

Princípios do Laser

M. RIBAU TEIXEIRA, F. CARVALHO RODRIGUES

LNETI, Estrada Nacional 10; 2865 Sacavém

1. Introdução

Grande esforço científico e de engenharia dedicado à área dos lasers vem sendo dispendido desde 1960, data em que Maiman viu coroado de êxito os seus esforços para construir o primeiro laser, esforço somente comparável ao dedicado ao domínio do radar, durante a última guerra. A razão deste interesse científico e técnico pela área dos lasers deve-se ao facto de um feixe laser possuir características especiais, que o tornam único entre as fontes de luz actualmente existentes.

A palavra laser é uma sigla da expressão inglesa «light amplification by stimulated emission of radiation». É usada indiscriminadamente para designar a radiação ou o dispositivo que a produz.

Um dispositivo laser é constituído por três elementos indispensáveis: o meio activo que pode ser sólido, líquido ou gasoso, a fonte de energia e a cavidade óptica. O meio activo formado por átomos, iões ou moléculas é o amplificador da luz; a fonte transfere energia para o meio, excitando-o; e as superfícies reflectoras que definem a cavidade óptica fornecem a realimentação da luz amplificada.

Esta luz, que pode ser produzida da extremidade ultra-violeta do espectro à infra-vermelha, passando pela região do visível é uma radiação monocromática, de alta intensidade e alta direcionalidade, propagando-se no espaço em feixes cilíndricos [1].

As linhas espectrais da radiação do laser têm uma largura praticamente desprezável, e quando comparadas com as de uma fonte convencional, são algumas ordens de grandeza mais estreitas. Esta pureza espectral torna a

sua radiação coerente, isto é, com todas as amplitudes das ondas de emissão, em fase.

Estas características permitem uma convergência fácil num foco, e conduzem a contornos nítidos da mancha focal, dificilmente obtidos com uma fonte de luz convencional. Este foco aliado às elevadas densidades de potência que são necessárias às aplicações industriais do laser tornaram-no um instrumento ideal para corte, soldadura e furação de materiais metálicos e outros.

2. Base histórica

O primeiro laser data de 1960, mas as suas raízes mergulham nos primeiros tempos da teoria quântica, quando Einstein em 1917 introduziu pela primeira vez a ideia da emissão estimulada. Posteriormente, em 1923, Tolman observou que, se a razão entre as densidades de dois estados atómicos exceder a razão dos seus pesos estatísticos, a emissão estimulada deverá dominar a absorção, e uma onda plana em vez de atenuada deve ser amplificada [2].

A emissão estimulada foi considerada por Ladenburg, nos anos vinte, para explicar as medidas da dispersão anómala na vizinhança das linhas de emissão de descargas de neon. A amplificação não foi, contudo, observada.

Mais tarde, em 1940, Fabrikant observou uma vez mais que a condição de absorção negativa exige que a razão das densidades de dois estados exceda a razão dos seus pesos estatísticos, propondo para atingir esta situação o uso de colisões de segunda espécie para despovoar o estado de energia mais baixa. Nesta época nenhuma referência era feita à possibilidade de se usar uma cavidade para

produzir oscilações de uma maneira controlada, nem nenhuma menção era feita ao intervalo de frequências em que esta experiência deveria ser realizada.

Depois da guerra, Townes e os seus colaboradores construíram amplificadores e osciladores que usavam a emissão estimulada no intervalo de frequências das micro-ondas. Zeiger e Gordon, juntamente com Dicke, propuseram o uso de transições rotacionais na amónia numa cavidade constituída por um par de placas separadas por um número inteiro de semi-comprimentos de onda, isto é um ressoador de Fabry-Pérot.

Schawlow e Townes, em 1958, fizeram um tratamento geral do problema, que incluía pela primeira vez a discussão da grandeza do ganho baseada num tratamento semelhante ao das micro-ondas e apresentaram também um tratamento rudimentar da discriminação dos modos.

Aproximadamente na mesma época, Basov e Prokhorov propuseram o uso de um ressoador de Fabry-Pérot e de amónia, de modo semelhante ao proposto por Dicke.

A primeira proposta para o uso de uma descarga eléctrica para se alcançar a inversão de população foi feita por Javan e por Sanders em 1959. Javan propôs o uso de colisões de segunda espécie não para despovoar o estado inferior, como Fabrikant havia feito, mas para povoar o estado superior de energia. Concretamente foi proposta a transferência de excitação do estado metaestável 3S_1 do hélio para povoar o $2s_3$ do néon. Sanders propôs o impacto electrónico inelástico para criar uma distribuição não-Boltzmanniana [2]. Tanto o esquema proposto por Javan como o de Sanders têm tido larga aplicação, mas foi o esquema do hélio-néon que deu o primeiro laser gasoso em 1961 e é este o método usado na maioria dos lasers gasosos presentemente manufacturados.

3. Emissão do laser

Comparemos em primeiro lugar a luz de um laser à de uma fonte convencional, a fim de compreendermos melhor os princípios da emissão do laser e as características da sua radiação.

A lâmpada de incandescência que está representada na figura 1, emite fotões ao acaso no tempo e no espaço. Se a intensidade de uma destas lâmpadas de 150 W for medida à distância de 1 metro só serão detectados $1,2 \text{ mW/cm}^2$. Por outro lado, o laser representado na mesma figura emite um feixe colimado, com uma divergência de 1 a 2 miliradianos, podendo ter, em virtude da sua pequena divergência, uma intensidade de algumas centenas de Watts por centímetro quadrado, a 1 metro do laser. Um feixe de 150 W focado por uma lente num círculo de 0,013 cm de diâmetro dá uma intensidade de $1,2 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ [3].

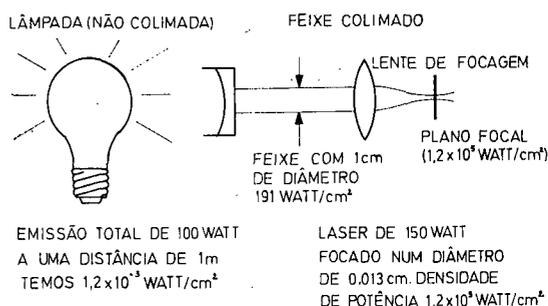


Fig. 1—Luz de uma fonte convencional e de um laser.

Pelo anteriormente exposto, as características da luz das fontes convencionais e dos lasers são bem distintas, porque os processos físicos em que se baseia a emissão destas fontes são muito diferentes.

A base de emissão das fontes convencionais reside no seu meio material. O meio material destas fontes de luz tem por constituintes átomos e moléculas em diferentes estados de energia. Os átomos e as moléculas podem saltar de um estado para o outro por meio de transições electrónicas a que se associa a emissão e a absorção de certas quantidades de energia electromagnética ou fotões. Os átomos são continuamente «bombeados» para estados excitados mas pouco tempo depois (cerca de 10^{-8} segundos) tem lugar a emissão espontânea, pela qual os átomos perdem a sua energia de excitação transferindo-a para fotões que são emitidos numa direcção qualquer e com fases aleatórias [1].

A grandeza desta emissão espontânea de fótons (coeficiente de emissão), nas fontes de luz como as lâmpadas de incandescência, descargas de arco e luminescentes e outras, é determinada só pelas propriedades dos estados da matéria, isto é, pelo tipo de átomos, pela temperatura (que afecta o grau de excitação dos átomos) e é independente de qualquer radiação que possa estar presente. Quando estas fontes de luz estão em equilíbrio termodinâmico, a razão entre o coeficiente de emissão e o coeficiente de absorção das substâncias que as constituem é uma função universal da frequência e da temperatura (lei de Kirchhoff). Por vezes, as fontes convencionais não estão em equilíbrio termodinâmico. Para se aplicar a lei de Kirchhoff a estas circunstâncias é essencial que um quasi-equilíbrio, ou equilíbrio termodinâmico restrito exista, de maneira que seja possível definir uma temperatura para o meio. Este equilíbrio restrito ou local pode ser mantido, por meio de colisões. A lei de Kirchhoff não se aplica aos sistemas em que tal equilíbrio local não exista. Um destes sistemas é o laser.

O processo físico envolvido na emissão dum feixe laser é o fenómeno da emissão estimulada ou induzida (ver fig. 2) que foi previsto por

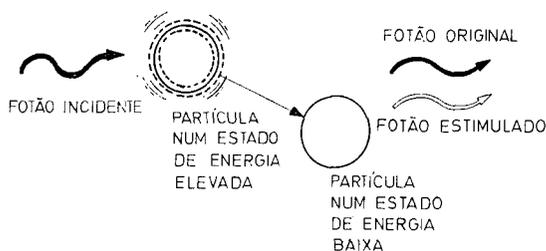


Fig. 2—Emissão estimulada.

Einstein em 1917. Quando um feixe de fótons é absorvido pelos átomos ou pelas moléculas que constituem o meio activo dum laser, a sua energia, ao ser convertida em energia interna, eleva os átomos para um estado quântico mais excitado. Durante o período de duração deste estado, os átomos podem irradiar esta energia espontaneamente, regressando ao estado fundamental ou a outro intermédio, ou podem ainda ser estimulados por fótons exteriores a

emitirem novos fótons como se representa na fig. 3. Esta emissão de fótons é denominada emissão estimulada, pelo facto de os átomos excitados serem forçados pelos fótons exterior-

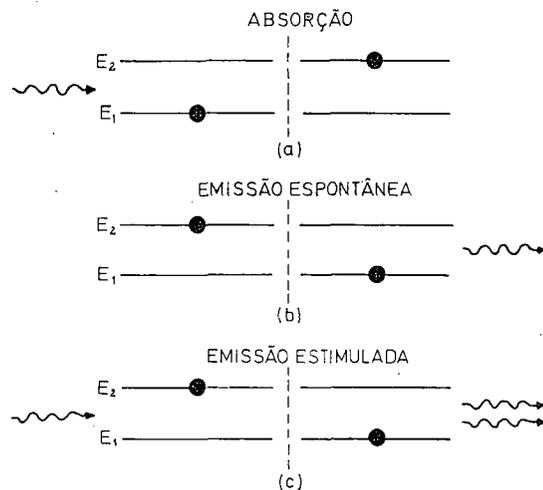


Fig. 3— a) Quando um átomo no estado fundamental absorve um fóton, é excitado para um estado de energia mais alta.

b) O átomo excitado pode então irradiar energia espontaneamente, emitindo um fóton e regressando ao estado fundamental.

c) Um átomo excitado pode também ser estimulado a emitir um fóton quando com ele choça um fóton exterior.

Assim, além do fóton estimulante há agora um segundo fóton do mesmo comprimento de onda, voltando o átomo ao estado fundamental.

res a emitirem novos fótons com a mesma fase e frequência que os primeiros, constituindo juntos um feixe de radiação coerente. Assim, a emissão estimulada é uma transição atômica cuja probabilidade depende do número de fótons presentes no meio.

Para ser possível uma reacção em cadeia que produza a amplificação da luz é necessário que mais de metade destes fótons sejam para estimular outras emissões. Contudo, estes fótons podem ser absorvidos pelos átomos que estão no estado fundamental ou em estados de baixa energia. Então, a amplificação de luz só terá lugar se houver mais átomos no estado de energia mais alta do que no estado de energia mais baixa. Esta situação de não-equilíbrio é designada por inversão de população.

Uma vez estabelecida a inversão de população entre dois níveis de energia, o meio material actua como um amplificador para a radiação $\nu = (E_b - E_a)/h$, em que E_b e E_a são as energias dos níveis envolvidos e h é a constante de Planck. Para transformar este sistema num oscilador tem de ser criada uma realimentação, que pode ser conseguida colocando o amplificador dentro de uma cavidade formada por dois espelhos numa configuração Fabry-Pérot. Visto que os espelhos desta cavidade têm uma reflectividade menor do que 100 %, algumas das ondas de luz que se propagam ao longo do eixo do sistema são parcialmente reflectidas quando encontram um dos reflectores. Esta reflexão para dentro do meio amplificador constitui a realimentação que provoca a subida do campo electromagnético dentro da cavidade. Quando numa passagem completa o ganho devido à emissão estimulada exceder as perdas por passagem, resultantes da dispersão e de outros processos dentro do amplificador óptico e da «fuga» do campo através dos espelhos, então pode-se dar a oscilação. Esta condição será então atingida para um valor particular da inversão de população denominado inversão de população limiar [4].

Como numa cavidade de micro-ondas, só certas distribuições do campo electromagnético podem ser mantidas dentro do ressoador Fabry-Pérot. Estas distribuições do campo são chamadas modos da cavidade. São dois os principais tipos de modos que podem existir nesta cavidade: os modos longitudinais, e as várias configurações do campo electromagnético perpendiculares ao eixo óptico ou modos transversais.

Os modos longitudinais serão definidos pelo número de semi-comprimentos de onda do campo electromagnético que podem estar contidos entre os reflectores. O espaçamento entre as frequências destes modos será $\Delta\nu = c/2d$, em que c é a velocidade da luz e d é a distância entre os reflectores. Para uma cavidade de 1 metro, esta separação é de 150 MHz. A notação dos modos transversais é TEM_{mn} (TEM, transverse electro-magnetic) de maneira que a descrição completa de um modo da cavidade será TEM_{mnq} .

A largura de uma linha de emissão correspondente a uma transição num sistema laser pode ser muitas vezes superior ao espaçamento entre os modos longitudinais. Pode então dar-se a oscilação simultaneamente em mais do que um destes modos longitudinais. Para separar estes modos, de maneira a poder ser obtida a operação numa frequência única, podem ser usados vários métodos. Um laser a funcionar neste regime, diz-se que está em «mode-locked». É evidente que esta oscilação só poderá ser obtida num sistema no qual o ressoador fornece uma realimentação suficiente para permitir à intensidade do campo óptico aumentar no ponto em que o ganho compensa as perdas por passagem [5].

Também podem ser obtidos impulsos de alta potência de meios laser de ganho elevado, retirando temporariamente a realimentação, até que a inversão de população atinja o seu máximo. Sendo a realimentação estabelecida nesta altura, permite ao campo uma subida rápida (em tempos da ordem de d/c) para valores muito elevados. Este processo que envolve a alteração do Q da cavidade, até que as condições de amplificação óptica sejam estabelecidas, é denominado «Q-Switching». Pode ser realizado mecanicamente pela rotação de um dos espelhos do ressoador, ou electricamente por meio de uma grande variedade de dispositivos electro-ópticos ou acusto-ópticos.

4. Tipos de laser

a) Lasers de estado sólido

O primeiro laser construído por Maiman em 1960, foi feito com um cristal de rubi de terminais planos e revestidos a prata. O rubi é constituído por óxido de alumínio com alguns átomos de alumínio substituídos por crómio. Os níveis importantes para a acção laser num átomo de crómio estão representados na fig. 4. A semi-vida do estado designado na fig. 4 por E_m é da ordem de 3×10^{-3} segundos, quase um milhão de vezes maior do que a semi-vida da maior parte dos estados atómicos excitados (da ordem de 10^{-8} segundos). No laser de rubi os átomos que se encontram neste estado, designado por estado metaestável por ter uma

vida longa, são estimulados por fótons de 6943 \AA para realizarem a transição para o estado fundamental produzindo outro fóton idêntico. Isto só é possível se, momentanea-

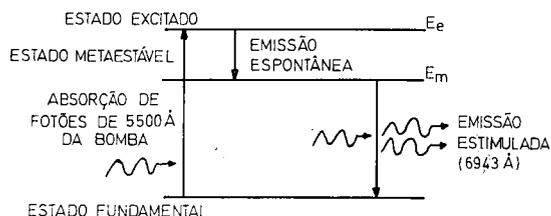


Fig. 4 — Níveis de energia e transições do laser de rubi (íons Cr^{3+}).

mente, a população dos átomos de crómio no estado metaestável for tornada muito maior do que a população do estado fundamental. Um método conhecido por «bombeamento óptico», que consiste em iluminar o cristal de rubi por um flash brilhante de luz com o comprimento de onda de 5500 \AA , permite obter esta inversão de população. Os fótons de 5500 \AA são absorvidos pelos átomos de crómio no estado excitado E_e . Passados cerca de 10^{-8} segundos, os átomos excitados E_e sofrem uma transição espontânea para o estado metaestável E_m , uma vez que a probabilidade de transição directa do estado E_e para o fundamental é pequena.

Estando a maioria dos átomos de crómio no seu estado metaestável, um fóton com o comprimento de onda de 6943 \AA , emitido por um átomo numa transição espontânea para o seu estado fundamental, irá estimular transições semelhantes noutros átomos de crómio, produzindo a amplificação da luz.

A reflexão nos terminais planos e paralelos permite aumentar a probabilidade de interacção fotónica, criando um feixe altamente dirigido. Na extremidade parcialmente reflectora, uma pequena percentagem dos fótons incidentes escapa-se constituindo o feixe do laser. No laser construído por Maiman este feixe era de luz vermelha, tinha a duração de 0,3 milisegundos e a potência no pico de 10^4 W [4].

Depois de ter sido usado um cristal de rubi como material activo, outros materiais sólidos foram estudados como meio activo de lasers.

Como o laser de estado sólido de rubi só podia funcionar em condições de excitação por impulsos de alta potência, começou a tornar-se claro que as potencialidades dos lasers de estado sólido só seriam realizadas se elas pudessem ser desenvolvidas em sistemas capazes de funcionar em onda contínua («continuous wave operation»). De todos os meios activos estudados o mais eficiente foi o de neodímio em YAG («yttrium aluminium garnet»). Este sistema é um sistema laser de quatro níveis, ao contrário do laser de rubi (de três níveis). Nos lasers de quatro níveis é necessário um limiar mais baixo para se obter a inversão de população devido à menor densidade do estado terminal que é reduzida pelo factor de Boltzmann, desde que as eficiências de bombeamento e as vidas médias não sejam substancialmente reduzidas.

A transmissão de energia óptica da «bomba óptica» para o cristal de Nd-YAG e a emissão do feixe laser são explicadas pelo sistema de quatro níveis dos íons de neodímio (Nd^{3+}). Estes íons, quando são iluminados com um flash de tubo de quartzo são elevados para o nível de energia E_4 (fig. 5) porque alguns

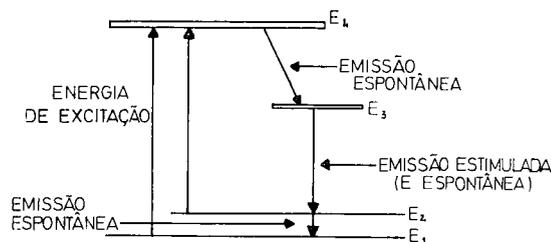


Fig. 5 — Níveis de energia e transições do laser de neodímio (íons Nd^{3+}).

comprimentos de onda da lâmpada de xenon, sendo compatíveis com os íons de neodímio, são facilmente absorvidos. Os íons excitados no nível E_4 voltam ao fim de alguns microssegundos para o nível E_3 , o nível metaestável, a partir do qual decaem emitindo um fóton de $10,6 \mu\text{m}$ e passando ao nível E_2 que se relaxa no estado fundamental E_1 . À medida que a transmissão para o nível E_3 ocorre, também tem lugar além da emissão espontânea, a emissão estimulada entre os níveis E_3 e E_2 .

b) Lasers gasosos

Os gases oferecem um grande número de vantagens como materiais de laser. Apresentam linhas espectrais de pequena largura; podem ser encerrados em tubos cilíndricos permitindo a combinação de altos valores do factor Q da cavidade com o funcionamento num único modo, para se obter uma pureza espectral e uma direcionalidade não encontradas em nenhum outro sistema óptico; apresentam um grande número de processos de interacção elementar possíveis, o que vem a corresponder a um grande número de transições laser. De todos os processos de interacção possíveis, os métodos de inversão realmente efectivos estão limitados a processos de colisões.

No laser de hélio-néon a inversão de população é realizada pela técnica da fluorescência por transferência de ressonância [6]. O laser de hélio-néon de Javan, Bennett e Herriot que foi o primeiro a funcionar continuamente e o primeiro a utilizar um meio gasoso é baseado nesta técnica. Os electrões produzidos e acelerados no campo eléctrico de uma descarga de radio-frequência excitam o nível metaestável 2^3S do hélio. Por colisões inelásticas esta energia vai excitar os átomos de néon da descarga para os níveis $2s$ e especialmente para o nível $2s_2$ que é o que está mais próximo do estado do hélio. Foi observado o funcionamento contínuo para várias transições $2s-2p$, mas o efeito mais forte foi para a transição $2s_2-2p_4$ a $1,15 \mu\text{m}$ (ver fig. 6).

Entre outras transições importantes que podem levar à emissão estimulada devemos mencionar a linha visível $3s_2-2p_4$ a 6328 \AA . Neste caso, o nível superior recebe a sua excitação do nível metaestável 2^1S do hélio numa posição de ressonância com o nível $3s$ do néon.

Outro laser que emite no infra-vermelho é o de CO_2 . Foi Patel em 1964 que pela primeira vez conseguiu a sua emissão a partir de descargas pulsadas em CO_2 puro. Aproximadamente na mesma altura foi verificado ser possível construir um sistema muito mais eficiente, baseado na transferência de energia

vibracional do azoto para o dióxido de carbono. Outro grande avanço ocorreu quando se verificou que a adição de hélio aumentava

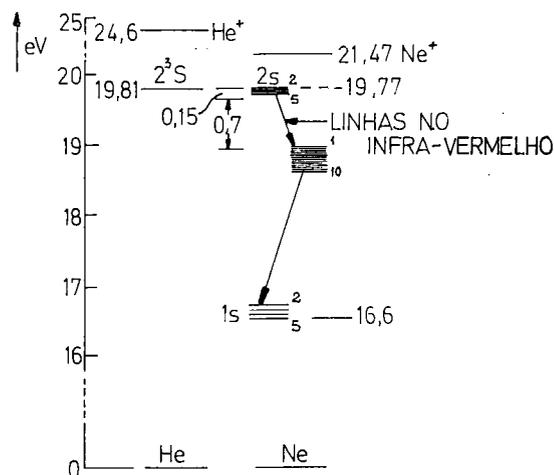


Fig. 6 — Diagrama dos níveis de energia da mistura He-Ne. Transferência de ressonância por colisões de segunda espécie entre os níveis 2^3S de He e $2s$ do Ne e subsequentes transições laser.

a potência obtida com a mistura de N_2 e CO_2 para 106 W [5].

A maneira de obter a inversão de população está representada na fig. 7 que é um

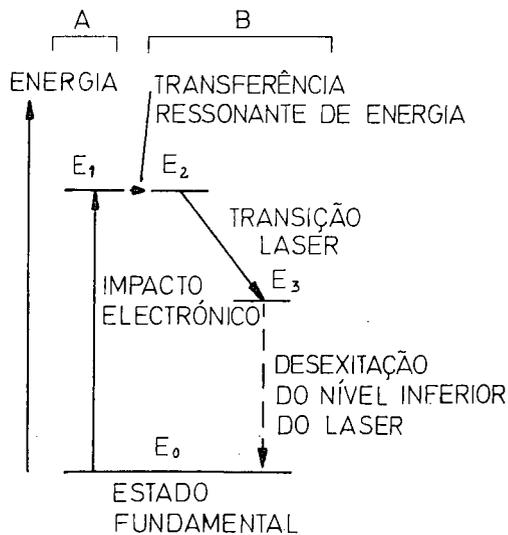


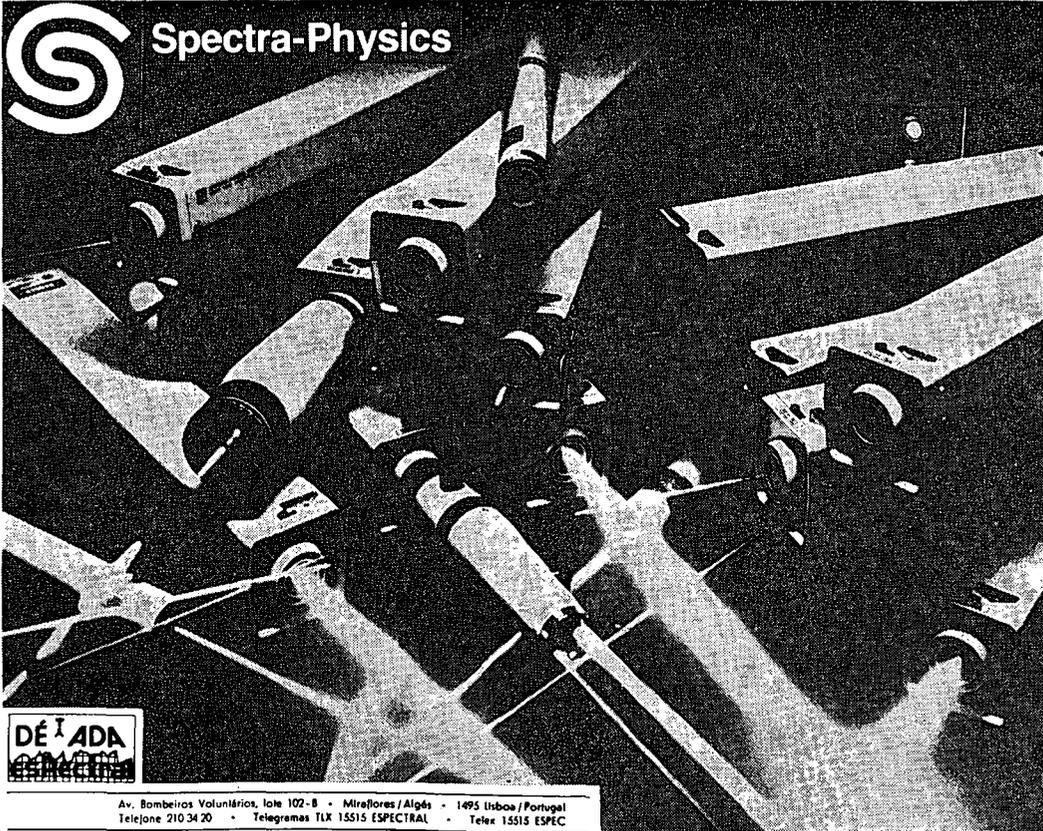
Fig. 7 — Mecanismo de bombeamento de um laser gasoso, como o de CO_2 , N_2 e He. A pode ser o N_2 , enquanto B pode ser o CO_2 .

esquema simplificado dos níveis de energia do laser de CO_2 , bombeado pela transferência de ressonância das moléculas N_2 excitadas electricamente. Esta excitação estabelece a população no nível de energia E_1 . Praticamente, a única maneira de dissipar esta energia é por meio da transferência ressonante para um estado E_2 da molécula de CO_2 . Isto produz a excitação da molécula de CO_2 , do seu estado fundamental E_0 para o estado excitado E_2 . Como um mecanismo semelhante não é possível para o nível inferior E_3 , é estabelecida uma inversão de população entre os níveis E_2 e E_3 . O decaimento E_2 - E_3 resulta numa transferência de população para o nível E_3 . Para evitar a redução ou a destruição da inversão de população entre os níveis E_2 e E_3 adicionam-se, ao meio laser, átomos de hélio que destroem a excitação

do nível inferior do laser, por colisão, levando as moléculas de CO_2 ao seu estado fundamental.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Principles and Practice of Laser Technology, Hrand M. Muncherian, Tab Books Inc., 1983.
- [2] Gas Lasers, C. G. B. Garret, McGraw-Hill Book Company, 1967.
- [3] Lasers, Operation, Equipment, Applications and Design, The Engineering Staff of Coherent Inc., McGraw-Hill Book Company, 1980.
- [4] Advances in Quantum Electronics, volume I, Edited by D. W. Goodwin, Academic Press International Edition, 1965.
- [5] CO_2 Lasers, Effects and Applications, W. W. Duley, Academic Press, Inc., 1976.
- [6] Optical Physics, Max Garbuny, Academic Press International Edition, 1965.



Spectra-Physics

DÉADA

Av. Bombeiros Voluntários, lote 102-B • Mirafleres / Algés • 1495 Lisboa / Portugal
Telefone 210 34 20 • Telegramas TLX 15515 ESPECTRAL • Telex 15515 ESPEC