contacto;
- ii) velocidade — o sistema pode ser desenvolvido de modo a acompanhar o ritmo de produção;
- iii) afinação fácil para variações de sensibilidade entre grandes limites (normalmente do decímetro ao micrometro);
- iv) aplicação a superfícies não ópticas;
- v) análise absoluta de formas ou a sua comparação com uma superfície de referência real ou modelo matemático;
- vi) registo global, isto é, a informação é captada de uma só vez para toda a superfície e não ponto a ponto;
- vii) resultado apresentado com diferenças de cota em relação a um modelo, quer pontual quer globalmente — técnica de Moiré — e no caso do modelo ser uma superfície plana, o resultado virá como a topografia absoluta da superfície em estudo;
- viii) possibilidade de montagem em transmissão, aplicável a objectos não opacos com variações localizadas de índice de refração — estudo de fase.

Como áreas de aplicação podemos realçar, no sector industrial, a referida utilização no controlo de qualidade, quer na linha de produção (uma vez que não necessita que as superfícies tenham acabamento óptico), quer na metrologia laboratorial. Nesta, depois de uma análise global mais grosseira, pode-se detalhar em pormenor a topografia de áreas reduzidas, com uma simples selecção de maior sensibilidade.

2. Montagem utilizada

A montagem base (Fig. 1) consiste num sistema de produção de franjas de interferência, utilizando um interferómetro de Michelson,

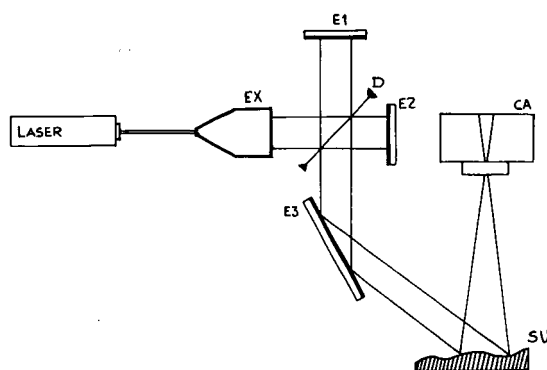


Fig. 1 — Esquema de montagem.

usando-se como fonte de luz um laser de He-Ne de 15 mW, com o feixe expandido de 1 para cerca de 25 mm de diâmetro.

As franjas, cujo espaçamento é ajustável por actuação nos espelhos dos braços do interferómetro (E1 e E2), são projectadas sobre a

superfície em estudo (SU), no caso com um ângulo de aproximadamente 45 graus em relação à normal. A recolha de imagem é feita fotograficamente.

O estudo documentado (Fig. 2) refere-se ao estudo da superfície de um segmento de

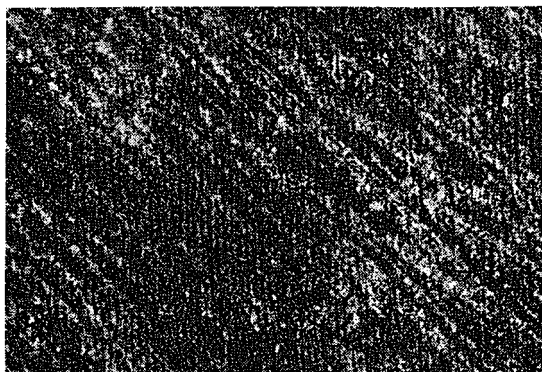


Fig. 2 — Projecção de franjas de interferência sobre a superfície de um segmento de um pistão de um motor.

um motor de combustão interna em que o espaçamento entre franjas utilizado foi de 7 micrometros e a área de cerca de 1 milímetro quadrado, que no caso da montagem utilizada estaria perto do limite prático para máxima sensibilidade.

A análise da imagem foi ainda feita manualmente, tendo dado como resultado a detecção de micro-rugosidades locais com profundidades até cerca de 5-6 micrometros com base na geometria da projecção indicada na Fig. 3.

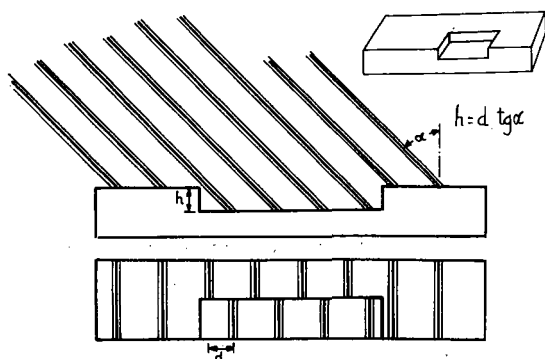


Fig. 3 — Geometria da montagem.

3. Melhoramentos previstos

Estão previstos diversos melhoramentos a introduzir na técnica básica exposta:

- i) Utilização da técnica holográfica para a reconstrução dos feixes — já ensaiada e com excelentes resultados. Foi obtida uma grande estabilidade da montagem, tornando-a mais fácil de inserir num ambiente industrial.

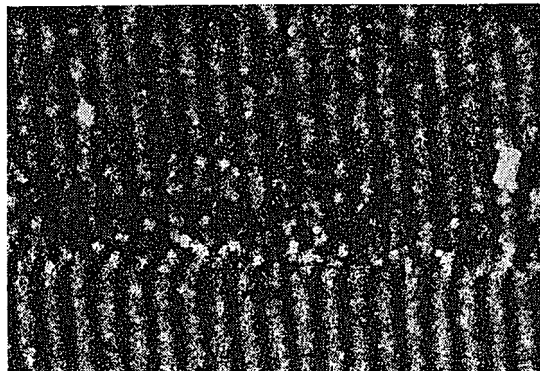


Fig. 4 — Pista condutora em cobre de um circuito impresso.

- ii) Processamento da imagem — com um sistema vídeo de aquisição de imagem com digitalização, que permitirá uma operação em tempo real do sistema sem as demoras a que a técnica fotográfica comporta.
- iii) Este sistema permitirá o tratamento digital das imagens recolhidas, pensando-se conseguir a sua completa automatização.

BIBLIOGRAFIA

- S. W. ROWE et al., *Nature*, **216**, 786 (1966).
 R. E. BROOKS et al., *Applied Optics*, **8**, 935 (1969).
 Y. YOSHINO et al., *Applied Optics*, **15**, 2414 (1976).
 J. C. PERRIN et al., *Applied Optics*, **16**, 563 (1979).
 P. VARMAN et al., *Optics and Lasers in Engineering*, **3**, 87, (1982).
 J. B. SCHEM, et al., *Applied Optics*, **22**, 285 (1983).
 A. LIVNAT et al., *Applied Optics*, **22**, 3232 (1983).

Granitado Laser

A. L. V. S. LAGE

Centro de Física da Universidade do Porto
Faculdade de Ciências, Praça Gomes Teixeira, 4000 PORTO (Portugal)

Introdução

Com o aparecimento do Laser surge um fenómeno inesperado: a imagem da superfície de um objecto iluminado por um Laser apresenta um granitado chamado granitado Laser (SPECKLE), cujas dimensões e distribuição espacial dependem do observador, da posição deste e dos níveis de iluminação. Apesar do granitado Laser estar intimamente associado à invenção do Laser, o estudo deste fenómeno iniciou-se muito antes.

Consideremos uma superfície difusora e iluminada por uma fonte de luz coerente e cuja rugosidade é superior ao comprimento de onda da radiação utilizada. Dado o carácter difusor desta, podemos considerar que cada ponto re-emite a luz comportando-se como uma fonte de ondas esféricas. A interferência destas ondas com intensidades e fases aleatórias, mas coerentes, origina um padrão com aspecto granitado que se designa por granitado Laser.

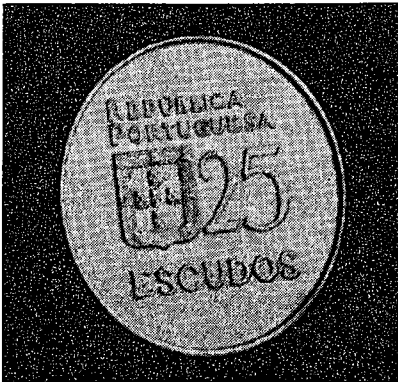


Fig. 1 — Fotografia de um objecto iluminado por uma lâmpada de incandescência (f/11).

A Fig. 1 representa um objecto iluminado por uma lâmpada (fonte de radiação inco-

rente) e nas Figs. 2 e 3 o mesmo objecto iluminado por um Laser. Nestas duas últimas, dado o carácter coerente da fonte de radiação, cada ponto da imagem é obtido pela interferência de ondas esféricas provenientes de diversos pontos do objecto, resultando daí uma imagem com granitado. Na Fig. 1, dada a falta de coerência da fonte, há uma integração temporal obtendo-se uma imagem sem granitado. É ainda de notar, nas Figs. 2 e 3, a diferença

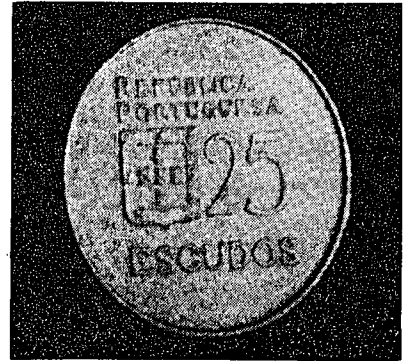


Fig. 2 — Fotografia de um objecto iluminado por um Laser He-Ne (f/11).

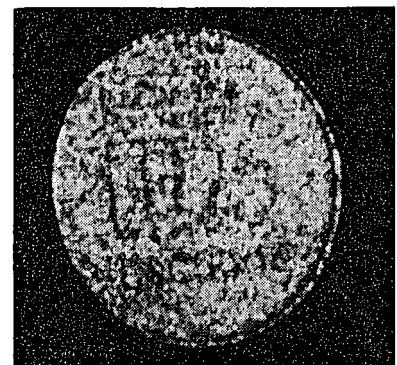


Fig. 3 — Fotografia de um objecto iluminado por um Laser He-Ne (f/32)

da dimensão do grão. Na verdade, este não depende da rugosidade da superfície do objecto,

mas sim da resolução do sistema óptico formador de imagem, ou seja, no caso de uma lente, da sua abertura.

Inicialmente o granitado Laser foi encarado como ruído da imagem, originando dificuldades como por exemplo no campo da holografia e no processamento óptico. Porém, dado que o granitado Laser contém informação da superfície e resulta de um processo interferométrico, é possível explorá-lo na análise da superfície e do seu comportamento.

Hoje o granitado Laser é considerado como uma nova ferramenta fundamental na Metrologia Óptica e com várias outras aplicações inclusive no processamento de imagens.

Granitado Laser

Consideremos uma superfície difusora iluminada por um feixe Laser, na qual cada ponto vai actuar como uma fonte pontual de ondas esféricas (Fig. 4). A amplitude da onda em

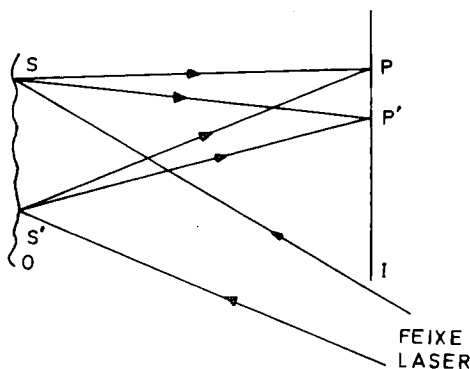


Fig. 4 — O — superfície do objecto; I — plano de imagem.

qualquer ponto do espaço resulta do somatório das amplitudes complexas das diversas contribuições de cada ponto da superfície iluminada. Sendo $\phi(x, y)$ a rugosidade da superfície no ponto $S(x, y)$, a amplitude complexa $U(r)$ da

luz difundida no ponto $S(r)$ da superfície é dada por

$$U(r) = k \iint u(x, y) \exp \left[\frac{2 \pi i}{\lambda} A \phi(x, y) \right] dx dy$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação Laser, A é um factor geométrico, k é uma constante e $u(x, y)$ é a amplitude complexa da radiação incidente. Dado que suposemos a rugosidade superior ao comprimento de onda, a amplitude no ponto $S(r)$ é uma soma de amplitudes complexas com fase e intensidade aleatórias, com intensidade variável entre zero e um valor máximo. Qualquer ponto do espaço terá uma intensidade resultante da contribuição dos diferentes pontos da superfície. Para um ponto vizinho de P, P' , apesar das amplitudes das componentes individuais poderem variar lentamente, a sua fase relativa altera-se rapidamente provocando na resultante variações bruscas.

Nesta breve introdução ao granitado Laser não cabe um estudo detalhado das suas propriedades estatísticas, aliás bem referenciado na literatura [1]. Pela sua importância e para uma melhor compreensão deste fenómeno destacamos a probabilidade da intensidade \mathcal{J} pertencer ao intervalo $(\mathcal{J}, \mathcal{J} + d\mathcal{J})$ num ponto como sendo dada por:

$$P(\mathcal{J})d\mathcal{J} = \frac{1}{\langle \mathcal{J} \rangle} \exp \left(\frac{-\mathcal{J}}{\langle \mathcal{J} \rangle} \right)$$

onde $\langle \mathcal{J} \rangle$ é o valor médio da intensidade do granitado na região.

Consideremos a imagem do objecto num plano (I) formada por um sistema óptico constituído por uma lente com uma determinada abertura (Fig. 5). A cada ponto S da superfície do objecto vai corresponder no plano imagem I uma figura de difracção centrada no ponto P . Ao ponto S' , vizinho de S , vai corresponder outra figura de difracção centrada em P' mas coincidente em parte com a obtida anteriormente, a menos da fase que depende da rugosidade da superfície. A amplitude em P resulta assim da soma das amplitudes complexas das várias figuras de difracção de pontos

vizinhos de S, sendo a sua intensidade devida à contribuição de uma área do objecto cen-

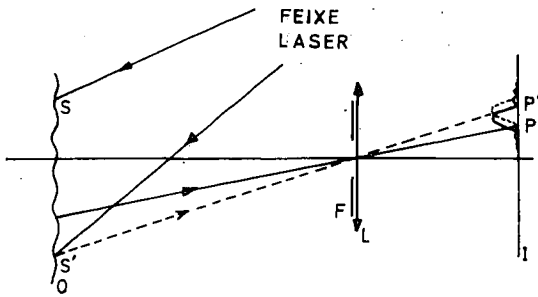


Fig. 5 — O — superfície do objecto; I — plano de imagem; L — lente; F — diafragma (filtro espacial).

trada em S cuja intensidade varia entre zero e um valor máximo, dadas as características da fonte de iluminação. A distância mínima entre dois pontos da superfície para os quais as figuras de difracção não interferem corresponde na imagem a dois pontos afastados de

$$\overline{SS'} = \frac{2,4 \lambda x}{a}$$

em que a é o diâmetro da abertura suposta circular do sistema óptico e x a distância da lente ao plano imagem I. Este resultado foi obtido com base na figura de difracção no infinito de uma abertura circular que corresponde a

$$f(r) = \frac{2 J_1(z)}{z} \quad z = \frac{2 \pi}{\lambda} ax$$

sendo $J_1(z)$ a função de Bessel de primeira espécie e de primeira ordem da variável z .

Se considerarmos o tamanho do grão como a distância entre os dois mínimos da função de Bessel a dimensão deste é

$$\frac{2,4 \lambda x}{a}$$

isto é, só depende da abertura da lente formadora da imagem.

Justifica-se assim o facto de nas Figs. 2 e 3 surgir granitado Laser de dimensões diferentes, dado que as fotografias foram obtidas com aberturas diferentes.

Podemos considerar o granitado Laser como um conjunto de redes aleatórias com frequência espacial variável, e que a máxima frequência é imposta pelo sistema óptico. Este funciona como um filtro passa baixo relativamente às frequências espaciais da frente de onda difundida pela superfície.

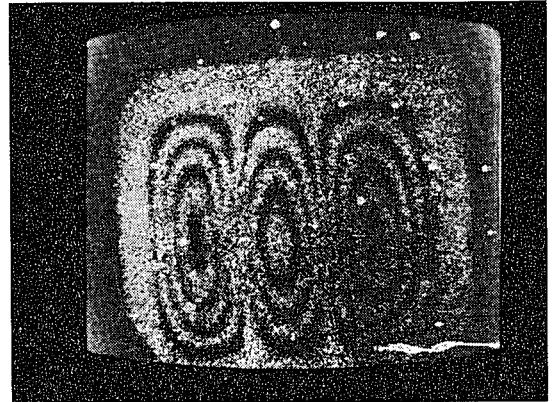


Fig. 6 — Modo de vibração de uma chapa de aço com 2 mm de espessura frequência = 1,75 KHz.

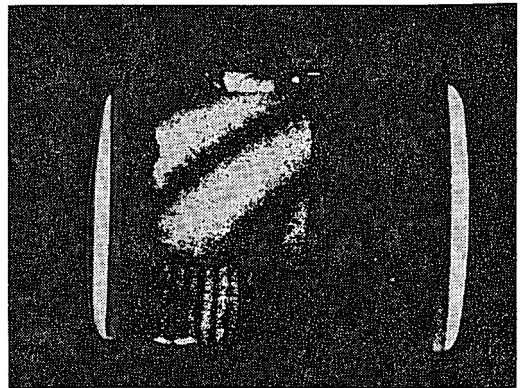


Fig. 7 — Deformação de um objecto sujeito a uma carga.

Os sistemas de registo da imagem utilizados por esta técnica podem apresentar mais baixa resolução do que os usados nos métodos holográficos, dado necessitarem de resolver unicamente as frequências contidas pelo granitado Laser. Torna-se assim possível transpor as técnicas de holografia interferométrica para técnicas de granitado Laser nas quais se substitui a placa holográfica de alta resolução pelo

«target» de uma câmara de vídeo. Evita-se desta forma o processamento químico e o reposicionamento da placa holográfica. Este método é normalmente designado por “Electronic Speckle Pattern Interferometry” ou ESPI, e foi inicialmente estudado por Butters e Leendertz [2].

Aplicações

A nível da Metrologia pode-se falar em vários métodos de aplicação, sendo talvez os mais importantes a fotografia de granitado Laser e a interferometria de granitado Laser. A distinção entre os dois não é fácil dado ambos envolverem registo do granitado Laser e interferometria. Na fotografia de granitado Laser considera-se a existência de uma rede intimamente ligada à superfície do objecto e que acompanha os movimentos desta. A informação é obtida pela análise da deformação sofrida pela rede. Na interferometria de gra-

nitado Laser a informação é obtida pela correlação entre duas manchas de granitado Laser.

Estas duas técnicas de granitado Laser tornam possível medidas na gama de 100 μm a 0.1 μm sendo possível ampliar esta gama com técnicas de heterodinagem.

As Figs. 6 e 7 mostram exemplos de aplicações das técnicas de granitado Laser no estudo de vibrações de deformações, tendo sido obtidas com o sistema de ESPI por nós desenvolvido.

Além das citadas aplicações esta técnica permite analisar a forma da superfície («contouring»), deformações, vibrações, movimentos de fluídos, citando apenas os de uso mais corrente.

- [1] J. W. GOODMAN — Laser Speckle and Related Phenomena. J. C. DAINTY, Spring-Verlag: Berlim (1975).
- [2] J. N. BUTTERS e J. A. LEENDERTZ — Journal of Measurement and Control, 4 (1971).

Ondas térmicas na análise não destrutiva de materiais

M. ZAMITH SILVA e J. A. FERREIRA

Laboratório de Física, Universidade do Minho

1. Introdução

A utilização de ondas térmicas na análise não destrutiva de materiais é uma técnica recente que permite detectar e representar as características térmicas de uma amostra, quer à superfície, quer na região imediatamente subjacente. Nesta técnica são criadas ondas térmicas usando um feixe intenso de energia, habitualmente um laser ou um feixe de electrões, modulado em intensidade e focado na amostra.

Foi a partir do efeito fotoacústico [1], descoberto há mais de um século por Alexander Graham Bell [2], que esta técnica se desenvolveu. Bell verificou que, se interrompesse periodicamente um feixe de luz focado sobre um diafragma num tubo auditivo, podia obter

um sinal audível. Dado não existirem na altura detectores sensíveis que permitissem quantificar os sinais acústicos, esta descoberta foi rapidamente esquecida e, quando ressurgiu, o então chamado *efeito optoacústico* foi inexplicavelmente aplicado apenas a amostras gasosas. Desde que, nos últimos anos, passou a ser utilizado também no estudo de sólidos e líquidos, o efeito fotoacústico encontrou aplicações em numerosas áreas de investigação, desde a física e a química até à biologia e à medicina.

Tendo-se concluído que o sinal fotoacústico dependia não só das propriedades ópticas da amostra mas também das suas características térmicas, dado que o efeito era decomponível num efeito fototérmico seguido de um efeito termoacústico, procuraram-se métodos alternativos para detectar as ondas térmicas criadas

na amostra, que serviriam para detecção e caracterização de variações locais das propriedades térmicas. Os parâmetros que podem ser estudados por este processo são a densidade, o calor específico e, sobretudo, a condutividade térmica.

Entre as principais aplicações da técnica incluem-se o estudo de superfícies, películas finas, semicondutores, revestimentos metálicos e isoladores, e amostras biológicas.

2. Criação e detecção das ondas térmicas

Quando um feixe laser é focado numa pequena área de uma amostra, a radiação incidente pode ser absorvida, dando-se um aquecimento na região da absorção: à superfície ou na sua vizinhança se a amostra for opaca, em impurezas ou defeitos internos se a amostra for transparente à radiação utilizada. Modulando a intensidade do feixe incidente, a frequências normalmente compreendidas entre 10 Hz e 10 MHz, o aquecimento periódico provocado será a fonte de ondas térmicas. Estas ondas são fortemente amortecidas e a sua amplitude torna-se desprezável ao fim de um ou dois comprimentos de onda. No entanto, dentro do seu raio de alcance, as ondas térmicas interactuam com as heterogeneidades térmicas da amostra, de modo matematicamente equivalente aos processos de difusão e reflexão de ondas convencionais. Efectuando um varrimento do feixe laser através da superfície da amostra e registando a resposta em cada ponto, é possível obter um mapa ou imagem das suas características térmicas. A resolução máxima atingível depende das dimensões do feixe focado e do comprimento de onda térmico, dado por:

$$\lambda_t = 2\pi \sqrt{\frac{2k}{\rho C \omega}}$$

em que $\omega = 2\pi\nu$, sendo ν a frequência de modulação em Hertz, k é a condutividade térmica, ρ a massa volúmica e C o calor

específico. Pode mostrar-se que a resolução está limitada a $\sim \lambda_t/2\pi$.

Todos os métodos de detecção das ondas térmicas reflectidas e difundidas pelas heterogeneidades térmicas da amostra recorrem à medição de um de dois efeitos por elas provocado: a variação local da temperatura da superfície e o sinal termoelástico na amostra. Antes se descrevermos os métodos, convém realçar que qualquer deles permite detectar e representar descontinuidades térmicas no interior da amostra, seja esta transparente ou opaca, até uma profundidade de poucos comprimentos de onda térmica. Uma vez que λ_t depende da frequência de modulação, ao diminuir esta é possível aumentar o alcance em profundidade, embora à custa de uma perda de resolução. (Tipicamente, para um isolador térmico, se $\nu = 1$ MHz virá $\lambda_t \sim 0,5 \mu\text{m}$ e se $\nu = 100$ Hz; $\lambda_t \sim 50 \mu\text{m}$).

O sinal fornecido por qualquer dos transdutores utilizados nos diferentes métodos de detecção é amplificado usando um amplificador *lock-in* que, tendo como referência o sinal modulador, mede a amplitude e também a fase do sinal detectado. Deste modo, para uma mesma frequência, podem obter-se *imagens térmicas* da amostra a diferentes profundidades (dentro do alcance correspondente a essa frequência) variando a fase de detecção. Como alternativa podem usar-se lasers pulsados e estudar a variação do sinal ao longo do tempo, após cada impulso de radiação [3].

Devido às condições periódicas de tensão-deformação na região aquecida, são produzidas ondas termoelásticas. Estas ondas têm a mesma frequência das ondas térmicas que as originam, mas os comprimentos de onda são muito superiores (alguns milímetros para $\nu = 1$ MHz). A amplitude e a fase das ondas termoelásticas estão directamente relacionadas com os perfis de temperatura no volume aquecido, sendo portanto directamente afectadas pela presença de ondas térmicas difundidas ou reflectidas e funcionando meramente como transportadores ou amplificadores da informação contida nestas (Fig. 1).

Um dos métodos de detecção das ondas termoelásticas utiliza um transdutor piezoelétrico em contacto acústico com a amostra [4]. O método tem a vantagem de permitir a utilização de frequências muito elevadas (~ 10 MHz), sendo portanto indicado para as aplicações em microscopia com ondas térmicas. O emprego destes transdutores tem a desvantagem de exigir contacto com a amostra.

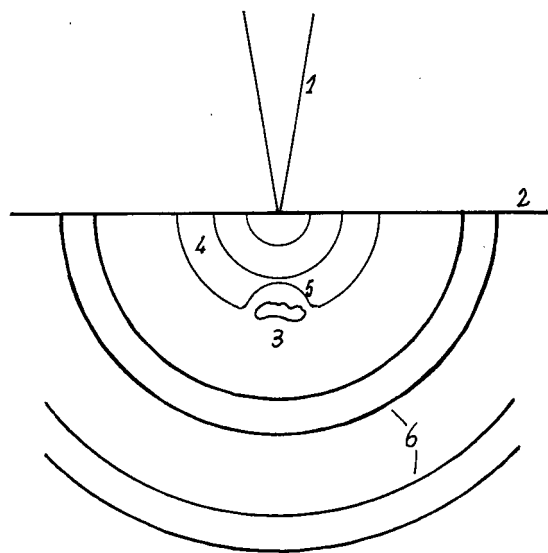


Fig. 1 — Processos físicos envolvidos na interação das ondas térmicas com uma heterogeneidade térmica (adaptado da ref. [11]). 1. Feixe laser focado, 2. Superfície da amostra, 3. Heterogeneidade térmica, 4. Ondas térmicas incidentes, 5. Onda térmica reflectida. 6. Ondas termoelásticas.

É possível detectar a deformação termoelástica da superfície da amostra na zona de incidência do feixe de excitação, recorrendo-se para esse fim a um feixe de prova (normalmente de um laser de Hélio-Néon). Há pelo menos dois processos alternativos de medir essa deformação [5]: *a*) um método interferométrico em que a superfície da amostra funciona como o braço de um interferómetro de Michelson convencional; *b*) um processo em que o feixe de prova incide normal ou obliquamente à superfície da amostra, próximo da zona de incidência do feixe excitador, sendo a

deflexão periódica devida à vibração da superfície detectada por um sensor de posição. Qualquer dos processos mede a sobreposição de dois efeitos, a deformação da superfície e a variação do índice de refração do ar junto à mesma, causada pelo gradiente de temperatura aí existente.

Este último efeito pode ser usado noutro método em que o feixe de prova passa paralelamente à superfície e próximo desta. A deflexão periódica deste feixe é detectada também com um sensor de posição [6]. Esta técnica e a anterior são extremamente sensíveis e evitam o contacto com a amostra, mas exigem um alinhamento perfeito dos componentes ópticos e ausência de vibrações.

As variações de temperatura da superfície da amostra podem ser medidas através das variações da reflectividade [7], usando um feixe de prova que incide normalmente à superfície na zona do feixe modulador, ou pelo método mais directo, que emprega um detector de infravermelhos [8]. Para que a sensibilidade deste método seja comparável à de outros, é necessário o recurso a detectores que funcionam a baixas temperaturas ($< 77\text{K}$).

O microfone foi o primeiro detector usado em fotoacústica e na análise não destrutiva com ondas térmicas [9]. Embora o método seja muito sensível, tem alguns inconvenientes graves: a amostra tem de ser colocada numa célula de dimensões reduzidas, não permite a utilização de frequências superiores a cerca de 10 KHz e o sinal pode ser difícil de interpretar por ser composto por duas contribuições, uma devida à variação da temperatura superficial da amostra e outra causada pela vibração da superfície.

Qualquer dos métodos citados é sensível a pelo menos mais um parâmetro da amostra, que pode variar localmente: coeficiente de expansão e constantes elásticas da zona aquecida, estado, morfologia e emissividade da superfície. No entanto, a diversidade de métodos de detecção é um dos principais atractivos da técnica na análise não destrutiva de materiais.

3. Exemplos de aplicações

Uma vez que é já muito elevado o número de aplicações das ondas térmicas neste campo, não é possível fazer aqui a sua enumeração exaustiva. Seleccionaram-se alguns exemplos de aplicações que fossem representativos dos diversos métodos de detecção. Na ref. [10] pode ser encontrado um conjunto bastante completo de aplicações actuais.

Um dos principais objectivos iniciais da investigação com ondas térmicas foi a sua aplicação à microelectrónica. Neste campo os transdutores piezoeléctricos têm a vantagem de permitir grande resolução, tendo sido aplicados em circuitos integrados na detecção de microfracturas, controlo da implantação de dopantes e estudo do perfil em profundidade [11].

A detecção por interferometria da deformação superficial foi utilizada para localizar defeitos de falta de adesão entre revestimentos e substractos [12]. Na zona de adesão deficiente, a principal contribuição para o sinal é devida ao empolamento do filme.

Usando um feixe de prova normal à superfície para detectar a sua deformação é possível medir com precisão a espessura de filmes finos, transparentes ou opacos, de um modo não destrutivo e sem contacto [13].

Uma das aplicações tecnológica e comercialmente mais importantes utiliza a detecção da reflectividade da superfície para controlar o processo de implantação iónica em silício, podendo ser aplicada tanto aos próprios circuitos impressos como a pastilhas de teste [14]. O método é não destrutivo, sem contacto, apresenta grande sensibilidade à dose de iões implantados e resolução espacial da ordem do micrometro.

As alterações físicas e químicas em películas de tinta durante envelhecimento acelerado podem ser caracterizadas medindo, com um detector de infravermelhos, a variação de temperatura à superfície após excitação com um impulso laser [15].

Tanto a célula com microfone como a deflexão de um feixe de prova paralelo à superfície da amostra podem ser usadas na detecção de fracturas subsuperficiais em sólidos opacos, tendo a comparação entre estes dois métodos revelado uma ligeira superioridade do segundo pois a célula com microfone não permite detectar fracturas verticais (paralelas ao feixe excitador) [16].

REFERÊNCIAS

- [1] ROSENCWAIG, A. — Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [2] BELL, A. G. — *Philos. Mag.*, **11**, 510 (1881).
- [3] CIELO, P. — *J. Appl. Phys.*, **56**, 230 (1984).
- [4] BUSSE, G. and ROSENCWAIG, A. — *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 815 (1980).
- [5] OLMSTEAD, M. A., AMER, N. M., KOHN, S., FOURNIER, D. and BOCCARA, A. C. — *Appl. Phys.*, **A32**, 141 (1983).
- [6] BOCCARA, A. C., FOURNIER, D. and BADOZ, J. — *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 130 (1980).
- [7] ROSENCWAIG, A., OPSAL, J., SMITH, W. L. and WILLENBORG, D. L. — *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 1013 (1985).
- [8] NORDAL, P.-E. and KANSTAD, S. O. — In *Scanned Image Spectroscopy*, ed. E. A. ASH; Academic Press, London, 1980, p. 311.
- [9] WONG, Y. H., THOMAS, R. L. and HAWKINS, G. F. — *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 538 (1978).
- [10] 4th International Topical Meeting on Photoacoustic, Thermal and Related Sciences, Canada, August 1985 (Technical Digest).
- [11] ROSENCWAIG, A. — *Science*, **218**, 223 (1982).
- [12] ROUSSET, G., BERTRAND, L. and CIELO, P. — *J. Appl. Phys.*, **57**, 4396 (1985).
- [13] OPSAL, J., ROSENCWAIG, A. and WILLENBORG, D. L. — *Appl. Opt.*, **22**, 3169 (1983).
- [14] SMITH, W. L., ROSENCWAIG, A. and WILLENBORG, D. L. — *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 584 (1985).
- [15] GILCHRIST, J. R., IMHOF, R. E., THORNLEY, F. R., BIRCH, D. J. S. and STRIVENS, T. A., ref. [10], TuD7.
- [16] GRICE, K. R., INGLEHART, L. J., FAVRO, L. D., KUO, P. K. and THOMAS, R. L. — *J. Appl. Phys.*, **54**, 6245 (1983).

VÁCUO-86

- **ENCONTRO DE AGENTES DE EQUIPAMENTO DE VÁCUO**

no Complexo I, INIC; Instituto Superior Técnico, LISBOA

Dia 30 de Julho pelas 14h00

Contactar: Prof. A. M. C. Moutinho
Centro de Física Molecular
Telef. 01 - 572499

- **CURSO PARA OPERADORES**

TECNOLOGIA E APLICAÇÕES DO VÁCUO

Braga, 25 e 26 de Setembro

Contactar: Prof. Pereira dos Santos
Departamento de FÍSICA
Universidade do Minho
Av. João XXI, 4700 BRAGA
Telef. 053 - 27707/8/9

- **ENCONTRO NACIONAL DOS UTILIZADORES DO VÁCUO**

Braga, 27 de Setembro, 09h00

Contactar: Prof. Pereira dos Santos
Departamento de FÍSICA
Universidade do Minho
Av. João XXI, 4700 BRAGA
Telef. 053 - 27707/8/9

Venha almoçar connosco

CAIOLAB

Praça D. Afonso V, 120
4100 Porto • Tel. 682028

EQUIPAMENTO CRIOGÉNICO
E DE LABORATÓRIO, LDA.

... Ai verá o equipamento que aqui temos anunciado.



VOL. 9 • FASC. 2 • ABRIL 1986

SUMÁRIO

Problemas pedagógicos do ensino da Dinâmica — II	25
<i>M. Constança Batoréu Providência</i>	
Tempo e Relatividade — I	36
<i>P. Crawford do Nascimento e A. Isabel Simões</i>	
Simulação de um modelo físico simples	41
<i>J. M. Nunes da Silva</i>	
Noticiário da Sociedade Portuguesa de Física	46
 Laser Portugal - 25 anos depois (continuação)	
Lasers em Medicina (<i>L. M. Bernardo</i>)	XXXVII
Lasers em Oftalmologia (<i>P. Ribeiro</i>)	XLII
Um Laser é mais brilhante que o Sol!?	XLIV
Os Lasers em espectroscopia (<i>M. Alves Marques</i>)	XLV
Lasers em detecção remota (<i>J. Lemos Pinto</i>)	LIV
Sensores de fibras ópticas (<i>A. M. P. P. Leite</i>)	LVI
Metrologia dimensional laser (<i>O. D. D. Soares e A. O. S. Gomes</i>)	LX
Microtopologia diferencial (<i>J. C. A. Fernandes</i>)	LXIV
Granitado Laser (<i>A. L. V. S. Lage</i>)	LXVI
Ondas térmicas na análise não destrutiva de materias	LXIX
<i>M. Zamith Silva e J. A. Ferreira</i>	