



IFSC UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Free Electron Laser

Edyvania Emily Pereira Martins

Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos

14 de junho de 2018

- 1 Introdução
- 2 Mecanismo de um FEL
- 3 Aplicações
- 4 Conclusão
- 5 Referências

First Operation of a Free-Electron Laser*

D. A. G. Deacon,† L. R. Elias, J. M. J. Madey, G. J. Ramian, H. A. Schwettman, and T. I. Smith
High Energy Physics Laboratory, Stanford University, Stanford, California 94305
(Received 17 February 1977)

A free-electron laser oscillator has been operated above threshold at a wavelength of $3.4 \mu\text{m}$.

Ever since the first maser experiment in 1954, physicists have sought to develop a broadly tunable source of coherent radiation. Several ingenious techniques have been developed, of which the best example is the dye laser. Most of these devices have relied upon an atomic or a molecular active medium, and the wavelength and tuning range has therefore been limited by the details of atomic structure.

Several authors have realized that the constraints associated with atomic structure would not apply to a laser based on stimulated radiation by free

electrons.¹⁻⁵ Our research has focused on the interaction between radiation and an electron beam in a spatially periodic transverse magnetic field. Of the schemes which have been proposed, this approach appears the best suited to the generation of coherent radiation in the infrared, the visible, and the ultraviolet, and also has the potential for yielding very high average power. We have previously described the results of a measurement of the gain at $10.6 \mu\text{m}$.⁶ In this Letter we report the first operation of a free-electron laser oscillator.

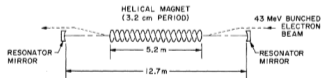
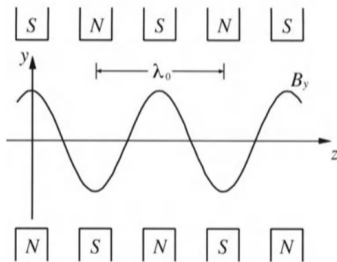


FIG. 1. Schematic diagram of the free-electron laser oscillator. (For more details see Ref. 6.)

- O primeiro Free Electron Laser foi articulado na Universidade de Stanford, 1970's.
- Parâmetros:
 $\lambda_0 = 3.2 \text{ cm}$,
 $B_0 = 0.24 \text{ T}$

¹Fonte: (MADEY et al., 1977)



Ondulador planar. Fonte: (SHIOZAWA, 2013)

- Acelerador de elétrons : LINAC;
- Ondulador : planar ou helicoidal ;
- Ressonador : cavidade ótica para amplificar a radiação.

- Partículas carregadas emitem radiação ao passar por campos magnéticos :

Força de Lorentz → Aceleração → Radiação Síncrotron

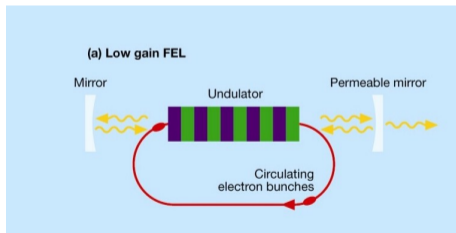
- Contexto clássico : regime de altas energias.
- Acúmulo de radiação: cada elétron do feixe emite radiação (inicialmente não há coerência).

Velocidade

Descrevendo as equações de movimento a partir da força de Lorentz, determinamos as componentes da velocidade de um elétron no feixe:

$$v_x \cong \frac{cK}{\gamma\sqrt{2}}, \quad v_z \cong c\left[1 - \frac{1}{2\gamma^{*2}}\right] \quad \text{onde usamos que} \quad \gamma^* = \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \frac{K^2}{2}}}, \quad K = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_0 c^2}$$

- A radiação emitida no ondulador pode ser confinada numa cavidade óptica.
- Considerando um sistema recirculante, cada passagem do feixe de elétrons pelo ondulador aumenta a intensidade em alguns por cento.
- Ainda assim, é possível alcançar grandes potências de saída, na ordem de 10^9 W.



Fonte:(LOW-GAIN...)

- Incidência de radiação + campo magnético transversal → batimento
- A fase dos elétrons é randomicamente distribuída em relação à fase da radiação.
- Feixe monoenergético na proximidade da ressonância : 50 % dos elétrons cede energia
- Resultado: modulação energética → modulação espacial = *bunching*.
- Aglomerados radiam como única partícula → retroalimentação.

Após um período do ondulador, a radiação emitida pelo feixe de elétrons sob ação do campo magnético terá avançado o próprio feixe por uma quantidade :

$$\delta \sim (c - v_z) \frac{\lambda_0}{c} = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} (1 + K^2/2) \quad (1)$$

Como δ representa uma fase, para que haja interferência construtiva com a radiação emitida no próximo período do ondulador temos a seguinte condição, com n inteiro:

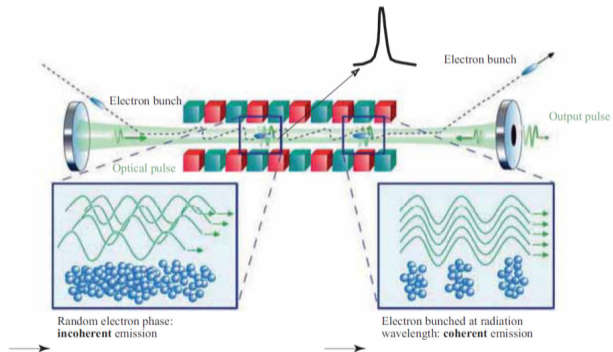
$$\delta = n\lambda \quad (2)$$

A partir das equações 1 e 2, definimos o comprimento de onda da radiação devido ao ondulador:

$$\lambda_n = \frac{\lambda_0}{2n\gamma^2} (1 + K^2/2) \quad (3)$$

Deve-se notar que $n=1$ representa o comprimento de onda fundamental.

Figura: Formação de um pulso laser por um pulso do feixe de elétrons.



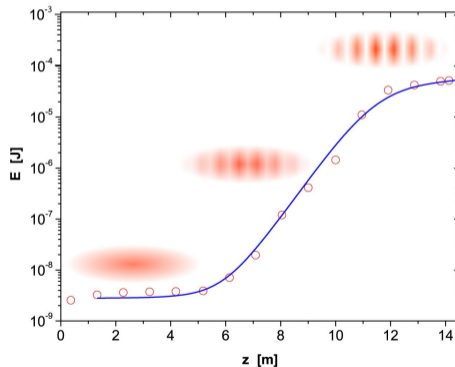
Fonte: (DATTOLI et al., 2010)

O comprimento de ganho, L^2 , depende de parâmetros do feixe de elétrons. Para que L seja pequeno ($\sim 1\text{m}$), a corrente no anodo deve ter da ordem de 1000 A , e o diâmetro do feixe deve ser inferior a $100\ \mu\text{m}$.

Para obter laser com comprimento de onda inferior a nm , o ondulator deve ter $\sim 100\text{ m}$ de comprimento, em consequência do aumento de L .

²Comprimento percorrido pelo feixe de elétrons correspondente a um aumento na potência do FEL por um fator $e = 2.718$

Figura: Formação de um pulso laser por um pulso do feixe de elétrons. Os dados (círculos) foram obtidos no primeiro estágio do SASE FEL no DESY - *Deutsches Elektronen-Synchrotron*.



- Devido ao grande intervalo de frequências alcançado por FEL, suas aplicações são diversas.
- Uma vez que um mesmo equipamento pode gerar lasers desde o microondas até o raio-X, os custos acabam sendo reduzidos.
- Futura aplicação : raio-X na fotônica nuclear. Condição : se aproximar da largura de banda intrínseca dos estados nucleares (100 eV), permitindo a excitação de um único estado (Fonte (BRINKMANN et al., 2018)).


Ainda de acordo com os autores, no estado da arte, os onduladores apresentam período espacial de $\lambda_0 = 0.4mm$ e campo magnético com intensidade de $B = 0.5 T$.


Vantagem da tunabilidade: o comprimento de onda emitido pode ser selecionado ao ajustar o parâmetro do ondulator, K , que carrega informações do campo magnético aplicado sobre o feixe de partículas.

O processo de um FEL pode ser entendido como: a emissão espontânea por um feixe de elétrons livres em uma cavidade ótica, o armazenamento da radiação nesta cavidade e na amplificação dessa radiação por um mecanismo de emissão estimulada.

 BRINKMANN, R. et al. High energy free electron laser for nuclear applications.

arXiv preprint arXiv:1804.00544, 2018.

 DATTOLI, G. et al. Introduction to the physics of free electron laser and comparison with conventional laser sources. *arXiv preprint arXiv:1010.1647*, 2010.

 HIGH-GAIN FEL by Microbunching. Disponível em: <http://photon-science.desy.de/facilities/flash/the_free_electron_laser/how_it_works/high_gain_fel/index_eng.html>.

 LOW-GAIN FEL with an Optical Cavity. Disponível em: <http://photon-science.desy.de/facilities/flash/the_free_electron_laser/how_it_works/low_gain_fel/index_eng.html>.

 MADEY, J. M. et al. First operation of a free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.*, v. 38, p. 892–894, 1977.

 SHIOZAWA, T. *Classical relativistic electrodynamics: theory of light emission and application to free electron lasers*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013.



PHOTON SCIENCE

DESY generates pulses of brilliant light.

FLASH1 has a 27 m long undulator made of permanent NdFeB magnets with a fixed gap of 12 mm, a period length of 27.3 mm and peak magnetic field of 0.47 Tesla ($K=1.23$). The electrons interact with the undulator field in such a way, that so called micro bunches are developed. These micro bunches radiate coherently and produce intense X-ray pulses. Finally, a dipole magnet deflects the electron beam safely into a dump, while the FEL radiation propagates to the experimental hall.



The FLASH1 undulators.