

REVISTA DOS
ESTUDANTES DE FÍSICA
DA UNB



**Physicae
Organum**

BRASÍLIA, VOL 3, N1, MARÇO/2017.

Nota editorial

A presente edição teve sua composição final realizada posteriormente à sua publicação original, com o objetivo de padronização editorial e atribuição de identificadores digitais (DOIs) aos artigos. Esse processo não alterou o conteúdo dos trabalhos originalmente publicados.

A equipe editorial agradece à Biblioteca Central da Universidade de Brasília (BCE/UnB) pelo apoio na configuração e no registro dos DOIs da revista, especialmente à bibliotecária Luísa Chaves Café.

— Leonardo Luiz e Castro, responsável pela composição final, 2026

Editorial Note

This issue had its final composition prepared after its original publication, with the aim of editorial standardization and the assignment of digital object identifiers (DOIs) to the articles. This process did not alter the content of the originally published works.

The editorial team thanks the Central Library of the University of Brasília (BCE/UnB), especially librarian Luísa Chaves Café, for their support in configuring and registering the journal's DOIs.

— Leonardo Luiz e Castro, responsible for the final composition, 2026

Apresentação

A 5ª edição da Revista *Physicae Organum* conta com uma entrevista com o Diretor do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, professor Antônio José Roque, acerca da construção do SIRIUS, novo laboratório que está em curso em Campinas-SP.

Além disso, esta edição conta com vários outros artigos, entre eles artigos de alunos do IF-UnB.

Um desses artigos, descrevendo as percepções de um aluno de pós-graduação deste Instituto sobre nossos cursos e traçando uma comparação com o esquema de pirâmides, merece particular atenção. Em particular para aqueles professores que atuam nesta instância do Instituto de Física. De fato, neste artigo está uma das missões precípuas da *Physicae Organum*: estabelecer e sistematizar um debate entre alunos e professores ou, pelo menos, dar aos primeiros um espaço de manifestação público. Contamos que este artigo possa servir como o início de uma sincera troca de ideias e percepções.

Desejamos a todos os nossos leitores momentos agradáveis, educativos, informativos e, também, de muita reflexão com a presente edição.

Olavo L. da Silva Filho (Editor gerente)

Lilah Fialho (Editora)

Sumário

1	Fundamentos de Mecânica Quântica	I
2	De Físicos e Pirâmides	II
3	Um catálogo unificado para os Gamma-ray Bursts	III
4	SIRIUS	IV
5	Expediente Physicae Organum	V

Fundamentos de Mecânica Quântica: derivação da equação de Schrödinger para sistemas dissipativos

L.A. Gonçalves e L.S.F. Olavo
Instituto de Física, Univesidade of Brasília,
Distrito Federal, DF, Brasil

07 de Janeiro de 2017

Resumo

O estudo de sistema dissipativos é ainda uma área pouco desenvolvida dentro da Mecânica Quântica. A dificuldade surge do fato desta ser fortemente conectada ao formalismo Hamiltoniano da Mecânica Clássica. Este trabalho tem como foco obter a equação de Schrödinger sem fazer uso do formalismo Hamiltoniano, permitindo assim a descrição de sistemas mais gerais, incluindo aqueles dissipativos. Para tanto, fazemos a generalização de um método que seguramente fornece a equação de Schrödinger para os sistemas Hamiltonianos já conhecidos.

Palavras-chave: Sistemas Dissipativos, Equação de Schroedinger, Mecânica Quântica.

I. INTRODUÇÃO

O estudo de dissipação dentro da Mecânica Quântica possui hoje um longo histórico [1],[2]. As diferentes abordagens podem ser separadas em dois grupos:

- A tentativa direta de se quantizar sistemas abertos sujeitos a uma força dependente da velocidade do tipo $k\dot{q}$ [1].
- Associar o problema de dissipação a um sistema isolado, composto por dois subsistemas, com um absorvendo energia do outro graças ao seu elevado número de estados possíveis[2].

A primeira abordagem, até aqui, tem esbarrado na impossibilidade de se descrever o equivalente clássico do sistema utilizando o formalismo Hamiltoniano usual, de forma que os métodos tradicionais de quantização pudessem ser utilizados. Para superar essa barreira, foram propostas extensões do formalismo Hamiltoniano para que esse pudesse também comportar dissipação[3], de forma que os sistemas quântico e clássico pudessem ser conectados através dessa extensão.

Devido a essas dificuldades, as abordagens que assumiam um sistema isolado, com um dos subsistemas atuando como um reservatório de energia[4], obtiveram mais sucesso. No entanto, essa estratégia ainda sofre críticas daqueles adeptos da abor-

dagem direta, uma vez que a constituição concreta do reservatório deve ser levada em conta, o que é indesejável¹.

Uma possível solução, que será apresentada neste trabalho, é representar o sistema clássico sem fazer uso do formalismo Hamiltoniano e a partir daí obter a equação de Schrödinger que descreve o sistema quântico em questão. Isso, entretanto, implica em se desenvolver um *método de quantização* que seja independente do formalismo Hamiltoniano.

Para tal, partimos da equação de Liouville e, assumindo a validade de outras duas equações, chegamos à equação de Schrödinger. De fato, podemos tomar a validade dessas equações como axiomas do método. Vale ressaltar que é possível estender o método para qualquer sistema de coordenadas curvilíneas ortogonais[5], fazendo pequenos ajustes nos axiomas. É possível fazer o mesmo para os postulados da Relatividade Restrita, obtendo as equações de Klein-Gordon e Dirac de segunda ordem[6].

No entanto, esses resultados são válidos para sistemas Hamiltonianos. Assim, para que possamos utilizar o método englobando também sistemas com dissipação, é necessário generalizar os axiomas, para que então seja possível estender o método desenvolvido anteriormente.

Começaremos mostrando o método para sistemas Hamiltonianos, e apresentamos, em seguida, como uma aplicação, a dedução da equação de Schrödinger para o campo eletromagnético – isso dará ao leitor confiança na adequação do método de quantização em contextos Hamiltonianos usuais.

Em seguida, fazemos a generalização da equação de Liouville, para então aplicar o método em sistemas com dissipação.

Ao final apresentamos nossas considerações fi-

nais.

II. APLICAÇÃO EM SISTEMAS HAMILTONIANOS

I. Potencial dependente da posição

Começamos com a análise do caso usual de um sistema de uma partícula em movimento unidimensional, com Hamiltoniana dada por:

$$H(q, p) = \frac{p^2}{2m} + V(q) \quad (1)$$

Com esse Hamiltoniano, podemos escrever os axiomas da seguinte forma:

Axioma 1: A equação de Liouville

$$\frac{dF(q, p, t)}{dt} = \frac{\partial F}{\partial q} \frac{p}{m} - \frac{\partial F}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial q} + \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

é válida;

Axioma 2: Definimos a função característica, relacionada à densidade de probabilidade conjunta no espaço de fase, da forma usual como sendo

$$Z(q, \delta q, t) = \int F(q, p, t) e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp \quad (3)$$

de maneira que

Axioma 3: O *ansatz*

¹De modo geral, quando consideramos fenômenos dissipativos, estamos interessados em abstrair os mecanismos particulares e específicos que levam à dissipação, ou seja, construímos uma teoria de resposta linear do tipo $f_{at} = -k\dot{q}$, e incluímos nossa "ignorância" desses mecanismos particulares na constante k . Isso é feito usualmente no âmbito da Física Clássica e é uma forma interessante de se abordar a questão também no âmbito quântico, uma vez que implica em maior generalidade de aplicação.

$$Z(q, \delta q, t) = \Psi^*(q - \frac{\delta q}{2}, t) \Psi(q + \frac{\delta q}{2}, t) \quad (4)$$

é válido se expandirmos $Z(q, \delta q, t)$ até segunda ordem em δq .

Vale notar que em (2) utilizamos as equações de movimento. Aplicando (3) a (2), obtemos:

- Primeiro termo:

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial F}{\partial q} \frac{p}{m} e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp &= \frac{\partial}{\partial q} \int F \frac{p}{m} e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp = \\ &= \frac{-i\hbar}{m} \frac{\partial^2}{\partial q \partial (\delta q)} \int F e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp = \frac{-i\hbar}{m} \frac{\partial^2 Z(q, \delta q, t)}{\partial q \partial (\delta q)} \end{aligned}$$

- Segundo:

$$-\frac{\partial V}{\partial q} \int \frac{\partial F}{\partial p} e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp = \frac{i}{\hbar} \delta q \frac{\partial V}{\partial q} Z(q, \delta q, t)$$

- E, finalmente, o terceiro:

$$\begin{aligned} \int \frac{\partial F}{\partial t} e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp &= \frac{\partial}{\partial t} \int F e^{\frac{i}{\hbar} p \delta q} dp = \\ &= \frac{\partial Z(q, \delta q, t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (5)$$

Juntando todos os termos e multiplicando tudo por $i\hbar$, ficamos com

$$\frac{-\hbar^2}{m} \frac{\partial^2 Z}{\partial q \partial (\delta q)} + \delta q \frac{\partial V}{\partial q} Z = i\hbar \frac{\partial Z}{\partial t} \quad (6)$$

Se escrevermos $\Psi(q, t)$ em sua forma polar, dada por $\Psi(q, t) = R(q, t) \exp(\frac{i}{\hbar} S(q, t))$, com $R(q, t)$ e $S(q, t)$ funções reais e expandirmos (4) até segunda ordem em δq , obtemos:

$$\begin{aligned} Z(q, \delta q, t) &= \left\{ R^2(q, t) + \left(\frac{\delta q}{2} \right)^2 \times \right. \\ &\left. \left[R(q, t) \frac{\partial^2 R}{\partial q^2} - \left(\frac{\partial R}{\partial q} \right)^2 \right] \right\} \exp \left(\frac{i}{\hbar} \frac{\partial S}{\partial q} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

Substituindo (7) em (6) obtemos, supondo que δq é uma variação infinitesimal

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial q} \left(R^2 \frac{\partial S}{\partial q} \right) = 0 \quad (8)$$

e

$$\begin{aligned} R^2 \delta q \frac{\partial}{\partial q} \left[\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2m} \left(\frac{\partial S}{\partial q} \right)^2 \right. \\ \left. - \frac{\hbar^2}{2mR(q, t)} \frac{\partial^2 R}{\partial q^2} + V(q) \right] = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

que são, respectivamente, os termos de ordem zero e ordem um em δq (que coincidem com suas partes imaginária e real).

Por outro lado, se tomarmos a equação de Schrödinger

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q^2} + V(q) \right) \Psi(q, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(q, t)}{\partial t} \quad (10)$$

e escrevermos $\Psi(q, t)$ novamente em sua forma polar, é simples ver que ela é equivalente a (8) e (9), quando tomamos as partes real e imaginária da equação resultante nas funções $R(x, t)$ e $S(x, t)$.

Com isso, mostramos a validade do método para sistemas com potenciais que dependem apenas da posição. É interessante agora vermos que ele também se aplica a potenciais dependentes da velocidade, mas que ainda mantém a estrutura Hamiltoniana.

II. Potencial dependente da velocidade

Existe um classe de potenciais dependentes da velocidades que preservam a forma das equações de Lagrange. Esse potencial é a função $U(q, \dot{q}, t)$ tal que a força generalizada da j -ésima coordenada pode ser escrita como[7]:

$$Q_j = -\frac{\partial U(q, \dot{q}, t)}{\partial q_j} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial U(q, \dot{q}, t)}{\partial \dot{q}_j} \right) \quad (11)$$

Assim, podemos definir a *Lagrangeana* da forma usual e a partir daí obter a *Hamiltoniana* correspondente e suas equações de movimento.

Um importante caso de potencial com a mencionada forma é o campo eletromagnético, uma vez que força de Lorentz é dada por:

$$F = e \left[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) \right]$$

e os campos elétrico e magnético podem ser escritos como:

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}; \vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

onde ϕ é o potencial escalar e \vec{A} é o potencial vetor. Dessa forma, escrevendo:

$$U(q, \dot{q}, t) = e\phi(\vec{q}) - e\vec{A}(q, t) \cdot \vec{q}$$

recuperamos a força de Lorentz.

Com este potencial, temos a seguinte *Lagrangeana*:

$$\mathcal{L}(\vec{q}, \dot{\vec{q}}) = \sum_{j=1}^3 \frac{m\dot{q}_j^2}{2} - e(\phi - A_j \dot{q}_j)$$

que gera a *Hamiltoniana*:

$$H(\vec{q}, \vec{p}) = \sum_{j=1}^3 \frac{(p_j - eA_j)^2}{2m} + e\phi$$

de modo que a equação de Liouville deve ser escrita agora como

$$\frac{dF(q, p, t)}{dt} = \frac{\partial F}{\partial q_j} \frac{(p_j - eA_j)}{m} - \frac{\partial F}{\partial p_j} \left[\frac{e}{m} \frac{\partial A_k}{\partial q_j} (eA_k - p_k) + e \frac{\partial \phi}{\partial q_j} \right] + \frac{\partial F}{\partial t} \quad (12)$$

onde passamos a usar a convenção de Einstein de somatórios. Uma vez que passamos a três dimensões, devemos também redefinir a função característica pela expressão

$$Z(\vec{q}, \vec{p}, t) = \int F(\vec{q}, \vec{p}, t) e^{\frac{i}{\hbar} p_j \delta q_j} d^3 p \quad (13)$$

Aplicando (13) a (12) de modo análogo ao que fizemos na seção anterior, obtemos

$$i\hbar \frac{\partial Z}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{m} \frac{\partial^2 Z}{\partial x_j \partial (\delta x_j)} + i\hbar \frac{eA_j}{m} \frac{\partial Z}{\partial x_j} + \frac{e^2}{m} \frac{\partial A_k}{\partial x_j} A_k \delta x_j Z + i\hbar \frac{e}{m} \frac{\partial A_k}{\partial x_j} \delta x_j \frac{\partial Z}{\partial (\delta x_k)} + e \delta x_j \frac{\partial \phi}{\partial x_j} Z \quad (14)$$

Se escrevermos $\Psi(\vec{q}, t)$ novamente em sua forma polar e expandindo até segunda ordem, a função característica fica

$$Z(x, \delta x; t) = \left[R^2 + \frac{\delta x_k \delta x_l}{4} \left(R \frac{\partial^2 R}{\partial x_k \partial x_l} - \frac{\partial R}{\partial x_k} \frac{\partial R}{\partial x_l} \right) \right] e^{\frac{i}{\hbar} \delta x_k \frac{\partial S}{\partial x_k}}, \quad (15)$$

e sua substituição na última expressão em (14) fornece as equações

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{1}{m} (\nabla S - e\vec{A}) R^2 \right] = 0,$$

e

$$R^2 \delta x_j \nabla \cdot \left\{ \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2m} (\nabla S)^2 - \frac{\hbar^2}{2mR} \nabla^2 R - \frac{e}{m} \vec{A} \cdot \nabla S + \frac{e^2}{2m} \vec{A}^2 + e\phi \right\} = 0. \quad (16)$$

Essas duas últimas equações são equivalentes a

$$\left[\frac{1}{2m} (-i\hbar \nabla - e\vec{A})^2 + \phi(\vec{q}) \right] \Psi(\vec{q}, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{q}, t)}{\partial t} \quad (17)$$

se escrevermos $\Psi(\vec{q}, t) = R(\vec{q}, t) e^{iS(\vec{q}, t)/\hbar}$ e substituirmos essa expressão na equação anterior, tomando, ao final, as partes real e imaginária.

III. EXTENSÃO PARA SISTEMAS NÃO HAMILTONIANOS

O primeiro passo para a extensão do nosso método é fazer a generalização da equação de Liouville sem qualquer menção a uma eventual forma Hamiltoniana[8]. Para tal, considere um elemento infinitesimal de volume no espaço de fases localizado em um ponto (\vec{q}, \vec{p}) . Então podemos definir uma função de distribuição $F(\vec{q}, \vec{p}, t)$ que dá o número de partículas δN com posições e momenta contidos no intervalo $[(\vec{q}, \vec{p}), (\vec{q} + \delta\vec{q}, \vec{p} + \delta\vec{p})]$ em um tempo t , ou seja,

$$\delta N = F(\vec{q}, \vec{p}, t) \delta\vec{q} \delta\vec{p}.$$

Como número total de partículas do conjunto é fixo, podemos normalizar a função de distribuição, integrando sobre todo o espaço para escrever

$$\int F(\vec{q}, \vec{p}, t) \delta\vec{q} \delta\vec{p} = 1.$$

Em geral, o número de sistemas entrando uma face do elemento de volume será diferente daquele saindo pela face oposta. Para as faces perpendiculares ao eixo q_1 , localizadas em q_1 e $q_1 + \delta q$, temos que

$$F(q_1, \dots) \dot{q}_1(q_1, \dots) \delta q_2 \dots \delta q_3 \delta \vec{p}$$

representa o número de sistemas passando pela primeira face. Já,

$$\begin{aligned} & F(q_1 + \delta q_1, \dots) \dot{q}_1(q_1 + \delta q_1, \dots) \times \\ & \quad \delta q_2 \dots \delta q_3 \delta \vec{p} \\ \approx & \left(F(q_1, \dots) + \frac{\partial F}{\partial q_1} \delta q_1 \right) \left(\dot{q}_1(q_1, \dots) + \frac{\partial \dot{q}_1}{\partial q_1} \delta q_1 \right) \times \\ & \quad \delta q_2 \dots \delta q_3 \delta \vec{p} \end{aligned} \quad (18)$$

representa o número de sistemas passando pela segunda face. Portanto, a variação do número de

sistemas passando pelo elemento de volume, relativas ao eixo q_1 , é representada simplesmente por

$$\frac{d}{dt} (\delta N)_{q_1} = - \left(\frac{\partial F}{\partial q_1} \dot{q}_1 + \frac{\partial \dot{q}_1}{\partial q_1} F \right) \delta\vec{q} \delta\vec{p}.$$

Se somarmos as contribuições de todos os eixos, temos a variação total de sistemas dentro do elemento de volume

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \delta N = & - \sum_{j=1}^m \left[F \left(\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial q_j} + \frac{\partial \dot{p}_j}{\partial p_j} \right) + \right. \\ & \left. + \dot{q}_j \frac{\partial F}{\partial q_j} + \dot{p}_j \frac{\partial F}{\partial p_j} \right] \delta\vec{q} \delta\vec{p}, \end{aligned} \quad (19)$$

e a derivada temporal da função de distribuição pode ser obtida como:

$$\frac{1}{\delta\vec{q} \delta\vec{p}} \frac{d}{dt} \delta N = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta N}{\delta\vec{q} \delta\vec{p}} \right) = \frac{\partial F}{\partial t}.$$

Assim, uma vez que

$$\frac{dF}{dt} = \sum_{j=1}^m \left(\dot{q}_j \frac{\partial F}{\partial q_j} + \dot{p}_j \frac{\partial F}{\partial p_j} \right) + \frac{\partial F}{\partial t},$$

temos a equação

$$\frac{dF(\vec{q}, \vec{p}, t)}{dt} = -\Lambda(\vec{q}, \vec{p}, t) F(\vec{q}, \vec{p}, t), \quad (20)$$

onde o fator $\Lambda(\vec{q}, \vec{p}, t)$, chamado *fator de compressão*, é definido como

$$\Lambda(\vec{q}, \vec{p}; t) = \nabla_q \cdot \vec{q} + \nabla_p \cdot \vec{p}.$$

A demonstração dessa equação não faz uso, em nenhum momento, das equações de movimento e, portanto, não exige a existência de um Hamiltoniano para ser válida, o que era nosso objetivo.

Vale notar que uma condição suficiente para que o fator de compressão seja nulo é que exista um Hamiltoniano, uma vez que, neste caso,

$$\dot{q}_j = \frac{\partial H}{\partial p_j}; \dot{p}_j = -\frac{\partial H}{\partial q_j},$$

reduzindo o resultado (20) à equação de Liouville usual (2).

Consideremos agora um sistema de uma partícula, sujeita à força

$$f(q, \dot{q}; t) = -\frac{\partial V(q)}{\partial q} + k\dot{q}.$$

Para este sistema as equações de movimento são

$$\dot{p} = -\frac{\partial V(q)}{\partial q} + k\dot{q}; \dot{x} = \frac{p}{m}, \quad (21)$$

e o fator de compressão é dado por:

$$\Lambda(\vec{q}, \vec{p}; t) = \frac{k}{m}.$$

Dessa forma, escrevemos a equação de Liouville generalizada como:

$$\frac{dF(q, p, t)}{dt} = \frac{\partial F}{\partial q}\dot{q} + \frac{\partial F}{\partial p}\dot{p} + \frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{k}{m}F$$

ou, utilizando (21):

$$\frac{\partial F}{\partial q} \frac{p}{m} - \frac{\partial F}{\partial p} \frac{\partial V(q)}{\partial q} + \frac{k}{m} \frac{\partial (pF)}{\partial p} + \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \quad (22)$$

Ainda não estamos prontos para aplicar o método, pois uma nova modificação nos axiomas deve ser feita, desta vez em (3).

Sabemos que, classicamente, o elemento de volume no espaço de fases tem a possibilidade de se expandir ou se contrair. Já na Mecânica Quântica, o elemento de volume fundamental é dado pela relação

$$\Delta x \Delta p \sim \hbar,$$

que pode ser mostrada diretamente por meio do *ansatz*. Como (4) não depende da velocidade, podemos mantê-lo como está. No entanto, devido à possibilidade de expansão ou contração do volume fundamental, fazemos a seguinte modificação

$$\hbar \rightarrow \hbar e^{kt/m}, \quad (23)$$

e

$$\Delta x \Delta p \sim \hbar e^{kt/m},$$

de forma que a função característica passa a ser escrita como

$$Z(q, \delta q, t) = \int F(q, p, t) e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp. \quad (24)$$

Aplicando (24) a (22), temos:

- Primeiro termo:

$$\begin{aligned} & \int \frac{\partial F}{\partial q} \frac{p}{m} e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp = \\ & = -\frac{i\hbar e^{kt/m}}{m} \frac{\partial^2}{\partial q \partial (\delta q)} \int F e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp \\ & = -\frac{i\hbar e^{kt/m}}{m} \frac{\partial^2 Z(q, \delta q, t)}{\partial q \partial (\delta q)} \end{aligned} \quad (25)$$

- Segundo termo:

$$\begin{aligned} & -\frac{\partial V(q)}{\partial q} \int \frac{\partial F}{\partial p} e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp = \\ & = \frac{i\delta q}{m\hbar e^{kt/m}} \frac{\partial V(q)}{\partial q} Z(q, \delta q, t) \end{aligned} \quad (26)$$

- Terceiro termo:

$$\begin{aligned} & \frac{k}{m} \int \frac{\partial (pF)}{\partial p} e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp = \\ & = -\frac{k}{m} \frac{i\delta q}{\hbar e^{kt/m}} \int p F e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp; \\ & = -\frac{k}{m} \delta q \frac{\partial Z(q, \delta q, t)}{\partial (\delta q)} \end{aligned} \quad (27)$$

- Quarto termo:

IV. CONCLUSÃO

$$\begin{aligned}
 & \int \frac{\partial F}{\partial t} e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp = \\
 & = \frac{\partial}{\partial t} \int F e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp + \frac{k}{m} \frac{i\delta q}{\hbar e^{kt/m}} \int p F e^{\frac{ip\delta q}{\hbar e^{kt/m}}} dp \cdot \\
 & = \frac{\partial Z(q, \delta q, t)}{\partial t} + \frac{k}{m} \delta q \frac{\partial Z(q, \delta q, t)}{\partial (\delta q)}
 \end{aligned} \quad (28)$$

Multiplicando tudo por $i\hbar e^{kt/m}$, e agrupando os termos, ficamos com a equação

$$\begin{aligned}
 i\hbar e^{kt/m} \frac{\partial Z(q, \delta q, t)}{\partial t} & = \frac{-\hbar^2 e^{2kt/m}}{m} \frac{\partial^2 Z(q, \delta q, t)}{\partial q \partial (\delta q)} \\
 & + \frac{\delta q}{m} \frac{\partial V(q)}{\partial q} Z(q, \delta q, t)
 \end{aligned} \quad (29)$$

Se utilizarmos novamente (7), ficamos com duas equações, exatamente como antes, mas agora dadas por

$$\frac{\partial R^2}{\partial t} e^{kt/m} + \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial q} \left(e^{2kt/m} R^2 \frac{\partial S}{\partial q} \right) = 0, \quad (30)$$

e

$$\begin{aligned}
 R^2 \delta q \frac{\partial}{\partial q} \left[\frac{\partial S}{\partial t} e^{kt/m} + \frac{e^{2kt/m}}{2m} \left(\frac{\partial S}{\partial q} \right)^2 - \right. \\
 \left. \frac{e^{2kt/m} \hbar^2}{2mR(q,t)} \frac{\partial^2 R}{\partial q^2} + V(q) \right] = 0
 \end{aligned} \quad (31)$$

Se escrevermos

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{-\hbar^2 e^{2kt/m}}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q^2} + V(q) \right) \Psi(q, t) = \\
 = i\hbar e^{kt/m} \frac{\partial \Psi(q, t)}{\partial t},
 \end{aligned} \quad (32)$$

e fizermos como anteriormente, obtemos também (30) e (31). Analisando (32) é perceptível que a equação é simplesmente a equação de Schrödinger já conhecida com uma "nova constante de Planck" como em (23). Fica claro também que quando $k = 0$ recuperamos a equação de Schrödinger comum.

Apresentamos aqui um método que nos permite derivar a equação de Schrödinger de forma sólida e sistemática e que pode ser facilmente estendido para sistemas em que há introdução ou remoção de energia. Em particular, é possível encontrar a equação de Schrödinger para um sistema com resposta linear do tipo $k\dot{q}$, esta sendo a maneira tradicional de se estudar sistemas que recebem ou perdem energia em Mecânica Clássica.

No entanto, há ainda a necessidade de se analisar casos mais gerais como, por exemplo, quando k deixa de ser uma constante e passa a depender da posição ou do tempo, sendo estes comportamentos mais aceitáveis fisicamente, uma vez que não se espera uma situação na qual o elemento dissipativo remova *toda* a energia do sistema quântico subjacente.

Tais generalizações estão sendo presentemente desenvolvidas pelos autores.

REFERÊNCIAS

- [1] E. Kanai, Progr. Theoret. Phys 3, 440 (1948). W. E. Brittin, Phys. Rev. 77, 396 (1950). V. W. Myers, Am. J. Phys. 27, 507 (1950). E. H. Kerner, Can. J. Phys. 36, 371 (1958). W. K. H. Stevens, Proc. Phys. Soc. 72, 1027 (1958)
- [2] H. B. Callen, and T. A. Welton, Phys. Rev. 83, 34 (1951). Weber, J., Phys. Rev. 90, 977 (1953), Senitzky, I. R., Phys. Rev. 119, 670 (1960). R. P. Feynman, and F. L. Vernon, Annals of Physics 24: 1208 (1963). doi:10.1016/00034916(63)90068-x
- [3] H. Dekker, Z. Physik B 21, 295 (1975)
- [4] A. O. Caldeira, A. H. Castro Neto, and T. Oliveira de Carvalho, Phys. Rev. B 48, 13974 (1993). A. O. Caldeira, and A. J. Leggett,

- Physica 121A: 587 (1983a). doi:10.1016/0378-4371(83)90013-4. A. O. Caldeira, and A. J. Leggett, *Annals of Physics* 149, 374 (1983b). doi:10.1016/00034916(83)90202-6. A. J. Leggett, *Physical Review B* 30, 1208 (1984). M. Rosenau da Costa, A. O. Caldeira, S. M. Dutra, and H. Westfahl Jr., *Physical Review A* 61: 2210 (2000). doi:10.1103/physreva.61.022107
- [5] L.S.F. Olavo, *Quantum Mechanics: principles, new perspectives, extension and interpretation*, Nova Science Publishers, Inc. (2014)
- [6] L.S.F. Olavo, *Foundations of Quantum Mechanics: Special and General Relativistic Extensions in Contemporary Research in Quantum Systems*, Zoheir Ezziane, Ed. Nova Science Publishers, Inc. (2014)
- [7] H. Goldstein, C. Poole and J. Safko, *Classical mechanics*, Addison Wesley; 3rd edition (2001) pp 22-24
- [8] D. J. Evans and G. P. Morriss, *Statistical mechanics of nonequilibrium liquids*, ANU E Press, Camberra; 2nd edition (2007) pp. 43-46

De Físicos e Pirâmides

LEONARDO EVARISTO DE SOUSA*

Universidade de Brasília

No fim de 2012, um bilionário chamado Bill Ackman apostou 1 bilhão de dólares que a Herbalife, uma multinacional americana, seria considerada um esquema pirâmide [1]. Ele vendeu ações da empresa a descoberto apostando que elas se desvalorizariam quando chegassem a essa conclusão. O motivo estava na forma como a companhia opera. Os produtos - suplementos nutricionais e coisas do gênero - são vendidos não em lojas, mas por meio de pessoas que pagam para se afiliar à empresa e que compram os produtos para consumo próprio e para revenda. A compensação que essas pessoas recebem vem não só das vendas que fazem, mas também das novas pessoas que recrutam para entrar no negócio. Se em um modelo de negócios a maior parte dos lucros vier não da venda de um produto ou serviço, mas sim do recrutamento de novos vendedores de tal produto ou serviço, então você provavelmente tem um esquema pirâmide.

É fácil notar que um esquema que funcione dessa maneira não é sustentável. Se para receber dinheiro suficiente para se sustentar for necessário recrutar 5 novas pessoas para o negócio, então cada uma dessas pessoas precisará recrutar mais 5 e assim por diante. Em 14 iterações já se ultrapassa a população do planeta. Uma maneira de medir a sustentabilidade do negócio seria então comparar o volume de vendas do produto para pessoas fora do

esquema com o volume de vendas para pessoas de dentro do esquema, os revendedores. Se o grosso das vendas se der de revendedores para revendedores, então é certo que eventualmente as pessoas na base da pirâmide não conseguirão encontrar quem queira participar do negócio e terminarão com vastos estoques de um produto que não conseguem consumir nem vender.

O que isso tem a ver com física? Os cursos de física se dividem essencialmente em licenciatura e bacharelado. O primeiro se dedica a formar professores para os ensinamentos fundamental e médio. Já o segundo é o primeiro passo para uma carreira de pesquisador - e não muito mais do que isso. O que o bacharelado fornece é, na realidade, o requisito para se ingressar no mestrado em física. São poucas as carreiras que exigem especificamente uma formação em física fora do magistério - a de perito da polícia é a única que me vem em mente - e mesmo algumas seleções para estágio e trainees que incluem várias áreas correlatas excluem física da lista por motivos que eu não entendo.

Assim, o diploma coloca o aluno no rumo do mestrado, o que leva à seguinte pergunta: para que serve um mestrado em física? Acertou quem disse que serve para fazer doutorado em física. Este último, enfim, serve para treinar um pesquisador independente. E depois?

*Instituto de Física, Universidade de Brasília, 70.919-970 Brasília, Brasil

Como é bem sabido, o grosso da pesquisa feita no país - em particular da pesquisa básica a que a maioria dos físicos se dedica - é realizada em universidades públicas, já que são, via de regra, difíceis de - como dizer? - traduzir em algo comercializável. Não é fácil encontrar empresas dispostas a financiar pesquisa em temas cuja importância prática ainda está longe de ser conhecida. Até aí, é do jogo. Pesquisa sem utilidade prática imediata não significa pesquisa inútil, mas implica que o financiamento será compreensivelmente mais difícil de obter. Dessa forma, uma carreira de pesquisa em física significa essencialmente uma carreira de magistério no ensino superior. Em outras palavras, o bacharelado em física é o caminho para aqueles que desejam seguir carreira como professores universitários, caminho esse que passa inevitavelmente por mestrado e doutorado.

Note que a função da pós-graduação nesse caso é diferente da que existe em outras áreas. Em geral, pessoas se matriculam em cursos de pós-graduação para obter um diferencial que lhes permita aperfeiçoar seu ofício e subir na carreira. Na física, o que ocorre é diferente. A pós-graduação é a condição sem a qual o sujeito sequer pode obter o - praticamente - único trabalho para o qual sua formação abre portas.

Agora, o trabalho de professor em uma universidade consiste em dois aspectos. O primeiro é a pesquisa propriamente dita e o segundo é a formação de novos pesquisadores, seja por meio de aulas na graduação ou na pós, seja pela orientação direta de mestrandos e doutorandos. Em outras palavras, as atividades são duas: a fabricação de um produto, a pesquisa - que é notoriamente não comercializável -, e o recrutamento de novos indivíduos que disputarão a possibilidade de recrutarem no futuro, eles próprios, novas pessoas. Soa familiar?

A figura 1 mostra o número de mestres e doutores em física formados nesse século no país. Os dados são do Painel Lattes [2]. Como se pode ver, o

número de mestres formados por ano alcançou um pico de 458 em 2013 e desde então tem diminuído, prenunciando uma possível queda no número de doutores formados nos próximos anos. De toda forma, só nos últimos 3 anos mais de 600 doutores em física foram diplomados, a uma taxa média de 235 doutores por ano. Essa média corresponde a algo em torno de 7% do total de físicos com doutorado trabalhando em instituições de ensino superior públicas e privadas do país em 2016, de acordo com o Painel Lattes [2]. Em tempos de crise econômica, quem espera um ritmo de crescimento chinês em uma área tão afastada do setor produtivo? Restará àqueles que não conseguirem se posicionar logo após o doutorado entrar no purgatório dos pós-docs; abandonar a pesquisa para dar aulas no ensino médio; se juntar às hordas dos concurseiros ou começar de novo em outra área.

Alunos de pós-graduação desanimados e incertos de seus futuros são comuns ao ponto de serem clichês. Há quem se aproxime da quarta década de sua vida sem ainda ter obtido seu primeiro emprego, tendo vivido de bolsa desde os tempos de PIBIC. O problema não é novo nem se resume ao Brasil, como já apontava em 2010 a revista *The Economist* em uma reportagem com o sugestivo subtítulo de “*Why doing a PhD is often a waste of time*” [3].

É preciso olhar o papel que nosso instituto tem nesse estado de coisas. A cada semestre, doze vagas para alunos de mestrado e doze para alunos de doutorado são oferecidas. Isso significa que se o programa funcionasse perfeitamente, vinte e quatro doutores seriam formados por ano só na UnB. Comparando com os números de diplomados nos últimos três anos, o IF-UnB seria responsável pela formação de cerca de 10% dos doutores em física do país sendo apenas um de 49 programas de doutorado em física e astronomia no Brasil espalhados por 37 instituições [4]. Mas esse não é o caso.

Na avaliação trienal da pós-graduação feita pela

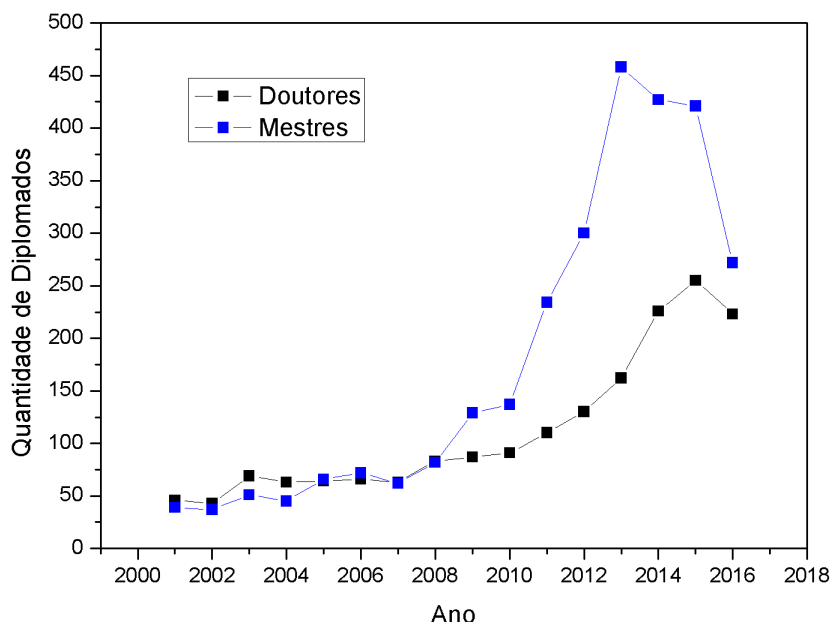


Figura 1: *Quantidade de doutores e mestres formados por ano no Brasil.*

CAPES e publicada em 2013 [5], três fatores foram destacados como responsáveis pelo nosso rebaixamento de nota 5 para 4. As razões entre o número de doutores titulados e de alunos de doutorado (0,08) e entre o número de mestres titulados e de alunos de mestrado (0,18) ficaram muito abaixo das médias nacionais (0,16 e 0,40, respectivamente). Além disso, a razão média entre o número de trabalhos publicados com alunos e o número de alunos do programa foi de 0,13, bem abaixo dos 0,30 da média nacional. Esse três fatores problemáticos têm - literalmente - um denominador comum: há alunos demais.

Se está claro que proporcionalmente formamos muito pouco, vemos que em termos absolutos a situação é diferente. A razão entre o número de alunos titulados e o número de docentes (0,51) foi considerada muito boa pela CAPES. A página de informações sobre fluxo discente da Plataforma

Sucupira lista que nos últimos três anos foram defendidas uma média de 10 teses de doutorado por ano (8 em 2014, 11 em 2015 e 10 em 2016). No mestrado, a média foi de 13 por ano (13 em 2014, 11 em 2015 e 16 em 2016, contando titulados e mudança de nível com defesa). Essas médias correspondem a praticamente metade da capacidade do instituto, porém são números consideráveis, similares ao de bacharéis diplomados por ano na nossa graduação. Assim, temos uma situação peculiar, na qual formamos poucos em termos relativos, porém formamos muitos em termos absolutos.

Há toda uma estrutura de incentivos por trás desse problema. Por parte dos professores, os incentivos vêm por meio da progressão funcional por mérito, que se dá por um sistema de pontos. Entre as atividades que conferem pontos a um professor encontram-se a orientação de dissertações e teses; a participação em bancas e as disciplinas

que leciona. Espera-se também que a orientação de alunos ajude a aumentar a produção de artigos, outro fator de pontuação. Dessa forma, um aluno de pós-graduação é uma fonte de pontos para vários professores.

Por parte dos alunos, os incentivos vêm por intermédio da concessão de bolsas - sem as quais não seria possível formar quase ninguém -, o que, graças às condições impostas pela CAPES [6] de dedicação exclusiva e devolução dos recursos no caso de não conclusão, praticamente garantem que os alunos bolsistas permanecerão no programa até o fim. Além disso, a manutenção das bolsas depende também da “comprovação de desempenho acadêmico satisfatório” e a perda da bolsa costuma implicar na saída do aluno do programa, o que, por sua vez, gera resultados negativos na avaliação da CAPES.

A conjunção de todos esses incentivos - que fazem todo sentido individualmente - resulta na seguinte situação: um número desproporcionalmente alto de alunos é admitido a cada semestre para atender a demanda de um grande número de professores. Os padrões nas disciplinas da pós são relaxados, já que reprovações levariam a perda de bolsas, perda de alunos e prejuízo à avaliação do programa. Finalmente, o sistema de pontos e a necessidade financeira por parte do aluno de concluir o curso garantem que não haja qualquer estímulo para reprovações - não há quem tenha notícia de um caso sequer de tese ou dissertação reprovada.

A ideia do sistema como um todo é alinhar os interesses de professores e alunos. Embora a ideia tenha mérito, há uma diferença fundamental na forma como os incentivos são recompensados para as duas classes. Professores precisam atingir certa pontuação para obter sua progressão, independentemente da pontuação de seus colegas. Já os alunos munidos de um recém-adquirido doutorado receberão sua recompensa na forma de pontos em provas de títulos para concursos. A utilidade

desses pontos, no entanto, é dependente de o quão raro é o título, isto é, ele tem valor relativo. Uma distinção que é ubíqua não distingue ninguém. A situação dos professores está para a dos alunos como o exame da OAB está para o vestibular. No primeiro, você concorre consigo. No segundo, concorre contra os outros. O que se observa então é um processo de inflação, no qual a emissão em larga escala de títulos reduz o valor de cada um individualmente. A pontuação conferida a doutorados e pós-doutorados passa a ser mais uma distinção por antiguidade que por mérito acadêmico, um sinal da quantidade de tempo há que determinada pessoa se encontra na fila.

Para completar essa análise, vejamos o caso dos alunos da graduação, onde os incentivos discutidos, como as bolsas, costumam não existir. Verificando os dados de evasão fornecidos pelo Decanato de Ensino e Graduação (DEG-UnB) [7] em 2016, temos que o percentual de alunos que ingressaram entre 2002 e 2008 no bacharelado e obtiveram o diploma cedo ou tarde foi de 38,4% - considerando todas as habilitações, a taxa foi de 43,8% -, o que se traduz em algo entre 6 e 7 bacharéis por semestre. Se considerarmos só os que se formaram dentro do prazo de 4 anos, o número cai para 21,5%. Essa altíssima taxa de evasão - na casa dos 60% - é facilmente explicada pela combinação de falta de perspectivas aliada à dificuldade do curso - pouco retorno para muito investimento. As tentativas de diminuí-la costumam se dar pelo lado da demanda, tentando reduzir o déficit de conhecimento com que muitos alunos chegam ao curso, por exemplo. O fato é que nem toda a didática do mundo é capaz de alterar a natureza do mercado de trabalho, o que leva a crer que o problema não seja a taxa de evasão ser alta, mas sim que não seja alta o suficiente. Da mesma forma que na pós-graduação, é preciso resolver o problema olhando para a curva de oferta.

Os dados mostram que um corte pela metade das vagas oferecidas para a graduação - hoje são



Figura 2: *“I have a Master’s degree!” “Who doesn’t?”*

26 vagas para o curso diurno e 30 para o noturno - ainda deixaria espaço para alguns alunos desistirem do curso. A razão de haver tantas vagas para o curso de física parece ser o baixo custo marginal por aluno. Admitir 15 ou 30 alunos faz pouca diferença em termos dos recursos necessários para mantê-los, já que a formação de um físico se dá em grande parte a base de papel e caneta. Agora, se esse custo marginal é realmente baixo, qual o propósito de cortar essas vagas? O motivo está no custo pago pelos alunos - aqueles que abandonam o curso, seja na graduação ou na pós, ou que terminam apenas para cumprir as obrigações com as agências de fomento para em seguida tomar outro rumo na vida -, o custo de oportunidade.

Como são poucas as funções que exigem um bacharelado, mestrado ou doutorado em física, para aqueles que resolvem abandonar a área, cada ano que se passou investindo em um desses diplomas

corresponde a tempo que poderia ter sido mais bem gasto. Dada a diferença entre oferta e demanda, cedo ou tarde haverá quem se encontre nessa situação e descubra - talvez depois de dez anos de estudo - que entrou em um jogo feito para ser perdido.

Dada toda essa discussão, seria possível concluir então que o caminho do bacharelado ao doutorado em física é - sem entrar no mérito do valor intrínseco do produto, ou seja, da pesquisa, mas focando apenas no seu aspecto de difícil comercialização - uma forma intelectual de Herbalife? Se levarmos em conta apenas a pesquisa, provavelmente a resposta é sim. O que afasta parcialmente a analogia é o fato de haver um segundo serviço prestado, esse sim de utilidade mais imediata: as chamadas disciplinas de serviço, isto é, os cursos oferecidos pelos departamentos de física que fazem parte do currículo de outras graduações, como as engenharias. É esse serviço - cuja característica im-

portante é ser prestado a gente de fora da pirâmide da física - que justifica o tamanho do nosso instituto e certamente é o fator mais importante para determinar seu crescimento.

Há esperança, portanto. Os números não são lá animadores, mas servem para que cada um - em cada degrau da escala acadêmica - analise sua situação e conclua se a ideia de continuar os estudos em física se dá por opção ou por falta dela. Aos que ficam, é certo que a pesquisa científica, mesmo a mais abstrata, é útil - em sentido amplo. O desafio é ser relevante, estudar o que nos interessa, mas sem deixar de levar em conta que desenvolver algumas habilidades práticas pode ser extremamente útil, aí sim, em sentido estrito.

REFERÊNCIAS

- [1] *Is Herbalife a Pyramid Scheme?* <https://www.theatlantic.com/magazine/archive/2014/06/wall-streets-6-billion-mystery/361624/>. Acesso: 07/03/2017.
- [2] *Painel Lattes*. <http://estatico.cnpq.br/painelLattes/>. Acesso: 07/03/2017.
- [3] *The Disposable Academic*. <http://www.economist.com/node/17723223>. Acesso: 07/03/2017.
- [4] *Plataforma Sucupira*. https://sucupira.capes.gov.br/sucupira/public/informacoes_programa/informacoesPrograma.jsf. Acesso: 07/03/2017.
- [5] *Relatório Trienal CAPES 2013*. http://conteudoweb.capes.gov.br/conteudoweb/VisualizadorServlet?nome=53001010/003/2013_003_53001010002P6_Ficha.pdf&aplicacao=avaliacaotrienal&idEtapa=2&ano=2013&tipo=divulga. Acesso: 07/03/2017.
- [6] *Portaria 76 de 14 de abril de 2010*. https://www.capes.gov.br/images/stories/download/legislacao/Portaria_076_RegulamentoDS.pdf. Acesso: 07/03/2017.
- [7] *Análise de Trajetória dos Alunos da UnB*. <http://unb2.unb.br/administracao/decanatos/deg/trajetoria/trajetoria.htm>. Acesso: 07/03/2017.

Um catálogo unificado para os *Gamma-ray Bursts*

RACHEL S. A. BOTELHO* & IVAN SOARES FERREIRA†

Universidade de Brasília

Resumo

Os Gamma-ray Bursts são eventos transientes de altíssima energia. Possivelmente têm como origem dois tipos de fenômenos: o colapso gravitacional de estrelas de grande massa; ou a coalescência de estrelas compactas. Ocorrem entre 300 e 400 destes eventos ao ano, distribuídos uniformemente no céu e também, em termos de distância, acompanham a taxa de formação estelar já bem conhecida. Neste trabalho serão apresentadas as características gerais destes fenômenos obtidas durante a produção de um catálogo de eventos bastante abrangente, que ficará disponível para uso de toda a comunidade científica.

Palavras-chave: Astrofísica de altas energias, Gamma-ray Bursts, Análise de catálogos de objetos.

I. INTRODUÇÃO

Uma das tarefas mais antigas na astronomia, remontando a era clássica, é a de produzir catálogos de objetos celestes. Nomeá-los, indicar sua posição no céu e especificar suas características peculiares, tais como brilho ou variabilidade, ocupa astrônomos até os dias de hoje. Contudo, se no começo eram os planetas e estrelas brilhantes que enchem os *notebooks*, hoje são objetos bastante diversificados, muitos deles só descobertos nos últimos 40 anos.

Neste trabalho especificamente, lidamos com eventos transientes que emitem inicialmente em raios gama. São conhecidos como *Gamma Ray Bursts* (GRBs), pois se mostram como explosões

altamente energéticas. Ao longo do tempo, foram detectados por diferentes instrumentos colocados no espaço, sendo que a equipe de cada um destes instrumentos produziu catálogos para os seus GRBs. Aqui tentamos produzir um catálogo unificado, com a quase totalidade dos eventos medidos, e enumerando algumas das características relevantes para o estudo da cosmologia usando estes eventos.

A história dos GRBs iniciou-se em 1963 com a assinatura de um tratado entre as nações hegemônicas na Guerra Fria, segundo o qual apenas seria permitido executar testes nucleares no subterrâneo. Visando o cumprimento deste, os Estados Unidos iniciaram um programa para o lançamento de satélites capazes de detectar esse tipo de evento. No

*Universidade de Brasília -Aluna de Graduação do Instituto de Física (IFD)), E-mail: rsabotelho@gmail.com

†Professor Adjunto, Laboratório de Cosmologia e Astrofísica, Instituto de Física, Universidade de Brasília. Para maiores informações acesse: <http://labcosmologiaunb.org>. E-mail:ivan@fis.unb.br

total, ao longo da década, foram lançados 6 pares de satélites (Vela 1 a,b até Vela 6 a,b) [12].

Não foram encontrados evidência de testes nucleares, mas detectou-se uma série de enormes explosões de raios gama com origem desconhecida e características intrigantes, sendo o primeiro visualizado em 2 de julho de 1967 pelos pares 3 e 4. Nos primeiros momentos, apenas conseguiu-se verificar que não foram originados no Sistema Solar [12].

Então seguiram-se uma série de missões espaciais com o intuito de compreender melhor o que seriam esses eventos. O marco das missões iniciais foi o Batse a bordo do satélite Compton. Depois, com o BeppoSAX foi possível o estudo dos eventos de contrapartida (emissão remanescente ou *afterglow*, em inglês) em outros comprimentos de onda que permitiu resolver a questão de origem galáctica ou extragaláctica deixada pelo Batse. Já o *Swift* e o HETE-2, por serem mais sensíveis a GRBs curtos que os satélites anteriores, possibilitaram estudá-los mais profundamente inclusive seus *afterglows*. Por fim, tem-se o satélite Fermi.

Nas próximas seções discutiremos mais as propriedades gerais dos GRBs como encontradas na literatura, falaremos, com alguns detalhes, dos instrumentos de onde obtivemos informações sobre os eventos e por fim exploraremos algumas características dos GRBs conforme nosso próprio catálogo mostra.

II. MODELOS POSSÍVEIS PARA OS GRBs

I. GRBs Curtos

Os GRBs curtos (SGRB, do inglês) são aqueles que duram menos que aproximadamente 2 segundos [18]. Além disso possuem um espectro duro, ou seja, rapidamente alcançam o máximo da sua emissão, e este máximo corresponde aos fótons de mais alta energia.

No caso de SGRB, o modelo mais aceito é o da coalescência de objetos supermassivos, como buracos negros e estrelas de nêutrons, em sistemas binários. O modelo sugere que, com o tempo, a órbita desses objetos diminui devido à liberação de energia em forma de ondas gravitacionais até que eles colidam formando um buraco negro com disco de acreção, que dará origem ao GRB. Por meio de simulações, acredita-se que para esse cenário ser possível, é necessário que a fração das massas seja diferente de 1, ou seja, os dois corpos devem ter massas distintas [22].

Em fevereiro de 2016 foi anunciada a observação de ondas gravitacionais pelo *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) em 14 de setembro de 2015. Essa descoberta aumenta a credibilidade do modelo pois comprova a existência dos sistemas binários de buracos negros, que até então não haviam sido observados [6].

Os SGRBs são encontrados distantes das regiões de formação estelar, pois estando ligados às estrelas de nêutrons, a muito estes objetos já se afastaram de sua posição de nascimento, visto que tipicamente, durante a formação da estrela de nêutrons, ela é ejetada em alta velocidade [12]. Como exemplo temos os objetos *AE Aurigae* e *53 Arietis*, conhecidos como estrelas hipervelozes [13].

II. GRBs Longos

Os GRBs longos (LGRB) são aqueles cuja duração é maior que aproximadamente 2 segundos [18]. Estes eventos comumente apresentam uma emissão remanescente que persiste por dias, e pode ser detectada em todo o espectro, até em rádio. De fato, muito do que sabemos sobre estes eventos, sua distância, a galáxia hospedeira, e outros, é devido a detecção da emissão remanescente.

A respeito de sua origem, o modelo mais aceito é o de colapso de estrelas supermassivas (*Collapsar Model*) em sistemas binários (o que parece ser mais

provável) ou isoladas. De acordo com esse modelo, há alguns requisitos que a estrela deve cumprir para ser possível o surgimento do GRB [22]:

- Possuir núcleo supermassivo;
- Possuir enorme momento angular;
- Ter eliminado suas camadas de hélio e hidrogênio antes da explosão.

Um núcleo supermassivo e alto momento angular são necessários para que o resultado da explosão possa ser um buraco negro com um disco de acreção ao seu redor. Este sistema alimenta os jatos relativísticos, nas direções polares, que darão origem ao GRB observado. É esperado que a região dos pólos tenha baixa densidade de matéria, pois assim não reduz a velocidade dos jatos [12].

Para fomentar melhor esse modelo, observações de supernovas do tipo Ic foram muito úteis. Visto que também são produzidas pelo colapso da estrela progenitora, associadas à maioria dos LGRBs.

A candidata mais provável é a estrela do tipo *Wolf-Rayet*, que é um estágio final da evolução de estrelas supermassivas (com massa maior que aproximadamente 20 vezes a do Sol). Devido a enorme massa, essas estrelas usam rapidamente todo o seu hidrogênio, pois a pressão de radiação deve ser suficiente para conter o colapso gravitacional, e, então, começa a fusão de outros elementos (hélio, silício, carbono até o ferro). Nessa fase, a pressão de radiação gera enormes ventos que levam consigo parte das camadas exteriores da estrela, gerando grossas linhas de absorção em seu espectro. Quando o combustível de fusão se esgota, as *Wolf-Rayet* colapsam gerando supernovas e buracos negros [17].

Além disso, também verificou-se que LGRBs advém de galáxias com alta formação estelar, o que já era esperado pois esse tipo de estrela pouco se locomove ao longo de sua vida [12].

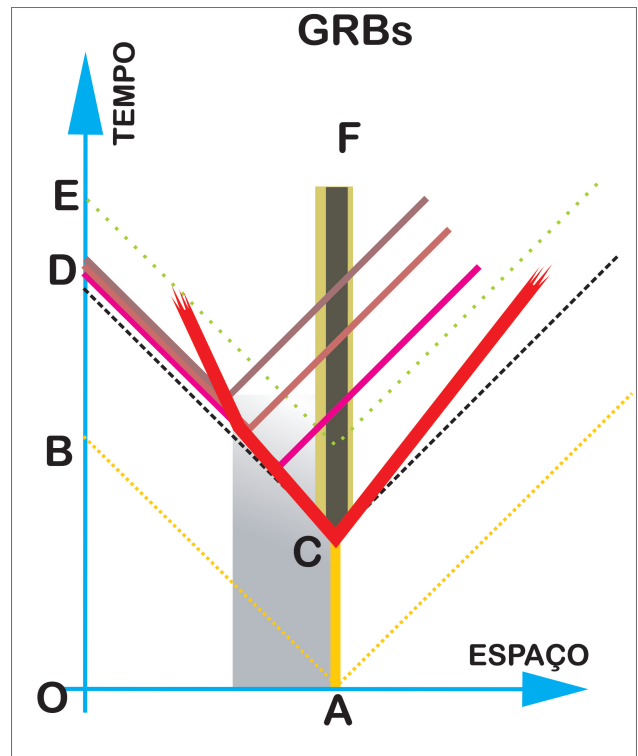


Figura 1: Esquema geral para um GRB, longo ou curto, dentro de um diagrama do tipo espaço-tempo. Aqui temos: O) Posição do observador; A) posição do progenitor. Note que junto ao objeto há um meio material que o envolve, ilustrado em cinza; B) Instante que o observador recebe fótons ou radiação gravitacional oriunda do progenitor; C) Colapso e produção do jato relativístico (em vermelho); D) Observador detecta os fótons em raios gama, ou seja, vê o GRB. Além dos pulso principal, vários outros são observados, produzindo uma curva de luz complexa. E) Observador detecta a emissão em raios X, proveniente do objeto colapsado. F) Objeto colapsado acompanhado por um disco de acreção, responsável pelos raios X.

Na figura 1 encontra-se uma ilustração do observado em um GRB, seja ele curto ou longo. Trata-se de um diagrama espaço-tempo, com o observador na origem. Os raios de luz e a radiação gravitaci-

onal sempre se deslocam por retas a 45 graus. Lá estão indicados o progenitor, o objeto colapsado, o jato relativístico, e diversos momentos importantes do processo, essenciais para a compreensão da curva de luz destes eventos.

III. A DETECÇÃO DE UM GRB

O estudo de fenômenos de altas energias deve ser realizado por satélites no espaço pois essa radiação (raios gama, raios X) é absorvida pela atmosfera. Seus fótons reagem com a matéria, principalmente, por meio dos processos [15]:

- Efeito fotoelétrico – cede toda sua energia ao elétron, liberando-o do confinamento;
- Espalhamento Compton – cede parte de sua energia ao elétron, que pode estar livre ou preso ao átomo, com o qual colide. A colisão desvia o fóton de sua direção original, altera sua frequência e o elétron adquire energia e momentum;
- Formação do par elétron-pósitron – esse fenômeno pode ocorrer quando o fóton de raio gama possuir energia maior que 1,022 MeV (dobro da energia de repouso do elétron).

No caso dos GRBs, os detectores mais utilizados são os do tipo cintilador (Batse, BeppoSAX, Agile e GBM/Fermi) e os do tipo semicondutor (Swift e LAT/Fermi).

Cintilador

Os detectores do tipo cintilador são compostos por cristais de, principalmente, NaI(Tl) ou CsI(Tl). A energia dos fótons incidentes é convertida em luz visível pelo material cintilador. Estes fótons vão para um tubo fotomultiplicador composto, basicamente por um cátodo, dínodos e um ânodo. Ao colidirem com o cátodo, elétrons são liberados

(efeito fotoelétrico) e, depois, acelerados contra os dínodos, onde são multiplicados. Por fim, interagem com o ânodo produzindo um sinal elétrico, que é proporcional à energia do fóton de raio gama [15].

Semicondutor

Um detector deste tipo é basicamente composto por um material semicondutor disposto entre dois eletrodos. Sobre este sistema, age um campo elétrico. Inicialmente, o material serve como um isolante, não permitindo a passagem de corrente elétrica. Porém, a incidência de partículas de alta energia promove elétrons para a banda de condução, logo se tem uma corrente não nula [20].

IV. MISSÕES ESPACIAIS IMPORTANTES

Nesta seção serão mostradas algumas especificações e descobertas das principais missões espaciais para o estudo dos GRBs

Interplanetary Network (IPN):

- Rede de satélites localizados bem distante entre si (perto de Vênus, por exemplo) para determinar a localização dos GRBs na esfera celeste por meio da triangulação dos raios de luz. A precisão conseguida foi boa, mas não o suficiente para reduzir a diversidade de teorias a respeito da origem dos GRBs [12])
- Descobriu o primeiro GRB do tipo *Soft Gamma-Ray Repeaters* (SGRs). Devido as seguintes características foi associado à estrelas de nêutrons: encontrado perto de um ‘resto de supernova’, primeiro pulso curto e bastante intenso (aproximadamente 100x mais luminoso que os demais GRBs), repetição de eventos no mesmo local e periodi-

cidade de emissão compatível com objetos compactos e de alta frequência rotativa [12].

Burst and Transient Source Experiment (BATSE)

- Especificações

Instrumento integrante do satélite *Compton Gamma Ray Observatory (CGRO)*, missão especializada na detecção de fenômenos de altas energias (raios gama e raios X). Teve duração de 9 anos (1991-2000).

É composto por 8 pares de detectores de NaI(Tl) localizados em cada canto do CGRO. Tal disposição permitia a total visualização do céu. Cada par é constituído por um Large Area Detector(LAD) e um Spectroscopy Detector (SD). O primeiro tem 2025 cm^2 de área e atua no intervalo 20 keV – 1,9 MeV. Já o segundo, 127 cm^2 de área e 10 keV - 100 MeV [2].

- Descobertas

Com o Batse foi possível verificar duas características importantes: distribuição isotrópica espacialmente [12] e bimodal em relação ao tempo, em que os curtos duram aproximadamente menos que dois segundos e o longos, mais que dois segundos [19]. No entanto, deixou em aberto a questão da origem dos GRBs: Galáctica ou extragaláctica [12].

BeppoSAX

- Duração: 1996-2003

- Especificações

A detecção de GRBs no BeppoSax é feita pelo *Gamma-Ray Bursts Monitor (GRBM)*, que é formado por quatro placas de CsI(Na) com 10 mm de espessura e 1136 cm^2 de

área. Já localização, é determinada, principalmente, pelas *Wild Field Camera (WFC)* com precisão de alguns minutos de arco (aproximadamente 3). O Primeiro atua na faixa 40 - 700 keV e o segundo, 1,5 – 26 keV [8].

Essa podia ser determinada em poucas horas e logo enviada à comunidade científica para que outros telescópios pudessem analisar a região em outros comprimentos de onda. Além disso, foi colocado em órbita quase equatorial de modo que o campo magnético terrestre minimizasse a radiação de fundo de alta energia [22].

- Descobertas

Detectou as primeiras emissões remanescentes em outros comprimentos de onda: em raios X e luz visível para o GRB 970228 e em rádio para o GRB 970508. Também foi possível identificar suas galáxias hospedeiras, em que a do segundo foi caracterizada como azul de alta formação estelar [22] e [12].

Com o GRB 970508 pode-se determinar origem extragaláctica por meio da identificação de linhas de absorção em seu espectro. E, pelo afterglow em rádio, que a superfície emissora devia expandir-se relativisticamente [12].

Além disso, descobriu uma nova classe de eventos: X-ray flashes [22] e visualizou uma supernova no mesmo local que o GRB 980425, surgindo a possibilidade da conexão entre GRBs e estrelas massivas [12].

High Energy Transient Explorer 2 (HETE-2)

- Lançamento: 2000

- Especificações

Composto pelos instrumentos: FREGATE, que faz a detecção dos GRBs (1 - 400 keV); *Wide Field X-Ray Monitor* (WXM), capaz de localizá-los com precisão de aproximadamente 10 minutos (2 – 25 keV) e *Soft X-Ray Camera* (SXC) com precisão de 30 segundos de arco (0,5 - 10 keV) [1].

Foi o primeiro satélite a poder, em seu interior, determinar a localização de um GRB, o que permitiu a análise de (afterglows) mais rapidamente, segundos após o evento. Outra propriedade importante é o anti-solar pointing, que facilita a análise dos eventos por outros telescópios, pois os GRBs detectados estarão sempre na região noturna da Terra [22].

- Descobertas

Observou o primeiro *afterglow* ótico de um GRB curto (GRB 050709) e o primeiro evento - GRB 030329 - a ser associado, sem dúvidas, a uma supernova Ic. Também se verificou, por meio de análises espectrais, de *redshift*, galáxias hospedeiras, entre outras propriedades, que os *X-Ray flashes* descobertos pelo BeppoSAX são GRBs pouco luminosos [22].

Swift

- Lançamento: 2004

- Especificações

Composto por três instrumentos:

1. *Burst Alert Telescope* (BAT): possui 32.768 elementos detectores de CdZnTe com tamanho 4 x 4 x 2mm, produzindo uma área sensível de 5200

cm^2 . Detecta os GRBs e faz as medidas básicas – duração, posição, fluência, fluxo, entre outras. É capaz de realizar medidas de posição com 4 minutos de arco de precisão. É sensível no intervalo 15 - 150 keV [3].

2. *X-Ray Telescope* (XRT): especializado em medidas espectrais dos afterglows, principalmente na faixa dos raios X. Possibilita o estudo desses eventos desde aproximadamente 20 s até semanas após o GRB. Também pode fornecer a posição com 5 segundos de arco de precisão. Atua na faixa 0,2 - 10 keV [5].
3. *Ultraviolet/Optical Telescope* (UVOT): designado para o estudo de afterglows na faixa do visível e ultravioleta. É capaz de determinar localizações com 0,5 segundos de precisão. [4].

O Swift tem capacidade para reconhecer um evento como GRB em poucos segundos e logo se reposicionar para poder estudá-lo [12].

- Descobertas

Detectou o primeiro *afterglow* em raios X de um GRB curto. Por meio deste, o GRB 050509b foi associado à galáxias vermelhas (com pouca formação estelar) [12].

Fermi Gamma-Ray Space Telescope

- Especificações

O instrumento principal *Large Area Telescope* (LAT) é sensível no intervalo 20 MeV – 300 GeV e possui uma área efetiva de incidência normal de 9500 cm^2 . É capaz de localizar GRBs com uma precisão de até 10 minutos de arco [9]. O estudo dos GRBs

é feito, principalmente, pelo Gamma-Ray Burst Monitor (GBM), que é composto por dois tipos detectores: 12 peças de NaI(Tl) com dimensões 1,27 cm (espessura) x 12,7 cm (diâmetro), atuando na faixa 8 keV - 1 MeV, e 2 peças de BGO com 12,7 cm x 12,7 cm, sensível no intervalo 200 keV – 40 MeV [11].

- Descobertas

Detectou um GRB no mesmo local e 0,4 s após o LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) ter observado ondas gravitacionais. A probabilidade de não estarem conectados é de 0,22%, como calculado pelo grupo do Fermi [14]. Além disso, detectou o evento (GRB130427A) mais luminoso (fótons de até 94 GeV) e mais longo [7].

Agile

- Lançado em abril de 2007
- Composto por 3 instrumentos [21]:

1. The Gamma-Ray Imaging Detector (GRID): especializado na formação de imagens. É sensível na faixa 30 MeV – 50 GeV e funciona, basicamente, por meio da formação de pares elétron-positron em um *tracker* de silicone e tungstênio. Capaz de determinar posições com precisão de aproximadamente 15 minutos de arco.
2. The hard X-ray Imager (Super-AGILE): formação de imagens em raios X. Atua no intervalo 18 – 60 keV. Capaz de determinar posições com precisão de aproximadamente 1-2 minutos de arco.

3. The Mini-Calorimeter: faz medidas de energia. Composto por 30 barras de CsI(Tl) dispostas em duas camadas. Sensível no intervalo 0,35 – 50 MeV.

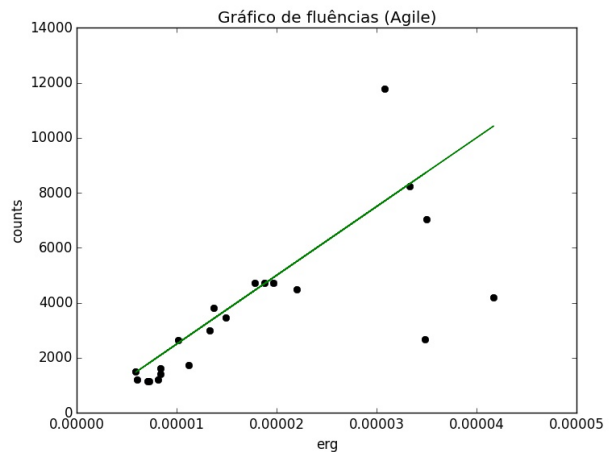


Figura 2: Gráfico que correlaciona as fluências em counts e em erg para o Agile.

V. CONSTRUÇÃO DO CATÁLOGO

Os dados utilizados na construção do catálogo foram os de tempo (T50 e T90), coordenadas galácticas, fluência (erg cm^{-2}) e fluxo ($\text{fótons cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) dos catálogos de GRBs listados abaixo juntamente com a descrição das alterações feitas nos dados originais.

Do Batse¹ foram utilizados apenas os GRBs concomitantemente presentes nas partes: *Basic*, *Duration* e *Flux and Fluence*, ou seja, os GRBs que estão em uma ou duas partes, mas não nas outras, foram excluídos. Ao todo, usaram-se 1971 GRBs desse catálogo, pois são aqueles que possuem maior confiabilidade (não são, por exemplo, emissões solares).

¹Catálogo obtido no site <http://gamma-ray.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog/current/>

No caso do Swift² foi necessário converter as coordenadas de equatoriais (ascensão reta e declinação) para galáctica (longitude e latitude). Isto foi feito por meio da rotina SkyCoord do pacote Astropy. O mesmo também precisou ser feito para os dados do Agile³.

Também foi necessário transformar as unidades da fluência de counts para erg cm^{-2} , da seguinte forma:

1. Primeiro, obteve-se o coeficiente angular do melhor ajuste ao gráfico que correlaciona a fluência em counts e a fluência em erg cm^{-2} para os GRBs cujo último valor é fornecido pelo artigo [16], como pode ser visto na figura 2;
2. Em seguida, dividiu-se a fluência em counts pelo coeficiente encontrado. Esse passo foi particularmente necessário no processamento dos dados do Agile.

Além disso, no processo deve-se notar a existência de GRBs em comum entre o Swift e o Agile. Nesse caso, foram consideradas as coordenadas do primeiro, por serem mais precisas. Para os GRBs com denominações distintas em cada um, utilizou-se a nomenclatura do Swift.

Para fechar, os dados do Telescópio Fermi⁴ também precisaram de uma conversão de coordenadas e uma identificação dos eventos coincidentes com os catálogos do Swift e Agile.

VI. ANÁLISE ESTATÍSTICA DESTE NOVO CATÁLOGO

Com os dados do catálogo foram feitos alguns gráficos relacionando informações dos vários catálogos utilizados. Primeiramente, verificou-se a

distribuição isotrópica no céu, independente do instrumento usado para a detecção, da duração ou do fluxo. Na figura 3 temos um mapa, em projeção Mollweide, com todos os eventos do catálogo. Nítidamente não há regiões especialmente povoadas, entretanto, mais que por um exame visual, testes de isotropia já foram conduzidos demonstrando isso, veja por exemplo [10]. Vale também ressaltar, analisando as figuras 4 a 7, que para a fluência também não há direção preferencial.

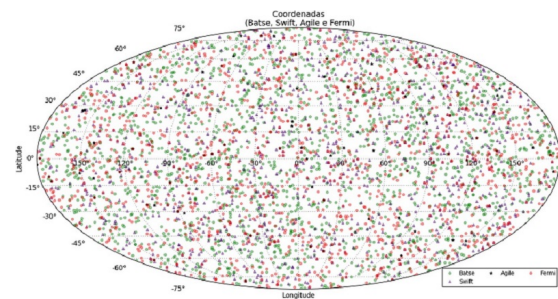


Figura 3: Mapa em projeção Mollweide e em coordenadas Galácticas de todos os eventos detectados pelos instrumentos do Batse, do Agile, do Swift e do Fermi.

Por outro lado, ao se graficar a distribuição temporal dos eventos, vemos que é claramente bimodal (ou seja, há dois picos no gráfico, em que o primeiro representa os eventos de curta duração e o segundo, os longos). Gráficos como o mostrado na figuras 8, que relacionam duração com fluência e fluxo também mostram a existência de duas famílias distintas de eventos.

Note que no entanto, ao graficar outras características também listadas no catálogo, como é feito na figura 9, outras famílias aparecem, indicando que talvez existam outras populações de GRBs, que fogem ao modelo de eventos do tipo *short* ou *long*. Pode ser que ao explorar as características já me-

²Catálogo obtido no site http://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/

³Catálogo obtido no site <http://www.asdc.asi.it/mcalgrbcat/>

⁴Catálogo obtido no artigo [11]

didados dos eventos que fazem parte destas famílias, entendamos a sua natureza.

Já as figuras de 10 a 12 mostram algumas curvas de correlação, onde se vê informações combinadas de fluência e duração.

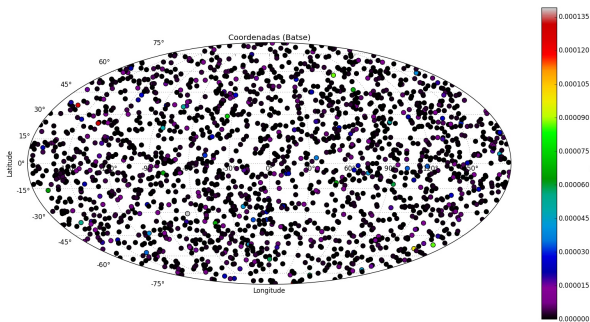


Figura 4: Mapa em projeção Mollweide e em coordenadas Galácticas para os eventos do Batsel com a cor dos pontos determinada pela fluência 3.

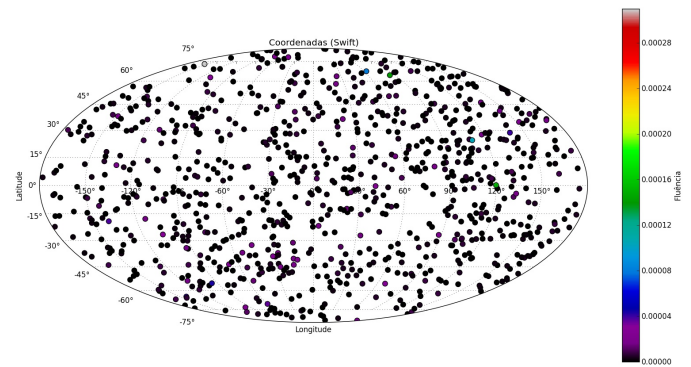


Figura 6: Mapa em projeção Mollweide e em coordenadas Galácticas para os eventos do Swift com a cor dos pontos determinada pela fluência.

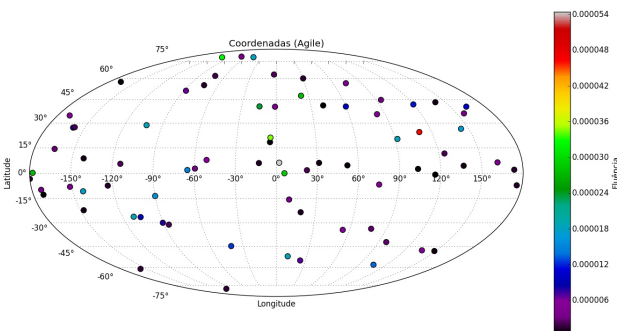


Figura 5: Mapa em projeção Mollweide e em coordenadas Galácticas para os eventos do Agile com a cor dos pontos determinada pela fluência.

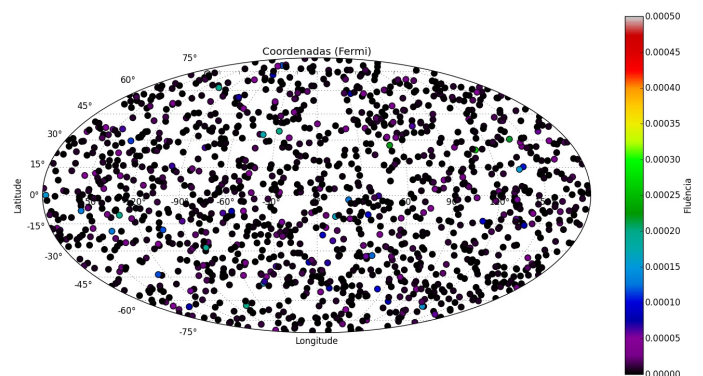


Figura 7: Mapa em projeção Mollweide e em coordenadas Galácticas para os eventos do Fermi com a cor dos pontos determinada pela fluência.

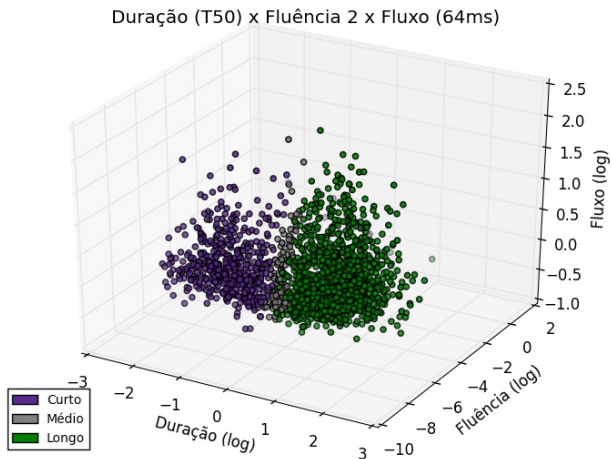


Figura 8: Gráfico de Duração x Fluência x Fluxo com os dados do Batse. Para construí-lo, foram utilizados o tempo T50, a fluência 2 e o fluxo 1 (64ms).

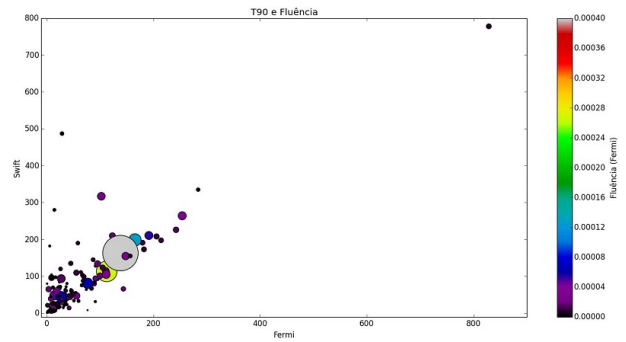


Figura 10: Gráfico de tempo T90 para os GRBs em comum entre o Fermi e o Swift com a cor dos pontos determinada pela fluência do Fermi e o tamanho, pela fluência do Swift.

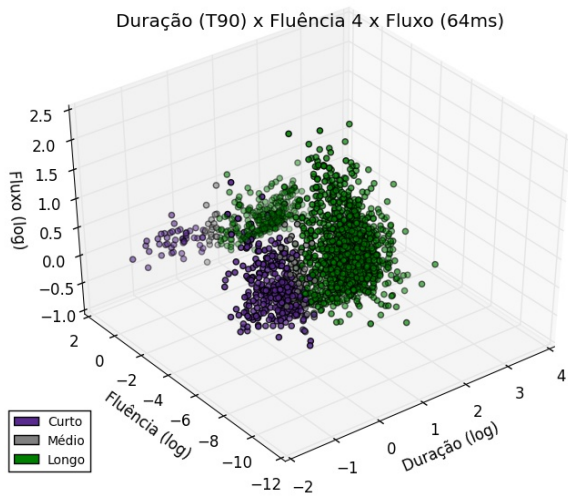


Figura 9: Gráfico de Duração x Fluência x Fluxo com os dados do Batse. Para construí-lo, foram utilizados o tempo T90, a fluência 4 e o fluxo 1 (64ms).

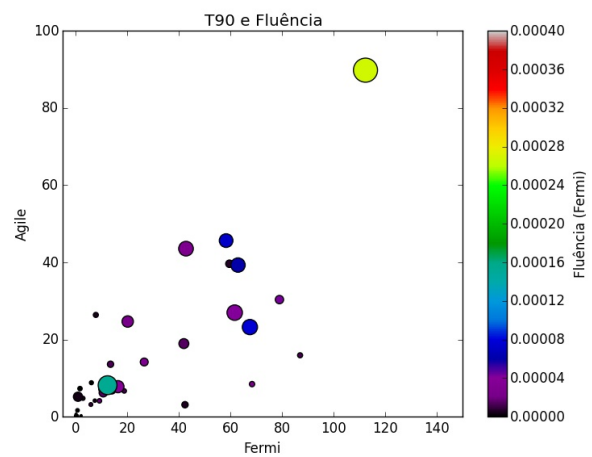


Figura 11: Gráfico de tempo T90 para os GRBs em comum entre o Fermi e o Agile com a cor dos pontos determinada pela fluência do Fermi e o tamanho, pela fluência do Agile.

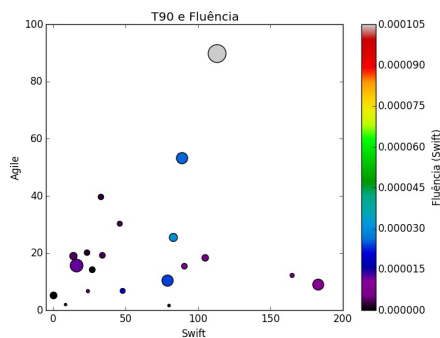


Figura 12: Gráfico de tempo T_{90} para os GRBs em comum entre o Swift e o Agile com a cor dos pontos determinada pela fluência do Swift e o tamanho, pela fluência do Agile.

VII. CONCLUSÕES

O catálogo unificado de GRBs está disponível publicamente em labcosmologiaunb.org e a medida que novos eventos forem detectados ele será atualizado. Além de dados, o catálogo conta com cabeçalho que ajuda o usuário, qualquer que seja, a processar estes dados. É importante dizer que online há um conjunto muito mais detalhado de informações que aquelas aqui presentes.

Pela nossa análise dos eventos, é possível perceber que os GRBs realmente seguem duas po-

pulações, ambas isotropicamente distribuídas no céu. Entretanto, ao se olhar a distribuição destes eventos tendo em mente o fluxo em várias bandas, nota-se peculiaridades que merecem atenção. Assim, uma segunda fase deste trabalho será voltado a compreender estas questões.

Em termos da sua aplicabilidade no estudo da Cosmologia, de posse do catálogo aqui produzido alguém poderá fazer estudos de correlação cruzada com traçadores da estrutura em grande escala, tais como mapas de potencial gravitacional gerados a partir da observação de lentes gravitacionais fracas, ou mesmo a partir de catálogos de aglomerados de galáxias, o que é mais usual.

AGRADECIMENTOS

RSAB agradece ao PROIC/DPP/UnB, enquanto que ISF agradece ao CNPq, pelo projeto PDE(234529/2014-08), e à FAPDF pelo projeto 0193.000868/2015, referente ao edital 03/2015. Agradecemos também aos criadores das ferramentas Python utilizadas, tais como WinPython, Astropy e matplotlib, e por fim as equipes dos telescópios Batse, Swift, Fermi, Hete-2, BeppoSAX e Agile.

REFERÊNCIAS

- [1] <http://space.mit.edu/HETE/instruments.html>. Acessado: 11/07/2016.
- [2] Appendix g to the nasa research announcement for the compton gamma ray observatory guest investigator program. http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/nra/appendix_g.html. Acessado: 11/07/2016.
- [3] Swift's burst alert telescope (bat). http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/bat_desc.html. Acessado: 11/07/2016.
- [4] Swift's ultraviolet/optical telescope (uvot). http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/uvot_desc.html. Acessado: 11/07/2016.

- [5] Swift's x-ray telescope (xrt). http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/xrt_desc.html.
Accessado: 11/07/2016.
- [6] B. P. Abbott and *et al.* Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Physical Review Letters*, 116(6):061102, February 2016.
- [7] M. Ackermann and *et al.* Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A. *Science*, 343:42–47, January 2014.
- [8] Lorenzo Amati. The beposax gamma-ray burst monitor response matrix and its application to the study of cosmic gamma-ray bursts. *Università di Roma "La Sapienza", Dottorato di Ricerca in Astronomia*, 1999.
- [9] W. B. Atwood and *et al.* The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *The Astrophysical Journal*, 697:1071–1102, June 2009.
- [10] A. Bernui, I. S. Ferreira, and C. A. Wuensche. On the Large-Scale Angular Distribution of Short Gamma-Ray Bursts. *The Astrophysical Journal*, 673:968–971, February 2008.
- [11] P Narayana Bhat and *et al.* The third fermi gbm gamma-ray burst catalog: the first six years. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 223(2):28, 2016.
- [12] Joshua S Bloom. *What are gamma-ray bursts?* Princeton University Press, 2011.
- [13] W. R. Brown, M. J. Geller, S. J. Kenyon, and M. J. Kurtz. Discovery of an Unbound Hypervelocity Star in the Milky Way Halo. *The Astrophysical Journal*, 622:L33–L36, March 2005.
- [14] V. Connaughton and *et al.* Fermi GBM Observations of LIGO Gravitational Wave event GW150914. *ArXiv e-prints*, February 2016.
- [15] Carl Eugene Crouthamel, Freddy Adams, and Richard Dams. *Applied gamma-ray spectrometry*. Pergamon Press, 1975.
- [16] M. Galli and *et al.* AGILE mini-calorimeter gamma-ray burst catalog. *Astronomy & Astrophysics*, 553:A33, May 2013.
- [17] Elizabeth Howell. What is a wolf-rayet star? <http://www.universetoday.com/24736/wolf-rayet-star/>. Accessado: 11/07/2016.
- [18] C. Kouveliotou and *et al.* Correlations between duration, hardness and intensity in GRBs. In C. Kouveliotou, M. F. Briggs, and G. J. Fishman, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 384 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 42–46, August 1996.
- [19] Chryssa Kouveliotou, Charles A Meegan, Gerald J Fishman, Narayana P Bhat, Michael S Briggs, Thomas M Koshut, William S Paciesas, and Geoffrey N Pendleton. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, 413:L101–L104, 1993.

- [20] Helmuth Spieler. *Semiconductor detector systems*, volume 12. Oxford university press, 2005.
- [21] M. Tavani and *et al.* The AGILE Mission. *Astronomy & Astrophysics*, 502:995–1013, August 2009.
- [22] Gilbert Vedrenne and Jean-Luc Atteia. *Gamma-ray bursts: the brightest explosions in the universe*. Springer & Praxis Publishing Ltd, 2009.

SIRIUS: fonte de luz síncrotron de última geração

LILAH FIALHO DE LIMA SIMÕES*

Universidade de Brasília

ENTREVISTA COM O PROFESSOR ANTÔNIO JOSÉ ROQUE DA SILVA

Antonio José Roque da Silva é Diretor do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), Diretor do Projeto Sirius e Professor Titular do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP). Tem graduação e mestrado em Física pela Unicamp, doutorado e pós-doutorado pela Universidade da Califórnia, em Berkeley, e pós-doutorado na Universidade da Califórnia em Los Angeles. Publicou mais de 130 artigos em periódicos especializados e é co-autor de mais de 200 trabalhos apresentados em eventos nacionais e internacionais. Atua na área de Física, com ênfase em Física da Matéria Condensada e Física Atômica e Molecular.

O Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) integra o Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM), uma organização social qualificada pelo Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (MCTIC). Localizado em Campinas (São Paulo), o LNLS é responsável pela operação da única fonte de luz síncrotron da América Latina, aberta ao uso das comunidades acadêmica e industrial. A fonte de luz síncrotron brasileira, chamada UVX, possui hoje 17 estações experimentais – ou linhas de luz –, voltadas ao estudo de materiais orgânicos e inorgânicos por meio de técnicas que empregam radiação eletromagnética desde o infravermelho até os raios X. Atualmente o LNLS é responsável pelo projeto e construção do Sirius, uma fonte de luz síncrotron de última geração, planejada para ser uma das mais avançadas do mundo.

I. O SENHOR PODERIA NOS DAR, INICIALMENTE, UMA IDEIA GERAL DO QUE É O PROJETO SIRIUS, COMPARANDO-O COM O ESTADO ATUAL DA ARTE NA ÁREA DE GERADORES DE LUZ SÍNCROTRON?

Um acelerador síncrotron funciona como um grande microscópio. Radiação eletromagnética gerada por elétrons relativísticos, quando têm suas trajetórias desviadas por campos magnéticos é chamada de luz síncrotron. Essa radiação eletromagnética tem características singulares, como altíssimo brilho e espectro que se estende por uma ampla faixa, do infravermelho aos raios-x. Essa luz síncrotron é usada

*Bolsista de mestrado da Universidade de Brasília. lilahfsimoes@gmail.com

para investigar a estrutura atômica e eletrônica de diversos tipos de materiais, orgânicos e inorgânicos, e permite identificar quais são os átomos e moléculas que os compõem, como eles se orientam no espaço, como se comportam sob condições extremas de temperatura e pressão, e muitas outras aplicações.

A atual fonte de luz síncrotron brasileira, UVX, é considerada uma fonte de 2^a geração. As melhores máquinas disponíveis no mundo são máquinas da chamada 3^a geração. No momento, apenas 3 países possuem ou estão construindo máquinas consideradas de 4^a geração, sendo um deles o Brasil com o projeto Sirius. Além do Sirius, a Suécia acaba de inaugurar o seu, chamado de MAX IV, e o síncrotron europeu, o ESRF, na França, já está em processo de upgrade. Outros síncrotrons ao redor do mundo estão ainda no processo de planejamento de atualização para essa nova geração, da qual o Brasil será um dos pioneiros.

Há muitas características que definem uma fonte de luz síncrotron e a geração a que ela pertence. A principal delas é a emitância: Para uma dada frequência da radiação, o seu brilho é diretamente proporcional ao fluxo (número de fótons por unidade de tempo) e inversamente proporcional ao produto (Tamanho do feixe x divergência angular do feixe). Esse último produto é a emitância do feixe. Portanto, quanto menor a emitância, maior o brilho.

Um alto brilho influencia as análises de materiais de diferentes formas:

- a. quanto maior o brilho da luz produzida pela fonte de luz síncrotron, maior é o número de amostras que podem ser analisadas num mesmo espaço de tempo; isso permite, inclusive, fazer experimentos com resolução temporal, em que se acompanha a evolução de reações ou processos, por exemplo, em função do tempo;
- b. quanto maior o brilho, melhor é a relação sinal-ruído de diversas técnicas de análise;
- c. a menor emitância, e portanto maior brilho, permite que menores escalas espaciais sejam sondadas pelas técnicas de análise. Isso abre oportunidades para estudos com feixes de poucos nanômetros, importantes para áreas como nanotecnologia, dentre outras;
- d. um maior brilho permite que novas técnicas surjam ou sejam exploradas mais efetivamente. Isso ocorre, por exemplo, com a técnica de Coherent Diffraction Imaging. As técnicas de imagem, tomografia e microscopia irão ser bastante beneficiadas pelo maior brilho.

O Sirius estará entre as fontes de luz síncrotron de menor emitância, e, portanto, maior brilho, do mundo na classe de energia em que trabalhará, de 3 giga-elétron-volts. Isso colocará o Brasil em um patamar de competitividade mundial diferenciado, permitindo um salto qualitativo nas pesquisas que poderão ser executadas com o Sirius.

II. QUAL SERÁ O INVESTIMENTO NECESSÁRIO PARA A CONCRETIZAÇÃO DO PROJETO?

Durante a elaboração do projeto executivo o orçamento do projeto foi calculado em R\$ 1,3 bilhão (em 2014). Esse orçamento engloba toda a parte civil, todos os aceleradores, 13 linhas de luz, infraestruturas necessárias ao desenvolvimento do projeto, além do custo de RH. A alta do dólar em relação ao valor de 2014 e a variação inflacionária traz o orçamento atual para algo em torno de R\$ 1,75 bilhão.

III. A IDEIA DESTE NOVO PROJETO DECORREU DO ESGOTAMENTO DA ANTIGA FONTE DE LUZ SÍNCROTRON DO LABORATÓRIO NACIONAL DE LUZ SÍNCROTRON (LNLS)? OU A ATUAL FONTE DE LUZ AINDA ATENDE EM GRANDE MEDIDA OS USUÁRIOS ATUAIS?

A fonte de luz síncrotron UVX, construída pelo LNLS foi inaugurada em 1997 e, apesar de sua alta confiabilidade e estabilidade, já não atende plenamente às necessidades dos pesquisadores. O número de estações de pesquisa instaladas no espaço físico atual já atingiu seu limite, e os parâmetros técnicos da máquina não permitem a realização de diversos experimentos avançados.

Sirius não será apenas capaz de melhorar quantitativamente os experimentos que já são feitos hoje no UVX, com a redução no tempo de aquisição de dados, o aumento da precisão dos resultados das medidas e o aumento no número de amostras que podem ser analisadas num mesmo espaço de tempo. Sirius possibilitará, principalmente, uma mudança qualitativa para as pesquisas dos usuários. A nova fonte permitirá a realização de experimentos hoje impossíveis no País. É importante salientar também que tudo o que o UVX faz hoje poderá ser feito muito melhor no Sirius.

A primeira diferença entre as duas máquinas é a faixa de energia em que trabalham. Os elétrons no anel de armazenamento do Sirius serão acelerados até a energia de 3 GeV, mais que o dobro da energia do UVX. Isso faz com que raios-X de maior energia sejam produzidos e permite que materiais como aço, concreto e rochas sejam estudados mais profundamente devido à penetração dos raios-X de até alguns centímetros, contra alguns micrômetros do UVX.

O baixo brilho e alta emitância do UVX limitam sobremaneira as técnicas mais modernas de síncrotron disponíveis para a comunidade do País. Nanotomografia, imagem por difração coerente, nanomicroscopia de fluorescência, análise de nanocristais, estudos de materiais em condições extremas (altas pressões, altas temperaturas e altos campos magnéticos), espalhamento inelástico, acompanhamento temporal de diversos processos, acompanhado de resolução espacial nanométrica e resolução química (importante, por exemplo, para processos catalíticos), dentre várias outras técnicas, não são possíveis de serem realizadas no UVX, ou são realizadas com grandes limitações, e todas poderão ser executadas no Sirius em alto padrão. Sirius colocará o país na fronteira da pesquisa com uma das ferramentas mais versáteis do mundo para análise de materiais, que é uma fonte de luz síncrotron. Basicamente todas as áreas do conhecimento poderão se beneficiar, como medicina, agricultura, ciências do solo, meio ambiente, biotecnologia, nanotecnologia, química, física, engenharia, geoquímica, geofísica, catálise, arqueologia, paleontologia, dentre várias outras.

IV. NA ATUAL SITUAÇÃO ECONÔMICA DO PAÍS, FAZ REALMENTE SENTIDO A CRIAÇÃO DE UM NOVO LNLS, AINDA QUE MUITO MAIS PODEROSO, UMA VEZ QUE O JÁ EXISTENTE ATENDE ÀS ATUAIS DEMANDAS?

Em primeiro lugar, não será um novo LNLS, mas sim um novo acelerador síncrotron para o Brasil, construído e operado pelo LNLS. É um projeto 100% nacional, e que será construído na maior parte também no Brasil, com empresas nacionais. Em segundo lugar, como dito acima, o atual acelerador, UVX,

está longe de atender todas as demandas da comunidade científica. As características do atual acelerador simplesmente impedem que um enorme conjunto de pesquisas seja realizado no Brasil, o que só irá se agravar com o avanço dos novos síncrotrons. Sirius permitirá, como poucos projetos no País, que o Brasil seja liderança mundial na pesquisa, pois ele está sendo construído para ter o maior brilho dentre todos os síncrotrons do mundo na sua faixa de energia. Alguns experimentos só poderão ser executados pela primeira vez no Sirius, o que abre oportunidades excepcionais para a pesquisa do País. Podemos dizer que o Sirius é um projeto estruturante para o Brasil, pois além desse aspecto de fronteira do conhecimento, ele impacta a indústria nacional através da construção dos seus sofisticados componentes – o que já está ocorrendo – ele traz oportunidades para a inovação, ele impacta na formação de recursos humanos – cientistas, engenheiros e técnicos – altamente qualificados, e impacta enormemente na internacionalização e visibilidade do País. Ou seja, é exatamente em um momento como o atual que um projeto como o Sirius traz oportunidades que ajudam o Brasil a sair da crise.

V. QUANTOS CIENTISTAS PODEM TRABALHAR SIMULTANEAMENTE NO ATUAL LNLS E QUANTOS PODERÃO ATUAR SIMULTANEAMENTE NO SIRIUS?

Cada estação experimental de um síncrotron é como um laboratório completo, o que faz com que diversos experimentos possam ser feitos ao mesmo tempo nas diversas linhas de luz. Hoje, no síncrotron UVX, existem 15 linhas abertas, para 16 estações experimentais, disponíveis aos pesquisadores. No Sirius, espera-se que no início da operação 13 linhas de luz estejam disponíveis a cientistas. No entanto, este número poderá ser ampliado para até 40 linhas de luz no futuro.

VI. COMO FOI E COMO ESTÁ SENDO O APOIO DO GOVERNO PARA O PROJETO SIRIUS?

O projeto Sirius é considerado um projeto prioritário pelo MCTIC. Ele foi incluído no PPA 2012-2015 e no PPA 2016-2019 como tal, e foi também incluído como um dos três projetos do então MCTI, hoje MCTIC, no PAC em 2016. O cronograma do Sirius prevê sua inauguração em 2018, e até o momento o governo tem conseguido assegurar os recursos suficiente para a manutenção deste cronograma.

VII. HAVERÁ ESPAÇO PARA CONTRATAÇÃO DE FÍSICOS RECÉM-FORMADOS NO SIRIUS?

Hoje já existem oportunidades para contratação de físicos, além de engenheiros e técnicos, como tem sido feito ao longo da execução do Projeto. Essas oportunidades podem ser acompanhadas pela página do CNPEM.

VIII. O PROJETO SIRIUS CONTA COM APOIO FINANCEIRO TANTO PÚBLICO COMO PRIVADO? SE SIM, O QUE ISSO IMPLICA NA DISPONIBILIDADE DO SIRIUS PARA A COMUNIDADE ACADÊMICA BRASILEIRA, QUE É, EM MAIORIA, CONSTITUÍDA POR UNIVERSIDADES PÚBLICAS? QUAIS EMPRESAS PRIVADAS APOIAM O PROJETO?

Fontes de luz síncrotron são infraestruturas que demandam investimentos significativos e com capacidade para receber um grande número de pesquisadores. Por isso, de maneira geral, são construídos e operados com recursos públicos governamentais de um ou mais países. No caso do Sirius, o projeto é financiado pelo Governo Federal, através do Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações, MCTIC. Houve contribuição também do Governo do Estado de São Paulo na desapropriação do terreno de 150 mil metros quadrados onde está sendo instalado o Sirius. Além disso, a FAPESP e FINEP têm sido parceiras nos programas de interação com empresas, além de apoio à eventos e na aquisição de alguns instrumentos científicos que serão instalados nas estações experimentais (linhas de luz) do Sirius.

Não há investimento privado aplicado no projeto.

Sirius irá operar, como já opera o UVX e todos os síncrotrons do mundo similares, como um Laboratório Nacional aberto para toda a comunidade de ciência, tecnologia e inovação do País.

IX. HAVERÁ PARCERIAS COM UNIVERSIDADES PARA USO DO SIRIUS COMO INCENTIVO À PESQUISA, COM USOS PARA CURSOS DE GRADUAÇÃO E PÓS-GRADUAÇÃO?

Da mesma maneira que o UVX já opera, o Sirius irá operar como um Laboratório Nacional aberto para toda a comunidade de ciência, tecnologia e inovação do País. Existem chamadas abertas, através do site do LNLS, para submissão de propostas. Essas propostas são julgadas por comitês de especialistas externos ao LNLS. As que têm mérito e atingem prioridade, recebem tempo de feixe para sua execução. As equipes de pesquisadores que vêm executar seus experimentos contêm, em geral, de 3 a 5 pessoas. Nessa equipe é comum a presença de alunos de pós-graduação e pós-doutores. A quase totalidade desses usuários são ligados às universidades e institutos de pesquisa. Além disso, o LNLS organiza regularmente escolas e workshops para treinamento de novos usuários e apresentação de novas técnicas, bem como tem seus pesquisadores participando regularmente de escolas e workshops organizados por universidades.

X. CONSIDERANDO A ATUAL ESTRUTURA POLÍTICA DO PAÍS, ESPECIFICAMENTE QUANTO À JUNÇÃO DO MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO COM O MINISTÉRIO DA COMUNICAÇÃO, HÁ ALGUMA MUDANÇA QUE AFETE O PROJETO DO SIRIUS?

A junção dos Ministérios não afetou, pelo menos até o momento, o apoio e priorização ao projeto. Eventuais dificuldades e preocupações quanto aos recursos do Projeto estão ligadas à atual conjuntura econômica do País, e não a reorganizações administrativas. A questão principal do momento é o montante

de recursos investidos pelo Estado brasileiro em Ciência, Tecnologia e Inovação. Sem investimentos consistentes e regulares nessas áreas, além de educação, o futuro do País estará seriamente comprometido.



Expediente Physicae Organum – Revista de Estudantes de Física da UnB
Volume 3. Número 1

**Publicação Semestral do Corpo Discente
do Departamento de Física da UnB
Brasília, Março de 2017**

Universidade de Brasília

Diretoria do Instituto de Física
José Felipe Beaklini Filho
José Francisco da Rocha Neto

Conselho Editorial
Dr. Olavo Leopoldino da Silva Filho

Comissão Editorial

Lilah Fialho
Milena Botelho
Natália Soares
André Gonçalves
Paulo Ferrari
Bárbara Cavalcante
Patrícia Valero

Comitê Científico

Dra. Adriana Pereira Ibaldo
Dr. Antonio Carlos Pedroza
Dr. Antony Marco Mota Polito
Dr. Bernardo Mello
Dr. Clovis Maia
Dr. Ivan Soares Ferreira
Dr. José David Manguiera Vianna
Dr. Junio Márcio Rosa Cruz
Dra. Leticia Nunes Coelho
Dr. Marcus Bastos Lacerda Santos
Dr. Olavo Leopoldino da Silva Filho
Dra. Reva Garg
Dra. Roseline Strieder
Dra. Vanessa Carvalho
DR. Luciano Nascimento
Frederico Prudente
DR. Amílcar Queiroz
DR. Ademir Santana
DR. Bruno Vieira Ribeiro
DR. Angelo Marconi Maniero
DR. Paulo Lima Junior

Contatos

<http://periodicos.unb.br/index.php/physicae>
physicaeorganum@gmail.com