

PRODUÇÃO DE NEUTRONS TERMONUCLEARES EM PLASMAS PRODUZIDOS
PELA RADIAÇÃO LASER DE 10,6 μm e 1,06 μm

C.A.B. Silva, A.C.B. de Carvalho, J.P. Sudano e L.C.S. Gões

INSTITUTO DE ESTUDOS AVANÇADOS E
INSTITUTO TECNOLÓGICO DE AERONÁUTICA

Resumo

Investigou-se teoricamente a produção de nêutrons termonucleares em plasmas produzidos pela radiação laser de 10,6 μm incidente sobre um alvo sólido de deutério-trítio. Utilizou-se o modelo da onda de deflagração precedida por uma onda de choque. O número de nêutrons foi calculado empregando a média Maxwelliana da seção de choque de Gamow e integrando a taxa de reação deutério-trítio em todo o volume do plasma e durante o tempo de duração do pulso do laser. Os cálculos teóricos foram aplicados no escalonamento da produção de nêutrons em função do comprimento de onda do laser, objetivando o desenvolvimento de impulsores para o estudo da fusão nuclear através do confinamento inercial.

I. Introdução

Este trabalho representa o esforço inicial com a finalidade de obter parâmetros relevantes e necessários para a interpretação de experimentos de interação laser-plasma, utilizando alvos sólidos de deutério-trítio.

Quando a luz do laser incide sobre um alvo sólido, dependendo da sua intensidade, a energia absorvida aquece o material, evapora e ioniza formando o plasma. Se o alvo é colocado no vácuo o plasma se expande formando a chamada onda de rarefação. Além disso, devido à alta pressão criada pelo rápido aumento da temperatura do plasma, é gerada uma onda de choque que se propaga para o interior do alvo.

O tipo de escoamento, resultante da interação laser-sólido e que será utilizado neste trabalho tem sido analisado recentemente por vários autores [1]-[4]. Tal escoamento pode ser subdividido em quatro regiões essenciais:

- a) região do sólido ainda não comprimido pela onda de choque,
- b) região da onda de choque,
- c) região intermediária de condução térmica da onda de deflagração,

- d) região da onda de rarefação ou de expansão também denominada corona.

A onda de choque é mantida pela onda de deflagração e ambos propagam-se para o interior do sólido. A energia do laser é absorvida na região de interação próxima à camada crítica e transportada por condução térmica para o interior do sólido. O material comprimido pela onda de choque é acelerado para dentro do alvo enquanto o plasma, por sua vez, é acelerado em direção à corona pela onda de deflagração. A figura 1 mostra esquematicamente as diversas regiões e a distribuição típica de densidade e temperatura do plasma formado.

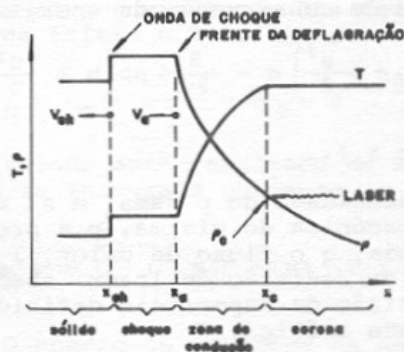


Fig. 1. Representação esquemática da densidade e temperatura típicas de aquecimento via laser de um alvo plano

O modelo descrito anteriormente é conhecido como o modelo da onda de deflagração precedida por onda de choque. Aqui restringe-se à deflagração fina descrita por Dyer [5], onde a região de condução térmica é bem menor do que o raio focal. Admite-se também a expansão planar do plasma que é garantida se a escala de variação da densidade na corona for bem menor do que o raio focal.

O cálculo da produção de nêutrons foi efetuado tanto na estrutura da deflagração quanto na corona para a radiação de 10,6 μm e 1,0 μm . O número de nêutrons é obtido integrando-se a taxa de reação do deutério-trítio em todo o volume do

plasma e no intervalo de interação defini pelo pulso do laser. Nestes cálculos empregou-se a média Maxwelliana da secção de choque de Gamow para a reação nuclear $D_1^2 + T_1^3 \rightarrow H_e^4 + n_O^1$ [6].

Na secção II são mostradas as equações básicas, a solução global do escoamento e os critérios utilizados para a validade dos cálculos. Na secção III são apresentados os cálculos da produção de neutrons. Na secção IV apresentamos o sumário e discussão dos resultados.

II. Equações Básicas, Solução Global e Critérios

As equações básicas que descrevem a dinâmica do plasma em geometria plana são:

a) equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \quad (1)$$

b) equação de conservação do momentum

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = - \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho u^2) \quad (2)$$

c) equação de conservação da energia

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p + \rho \frac{u^2}{2} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \left(h + \frac{u^2}{2} \right) + I_a \delta(x - x_c) \right) \quad (3)$$

Onde ρ é densidade do plasma, u a velocidade macroscópica do plasma, p a pressão, h a entalpia, q o fluxo de calor, I_a a intensidade da radiação do laser absorvida e x_c a posição da superfície definida pela densidade crítica.

Os plasmas de fusão podem ser tomados como completamente ionizados portanto formados de íons e elétrons. A pressão total é dada pela soma das pressões parciais de íons e elétrons. Tomando a temperatura de elétrons igual à temperatura de íons e iguais a T , desprezando a massa dos elétrons frente a massa dos íons e considerando a quasi neutralidade do plasma temos que

$$\rho = n_i A_m p \quad (4)$$

e

$$p = \rho \left| \frac{(2+1)}{A_m p} \right| kT = \rho c^2 \quad (5)$$

Onde $c^2 = 0 p/\rho = [(2+1)/A_m] kT$ é a velocidade isotérmica do som, p_{n_i} a densidade de íons, A o número médio da massa molecular dos íons, Z o número de carga médio dos íons, m_p a massa do proton e k a constante de Boltzmann.

A solução das equações 1 e 2 para a corona ($x > x_c$) é não estacionária e para expansão isotérmica toma a seguinte forma [7]:

$$u = C_0 + x/t \quad (6)$$

e

$$\rho = \rho_c e^{-x/C_0 t} \quad (7)$$

Onde C_0 é a velocidade isotérmica do som para a temperatura, $T=T_0$, da camada crítica, x é a distância da superfície crítica $x=x_c$ e

$$\rho_c = \frac{A_m p}{Z} N_e \quad (8)$$

é a densidade crítica. A densidade numérica crítica de elétrons n_c é dada por [8]

$$n_c = \left(\frac{2\pi C^*}{e} \right) \frac{\epsilon_0 m_e}{j^2} \quad (9)$$

onde C^* é a velocidade da luz, e a carga do elétron, ϵ_0 a permissividade do vácuo, m_e massa do elétron e λ o comprimento de onda do laser.

A partir das equações 1, 2 e 3 é possível obter as características da região de condução, $x_a < x < x_c$. As características da solução estacionária utilizadas para o cálculo do número de neutrons, obtidas a partir de Fabro [4], são enumeradas a seguir:

i) temperatura da camada crítica

$$T_0 = \frac{A_m p}{k(2+1)} \cdot \left(\frac{I_a}{4\rho_c} \right)^{2/3} \quad (10)$$

ii) fluxo de massa

$$\dot{m} = \rho u = \rho_c C_0 \quad (11)$$

iii) velocidade do plasma

$$u(x) = C_0 - (C_0^2 - c^2)^{1/2} \quad (12)$$

iv) comprimento da região de condução

$$x_c = \frac{4}{25} \frac{KT_0}{\rho_c} \cdot \left| \frac{A_m p}{k(2+1)} \right|^{3/2} \quad (13)$$

v) distribuição de temperatura

$$T(x) = T_0 x^{2/5} \left| \frac{25}{4^{4/3}} \frac{k(2+1)}{KT_0^{5/2} A_m p} \rho_c^{2/3} I_a^{1/3} \right|^{2/5} \quad (14)$$

vi) densidade do plasma

$$\rho(x) = \frac{\dot{m}}{u(x)} = \frac{\rho_c}{|1 - (1 - C^2/C_0^2)^{1/2}|} \quad (15)$$

Onde $KT^{5/2}$ define a condutividade térmica de Spitzer [9].

Para a validade dos cálculos efetuados na seção III alguns critérios devem ser satisfeitos:

a) o raio focal, R, deve ser maior do que o comprimento da região de condução e da mesma ordem de grandeza da distância alcançada pelo plasma em expansão no final do pulso. Caso esta condição não seja satisfeita a frente de deflagração não mais é plana pois o plasma se dispersa lateralmente.

b) o pulso do laser τ deve possuir uma duração maior que o transiente de modo que se garanta o regime estacionário da deflagração, ou seja

$$\tau > 0,1 \cdot \frac{I_a}{\rho_c^2} \cdot K \left| \frac{Am_p}{k(2+1)} \right|^{7/2} \quad (16)$$

c) Na região de rarefação $x = x_c$ a expansão do plasma deve ser isotérmica. Para tanto satisfaz o critério

$$I_a > \frac{4\tau \rho_c^2}{K} \left| \frac{k(2+1)}{Am_p} \right|^{7/2} \quad (17)$$

d) O tempo de relaxação da energia na interação elétron-íon deve ser desprezível de modo que se possa considerar a temperatura de elétrons igual à dos íons.

e) A absorção da luz do laser deve ocorrer próximo, ou sobre, a camada crítica. Esta condição depende fundamentalmente da intensidade do laser a qual deve ser superior ao limite determinado por Puell [10]:

$$I_a > \left(\frac{\rho_c Z}{Am_p} \right)^3 C_a R \left| \frac{5(2+1)^3}{12 Am_p} \right|^{1/2} \quad (18)$$

(válida no CGS) e

$$C_a = 2,5 \times 10^{-55} \left| \frac{\lambda (\mu m)}{0,69} \right| \quad (19)$$

III. Cálculo da Produção de Neutrons e Resultados

A produção de neutrons termonucleares deve ser procurada nas regiões de condução térmica e na expansão isotérmica. A produção é especificada pelo número total de neutrons obtidos em ambas as regiões.

O número de neutrons em cada região é obtido integrando a taxa de reação do

deutério-trítio em todo o volume do plasma e durante o pulso do laser.

O número de neutrons na expansão isotérmica, onde $T = T_0$ é obtida a partir da equação 10, é dado por

$$N_r = S \int_0^\infty \int_0^\tau n_D n_T \langle \tau v \rangle (T_0) dx dt \quad (20)$$

Onde S é a área focal do laser, n_D a densidade numérica do deutério, n_T a densidade numérica do trítio e $\langle \tau v \rangle$ é o valor médio da seção de choque de Gamow e da velocidade relativa dos íons cuja expressão válida para o deutério trítio é [6]:

$$\langle \tau v \rangle = 3,68 \times 10^{-18} T^{-2/3} e^{-19,94 T^{-1/3}} \frac{m^3}{s} \quad (21)$$

válida para $T < 20$ keV e T medido em keV. A partir de 4,7 e 8 obtém-se a densidade total de íons

$$n_e = \frac{n_c}{Z} e^{-x/C_0 t} \quad (22)$$

Para um alvo composto de 50% de deutério e 50% de trítio e $Z=1$, tem-se

$$n_D = n_T = \frac{n_i}{Z} = \frac{n_c}{Z} e^{-x/C_0 t} \quad (23)$$

Substituindo este resultado em 23 e efetuando as integrais obtém-se

$$N_R = S C_0 \tau^2 n_c^2 \langle \tau v \rangle (T_0) / 16 \quad (24)$$

O número de neutrons na deflagração é calculado por meio da seguinte expressão:

$$N_D = S \tau \int_0^{x_c} N_D(x) n_T(x) \langle \tau v \rangle (x) dx dt,$$

onde a integração em t foi efetuada e a integração em x é feita a partir da frente de deflagração $x = 0$ até $x = x_c$ dado pela equação 13. Manipulando as expressões 10, 13 e 14 mostra-se que

$$T(x) = T_0 \left(\frac{x}{x_c} \right)^{2/5} \quad (26)$$

A partir das expressões 11, 12 e 26 mostra-se a dependência espacial da densidade numérica total dos íons:

$$N_i(x) = \frac{N_C}{Z\{1-[1-(x/x_C)^{2/5}]\}} \quad (27)$$

Portanto, para um alvo composto de 50% de deutério e 50% de trítio tem-se

$$N_D = N_T = \frac{n_i}{Z} = \frac{N_C}{Z\{1-[1-(x/x_C)^{2/5}]\}} \quad (28)$$

Substituindo a expressão 26 em 21, as expressões 21 e 28 em 25 e efetuando a integração em x determina-se o número de neutrons na estrutura da deflagração.

Especificando-se o raio da região focal, o pulso do laser e a intensidade do laser as expressões 24 e 25 determinam o número total de neutrons.

Com o objetivo de satisfazer a todos os critérios impostos no final da seção II foram adotados, para o laser de CO_2 ($\lambda = 10,6 \text{ m}$), os seguintes parâmetros: raio focal, $R = 0,5 \text{ cm}$; pulsos retangulares de duração, $\tau = 50 \text{ ns}$; e intensidades no intervalo ($10^{10} < I < 10^{11}$) W/cm^2 . Os resultados são mostrados nas figuras 2 e 3.

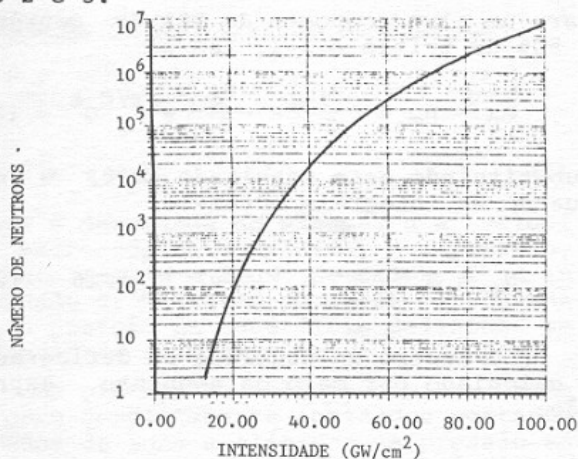


Fig. 2. Número de neutrons em função da intensidade do laser para $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$

A figura 2 mostra o número total de neutrons em função da intensidade do laser. Observa-se que o número é elevado atingindo dez milhões de neutrons para uma intensidade de $10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$. Entretanto, este resultado é impossível de ser obtido pois, como mostra a figura 3, a energia do pulso do laser deve ser da ordem de 4000 Joules.

Do mesmo modo para o laser de neodímio $\lambda = 1,06 \text{ } \mu\text{m}$, tornou-se: $R = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $\tau = 100 \text{ ps}$ e ($10^{12} < I < 10^{14}$) W/cm^2 . Os resultados são mostrados nas figuras 4 e 5.

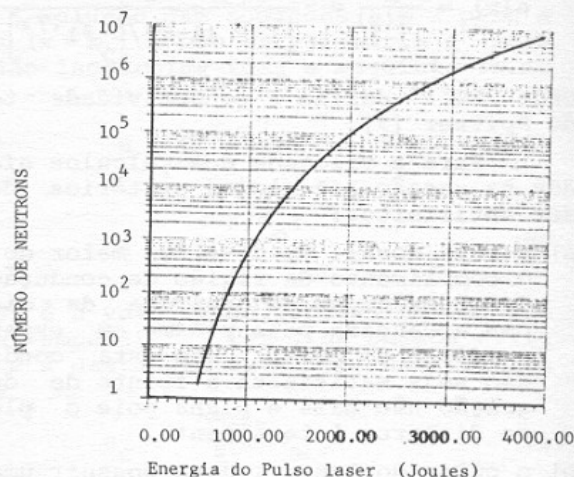


Fig. 3. Número de neutrons em função da energia do pulso do laser para $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$

A figura 4 mostra o número total de neutrons produzidos em função da intensidade do laser. Observa-se que o número de neutrons é reduzido; em torno de 80 neutrons para uma intensidade de $10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$. Este resultado é mais factível do ponto de vista experimental pois, como mostra a figura 5, a energia necessária é da ordem de 80 mJ.

IV. Sumário

Fazendo-se incidir sobre um alvo sólido de composição definida, (50% de deutério e 50% de trítio) um pulso laser retangular de largura τ e comprimento de onda λ e intensidade $I = I_c$ (cuja a absorção é total na camada crítica) determinou-se número de neutrons termonucleares produzidos no plasma formado a partir do modelo da onda de deflagração precedida por onda de choque.

Neste modelo é fundamental importância que a energia do laser seja absorvida localmente nas imediações da camada crítica, isto é, no local onde a frequência de plasma torna-se igual à frequência do laser incidente. Esta condição pode não ser satisfeita, por exemplo, quando o pulso do laser é suficientemente longo, de tal modo que o aumento da densidade do plasma na corona permita absorção da energia em todo o corpo da corona.

Algumas simplificações, embora não relevantes para o objetivo deste trabalho, estão implícitas, como por exemplo: radiação emitida pelo plasma, reflexão do laser, força pondersomotriz, inibição do fluxo térmico, e não uniformidade da ilu

minação do sólido. Trabalha-se atualmente para incluir nos cálculos o consumo do combustível nuclear e o efeito da inibição do fluxo térmico.

A temperatura na camada crítica da onda de deflagração é a mesma independentemente de usarmos um pulso laser de CO_2 com intensidade I ou um pulso laser de neodímio com $100 \times I$. Esta é a razão pela qual Bobin, ao fazer comparações entre o laser de CO_2 e o laser de neodímio para fusão termonuclear, deslocarem de 2 décadas a intensidade do laser de neodímio. Nesta condição, o laser de neodímio tem um tempo de transiente e uma espessura da zona de condução 100 vezes menores que o laser de CO_2 .

Assim sendo, pode-se concluir que o laser de neodímio, apesar de necessitar de intensidades 100 vezes maior que o laser de CO_2 , é o mais indicado para o estudo experimental do modelo planar da onda de deflagração aplicado à fusão: pode operar com um raio focal 100 vezes menor e um pulso 100 vezes mais estreito, requerendo uma energia muito menor por pulso laser.

Referências

- [1] J.L. Bobin, Phys. Fluids, vol. 14, nº 11, 1971.
- [2] H. Takabe, K. Nishihara, T. Taniuti, J. Phys. Soc. Japan, vol. 45, nº 6, 1978.
- [3] W.M. Manheimer, D.G. Colombant, Phys. Fluids, Vol. 25, nº 9, 1982.
- [4] R. Fabro, C. Max, E. Fabre Phys. Fluids, 28 (5), May 1985.
- [5] P.E. Dyer, D.J. James, G.J. Pert, S. A. Ramsden, M.A. Skipper, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3A, Edited by H.J. Scharwz and H. Hora, N. York, London, Plenum Press 1974.
- [6] T. Kammash, Fusion Reactor Physics, Principles and Technology, Ann Arbor Science.
- [7] P. Mora, R. Pellat, Phys. Fluids 22, 2300.
- [8] J.L. Bobin, D. Colombant, G. Tonon, Nuclear Fusion, 12 (1972).
- [9] L. Spitzer, Jr. Physics of fully ionized gases, 1967.
- [10] H. Puell, Z. Naturforsch, 25a, 1807-1815, 1970.

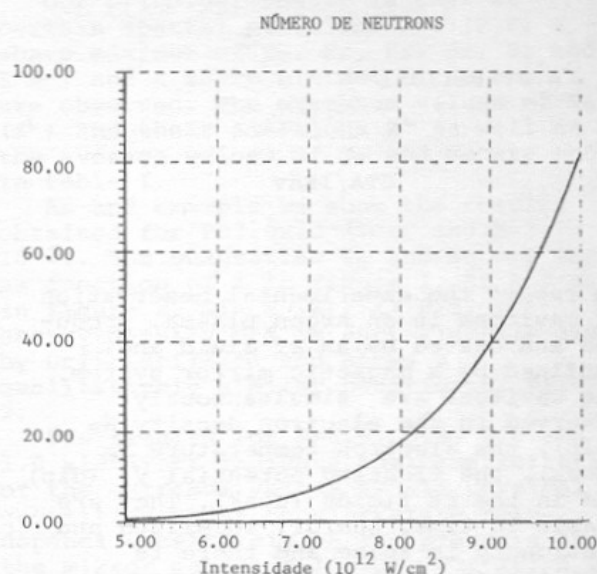


Fig. 4. Número de neutrons em função da intensidade do laser de neodímio $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

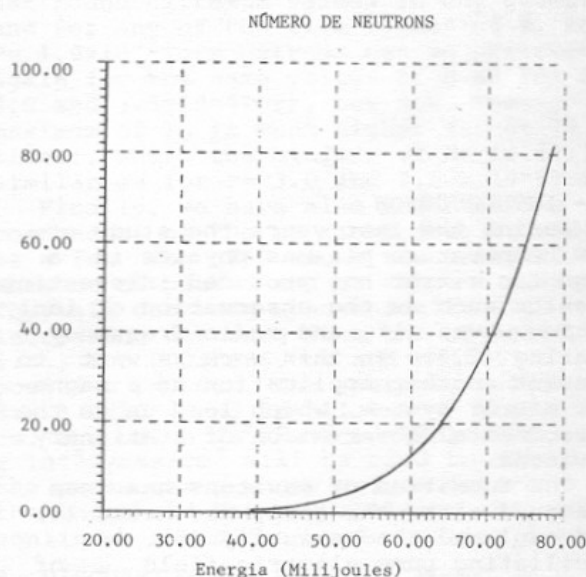


Fig. 5. Número de neutrons em função da energia do pulso do laser neodímio $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$