

Quasares, AGNs e Buracos Negros

Introdução à Cosmologia Física

Caroline Guandalin e Heitor Ernandes

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

01 de outubro de 2015

1 Quasares e seu contexto histórico

Os quasares (do inglês Quasars, *quasi-stellar radio source*) foram primeiramente descobertos como sendo uma fonte unicamente de rádio, de tamanho angular muito pequeno, sendo praticamente pontuais. O quasar 3C 48, observado na década de 1960, foi a primeira fonte de rádio desse tipo a ser associada a um objeto óptico, de tal forma que era possível, assim, obter o seu espectro.

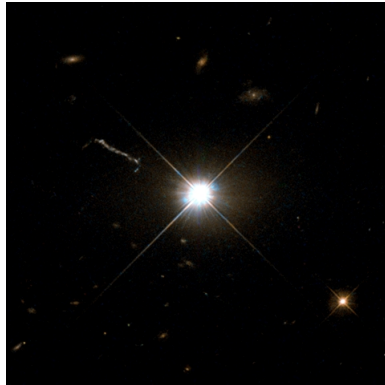


Figura 1: Quasar 3C 273. Imagem do *Hubble's Wide Field and Planetary Camera 2* (WFPC2).

A princípio, acreditava-se que esse objeto era uma estrela azul muito fraca mas, analisando o seu espectro, foi possível observar que linhas desconhecidas. Em 1962, outra fonte em rádio similar a 3C 48 foi detectada: o objeto 3C 273. O astrônomo Maarten Schmidt, em 1963, obteve seu espectro no óptico com telescópio Hale de 200 polegadas no Monte Palomar, observando que as linhas desconhecidas nada mais eram que as linhas do hidrogênio com um redshift de $z = 0,158c$. Com isso, ele pode determinar que, na verdade, o espectro de 3C 48 estava com redshift de $z = 0,37c$. Ou seja, tais objetos estavam a muitos bilhões de anos luz de distância.

Uma vez que se tem a distância (obtida a partir do redshift) na qual o objeto se encontra e é conhecido o seu fluxo (obtido através da imagem formada no telescópio), torna-se possível calcular a sua luminosidade L , já que

$$F(r) = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (1)$$

Foi encontrada, para esses objetos, uma luminosidade equivalente à de centenas (ou milhares) de galáxias, ou seja, bilhões de estrelas ($10^{14}L_{\odot}$). Pelo limite de Eddington,

$$\frac{L_{\text{Edd}}}{L_{\odot}} \approx 3.5 \times 10^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad (2)$$

o qual estipula a luminosidade máxima que uma estrela pode ter, com uma certa massa, e ainda permanecer em equilíbrio hidrostático, chegou-se à conclusão de que tais objetos não poderiam ser estrelas, pois a partir dessa luminosidade limite, a pressão de radiação se torna mais forte que a atração gravitacional e a estrela começa a perder massa constantemente.

Para uma estrela que está na sequência principal, ou seja, cuja fonte de energia térmica vem da fusão de hidrogênio em hélio, o limite tem uma massa de $187M_{\odot}$. Após inúmeras observações com o telescópio Hubble, foi possível ver que esses objetos se encontravam no centro de galáxias.

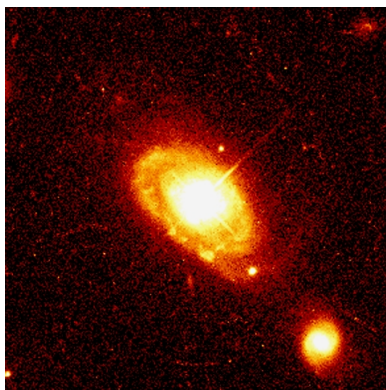


Figura 2: Quasar PG 0052+251, a 1,4 bilhões de anos luz de distância, localizado no centro de uma galáxia espiral.

Pode-se concluir, dessas observações, que os quasares são objetos muito distantes, antigos e brilhantes. Em 1964, Edwin Salpeter e Yakov Zeldovich propuseram que tais objetos são galáxias com buracos negros supermassivos, rodeados por partículas, em seu núcleo. Hoje, o modelo mais aceito é que um buraco negro central acreta gás e estrelas de sua vizinhança, emitindo intensa radiação enquanto a matéria é acelerada, espiralando no disco de acreção. Parte dessa matéria é então ejetada, devido à conservação do momento angular.

2 Buracos negros

Antes de dar continuidade à discussão, é importante entender o que são os buracos negros, já que eles são objetos centrais no entendimento da física por trás dos quasares.

2.1 Ideias básicas

Antes de ser apresentada a descrição matemática de um buraco negro, ou seja, como sendo uma solução exata das equações de Einstein encontrada pela primeira vez por Karl Schwarzschild, é instrutivo apresentar as noções básicas do que é um buraco negro, indo um pouco além do clássico “um buraco de onde nem a luz escapa”.

Especulações sobre objetos parecidos com o que entendemos hoje por buracos negros remonta a mais de dois séculos com a ideia Newtoniana de que uma partícula pode ou não escapar de um campo gravitacional, dependendo da velocidade de escape necessária. Além disso, depende também da sua posição inicial dentro deste campo. Para um corpo esférico, como uma estrela, a velocidade de escape depende apenas de quão distante ela está do centro do corpo.

Igualando as energias cinética e potencial, temos que

$$\frac{1}{2}v^2 = \frac{MG}{R} \quad (3)$$

onde v é a velocidade de escape, M é a massa que gera o campo gravitacional, R é o seu raio e G é a constante universal de gravitação. Para qualquer velocidade acima de v um corpo pode escapar da ação do campo gravitacional em que está inserido.

Além disso, no fim do século XVIII, John Michell e Pierre Laplace especularam sobre a possibilidade da existência de estrelas cuja velocidade de escape excedia a velocidade da luz. Neste caso, fazendo $v = c$, temos

$$R = \frac{2MG}{c^2} \quad (4)$$

ou ainda, usando a convenção $c = 1$

$$R = 2MG \quad (5)$$

Essa expressão simples e obtida a partir de cálculos não relativísticos é a mesma que Schwarzschild encontrou ao resolver as equações de Einstein para um campo gravitacional estático e isotrópico.

Contudo, apesar das semelhanças, os conceitos embutidos na teoria da mecânica clássica são totalmente diferentes daqueles que surgem no contexto da relatividade geral: classicamente, uma estrela com o raio dado por (5) continua irradiando, mas a luz fica presa na sua superfície; no caso da relatividade geral, um buraco negro é aquilo que sobra depois que um objeto sofreu um colapso gravitacional completo, curvando o espaço-tempo de tal forma que o único futuro possível para os raios de luz é cair numa região de densidade, pressão e velocidade de escape infinitas. Chamamos essa região de singularidade.

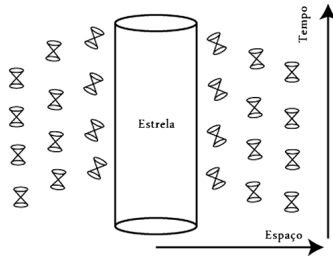


Figura 3: Espaço-tempo ao redor de uma estrela estável. Os raios de luz são levemente curvados devido à presença de um campo gravitacional forte, mas nunca chega a passar do limite no qual os eixos espacial e temporal se invertem.

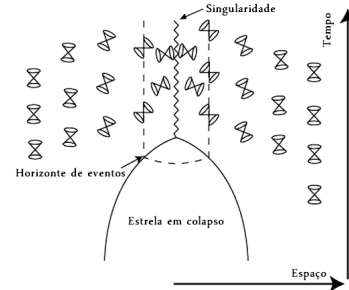


Figura 4: Espaço-tempo para uma estrela em colapso gravitacional. Os eixos temporais dos cones de luz apontam para a singularidade, de forma que o único futuro possível para os raios de luz é entrar no buraco negro.

2.2 Equações de Einstein

A relatividade geral é uma teoria da gravidade definida numa variedade¹ espaço-temporal, na qual a força gravitacional é descrita em termos da curvatura do espaço-tempo. Essas curvaturas, por sua vez, são geradas pelos campos de matéria existentes nesse espaço que são regidos pelas equações de Einstein. Essas equações envolvem segundas derivadas do tensor métrico $g_{\mu\nu}$.

¹Uma variedade, em matemática, é qualquer espaço topológico que na vizinhança infinitesimal de cada ponto pode ser tratado como Euclidiano.

Qualquer campo de matéria pode ser descrito pelo tensor de energia-momento $T^{\mu\nu}$. Portanto, eles obedecem equações tensoriais, as quais são covariantes, i.e. são válidas para quaisquer referenciais.

As equações de Einstein são dadas por

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (6)$$

onde $R_{\mu\nu}$ é o tensor de curvatura de Ricci, R é a curvatura escalar e Λ é a constante cosmológica, que será aproximada por zero para a efetuação dos cálculos.

2.3 Solução de Schwarzschild

Devido à sua complexidade, as equações de Einstein podem ser resolvidas analiticamente apenas para alguns casos. Um deles, obtido ao se considerar o campo gravitacional estático e isotrópico de um corpo esfericamente simétrico (como é, por exemplo, o caso do Sol), foi resolvido por Karl Schwarzschild, em 1916, alguns meses após a publicação das equações de campo no vácuo, por Albert Einstein².

Depois que um corpo esférico colapsa, toda a geometria do espaço-tempo pode ser descrita por essa solução, a qual previu a existência dos buracos negros.

Tal solução é conhecida como métrica de Schwarzschild, sendo dada por

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2MG}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2MG}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2 \quad (7)$$

onde $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2$. Vemos que essa solução possui uma singularidade em $r = 2MG$, como foi obtido no caso clássico.

Nas figuras abaixo está esquematizado o que acontece com uma estrela esfericamente simétrica em colapso gravitacional, de acordo com a métrica de Schwarzschild. Esses diagramas também servem para a discussão do caso assimétrico.

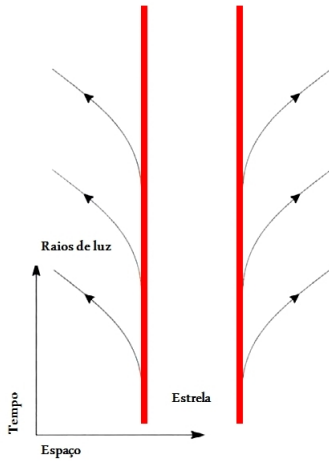


Figura 5: Espaço-tempo ao redor de uma estrela estável. Os raios de luz podem escapar da superfície da estrela (indicada pelas linhas vermelhas verticais). Longe da estrela, os raios de luz estão a 45° com relação à vertical, como acontece para um espaço-tempo de Minkowski. Contudo, perto da estrela, o campo gravitacional faz com que os raios de luz se curvem, fazendo um ângulo menor com a vertical.

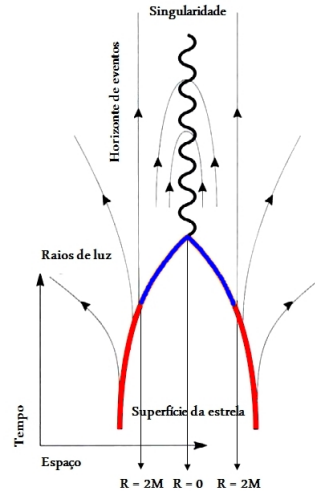


Figura 6: Colapso gravitacional de uma estrela (linhas vermelhas se encontrando no ponto $R = 0$). O campo gravitacional criado curva tanto a luz que os raios próximos ao raio $R = 2M$ se movem para dentro. Com isso, um buraco negro é formado: é uma região do espaço-tempo na qual nem os raios de luz conseguem escapar.

²Outra solução exata das equações de Einstein é a métrica dos modelos de Friedmann-Robertson-Walker.

As Figuras 5 e 6 representam a mesma situação mostrada nas Figuras 3 e 4; contudo, ao invés dos cones de luz, a situação é esquematizada para os raios de luz.

3 Núcleos ativos de galáxias

Uma galáxia ativa, ou um núcleo ativo de galáxia (do inglês, AGNs: sigla para *Active Galactic Nuclei*), diferencia de uma galáxia comum (inativa) por ter um buraco negro supermassivo acretando matéria em seu núcleo.

Apesar de, atualmente, todos os objetos contendo um buraco negro supermassivo e ativo sejam chamados de AGN, alguns nomes utilizados nas décadas de 60 e 70 ainda permanecem, tais como galáxias Seyfert 1 ou 2, em homenagem a Carl Seyfert, primeira pessoa a observar algumas galáxias desse tipo no fim da década de 40.

A principal diferença entre uma galáxia Seyfert 1 e uma Seyfert 2 reside em seus espectros UV serem diferentes. As Seyferts tipo 1 possuem linhas de emissão fortes e largas (2000 a 1000 km s^{-1}) (tanto as linhas permitidas quanto as semi-proibidas), enquanto que as linhas mais largas do tipo 2 não excedem 1200 km s^{-1} . Essas diferenças são interpretadas, nos dias de hoje, como sendo devido a diferentes ângulos com que seus centros são observados e também à quantidade de obscurecimento ao longo da linha de visão.

Além dessas classificações, os AGNs podem ser também separados de acordo com a sua luminosidade: galáxias Seyfert designam AGNs de baixa luminosidade, com redshift pequeno, enquanto que os mais luminosos recebem o nome de quasares. Contudo, essa classificação não é muito precisa. Alguns pesquisadores classificam como quasares qualquer AGN com redshift $z \geq 0,2$.

Um quasar é dividido em algumas regiões: BALRs (*broad absorption line region*), NALs (*narrow absorption line region*) e BELRs (*broad emission line region*). As duas primeiras são regiões de absorção, podendo ser observadas quando um quasar está com seu toro virado para o observador, uma vez que para haver absorção é necessário ter uma nuvem de gás. A terceira região é responsável pelas linhas de emissão, que é uma região próxima do feixe do quasar, onde a maior parte da emissão é em raios X provenientes de espalhamentos. Em geral, os espalhamentos são eletrônicos, sendo que o mais característico é da radiação de bremsstrahlung.

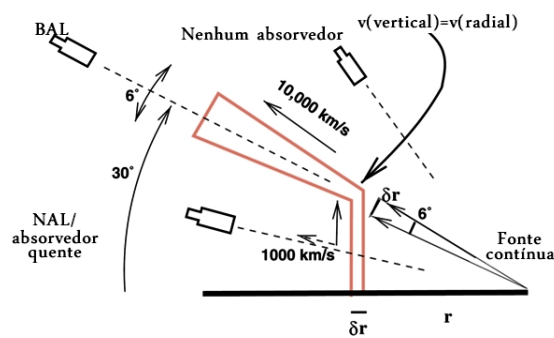


Figura 7: .

Com essa divisão, pode-se diferenciar os vários tipos de AGNs que são observados, dependendo de cada ângulo com o qual a observação é feita. Logo, um AGN observado a 30° será visto como um AGN de baixa luminosidade, já que em seu espectro serão visíveis linhas de absorção de alta ionização. Com um ângulo maior, ou seja, com a linha de visada do observador

apontando mais para o feixe produzido pelo AGN, não haverá mais linhas de absorção, pois todo o gás que ali existia é colocado para fora pela imensa força do feixe do núcleo ativo. Assim, tem-se um espectro em emissão.

4 Espectros de quasares de redshift elevado

No espectro de um quasar, é notória a aparição de uma linha larga de Ly- α e linhas largas de transições proibidas (e.g. O-IV), como pode ser visto na Figura 8. Com esses espectros, é possível determinar o redshift do quasar, sua massa, velocidade de rotação e matéria contida no espaço entre ele e a Terra.

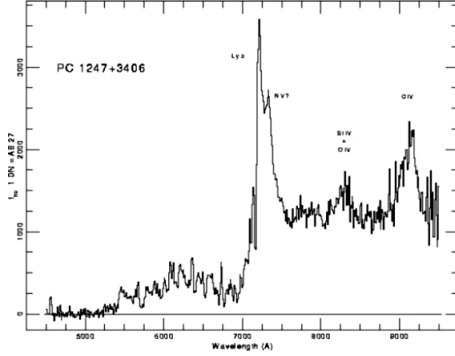


Figura 8: Espectro do quasar PC 1247+3406, com redshift $z = 4,897 \pm 0,011$.^[11]

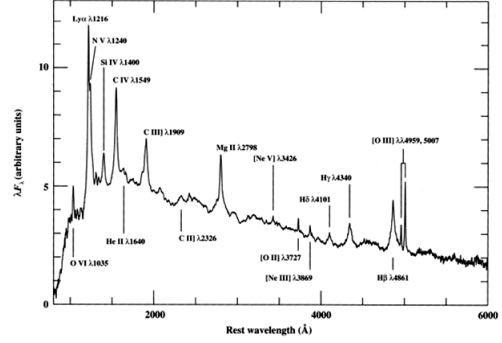


Figura 9: Espectro médio de 700 quasares.

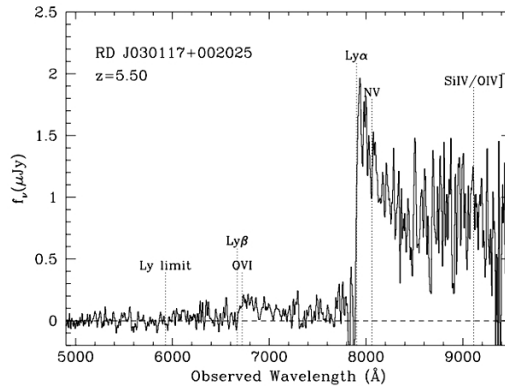


Figura 10: Espectro para o quasar RD J030117+002025, com redshift $z = 5,50$. Este é o quasar (ou AGN) mais distante conhecido atualmente. Sua luminosidade é equivalente a $4,5 \times 10^{12} L_{\odot}$.^[12]

O pico que surge na linha Ly- α pode ser explicado pelo fenômeno conhecido como *floresta de Ly- α* , ou ainda Efeito Gunn-Peterson, em homenagem a James Gunn e Bruce Peterson que o previram pela primeira vez, em 1965.

A floresta Lyman alpha é um fenômeno de absorção visto no espectro de quasares e galáxias com altos redshifts, sendo a única evidência observacional direta da existência do meio intergaláctico e que dá propriedades deste (ou seja, da maior parte do conteúdo de matéria bariônica do universo).

Quando a luz de um quasar distante passa pelo gás intergaláctico ocorre uma absorção por esse gás, o que leva a uma modificação no espectro observado, funcionando como um registro das propriedades físicas e químicas das nuvens de gás. É possível pensar nisso como um projetor de slides cósmico, onde o quasar faz o papel da luz e as nuvens fazem papel dos slides.

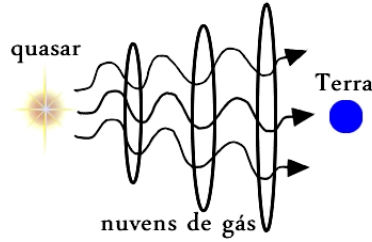


Figura 11: Quasar emitindo luz em direção a Terra e as camadas de gás intergaláctico.

Primeiramente, a maior parte da matéria presente no universo encontra-se na forma de hidrogênio. Além disso, a seção de choque de absorção da linha Ly- α do hidrogênio neutro é grande o suficiente para que, mesmo se fosse pequena a quantidade de matéria na forma de hidrogênio, as linhas em redshift absorveriam completamente parte do espectro de qualquer fonte de luz. A absorção deve assumir essencialmente a forma de um vale no espectro do quasar, que se estende para o azul a partir da emissão Ly- α do objeto.

Gunn e Peterson detectaram tais vales, mas a luz emitida não havia sido completamente absorvida, havendo um resíduo de luz na região do espectro. Isso poderia significar duas coisas: (a) resta pouco hidrogênio no meio intergaláctico e quando a floresta Ly- α é observada, a maior parte da matéria já se condensou nas galáxias ou (b) a maior parte do hidrogênio não está na sua forma neutra, o que produz a absorção Ly- α , mas está ionizado.

Estudos realizados apontam que a segunda possibilidade é a mais importante, já que a combinação da emissão de radiação ionizante de todos os objetos quase-estelares (quasares e AGNs) em redshifts altos somam um campo de radiação UV provavelmente forte o suficiente para manter a maior parte da matéria bariônica do universo em um estado ionizado, isto é, se os bárions estão, predominantemente, na forma de um gás distribuído de maneira mais (ou menos) homogênea.

5 Modelo unificado

Seyfert estudou galáxias razoavelmente raras (correspondente a cerca de 10% das galáxias observadas), cujo núcleo possui uma luminosidade correspondente a quase metade de seu brilho total, o que as diferencia das mais comuns. Após analisar tais galáxias através de seus espectros, Seyfert descobriu que existiam diferenças entre elas: algumas apresentam linhas estreitas como H-I, He-I e He-II, que são provenientes das NALs, isto é, das nuvens de gás mais frias e distantes do buraco negro existente em seu núcleo, e linhas mais largas que são provenientes das nuvens mais próximas da singularidade, com maior velocidade de rotação e com uma parte considerável de linhas proibidas no espectro. Essas linhas proibidas são assim chamadas por serem um transição de baixa probabilidade, não podendo ser observadas em laboratório. Contudo, como um AGN tem uma quantidade abundante de gás quente, tais linhas começam a ser mais visíveis.

Este perfil de espectro foi denominado de Seyfert de tipo 1. Já as Seyfert de tipo 2 possuem linhas mais largas por terem seus núcleos ativos sendo observados na faixa do toro de gás. Logo, elas terão linhas mais alargadas e proibidas, podendo ser grandes fontes no óptico e em infravermelho.

Existem também alguns subtipos de galáxias Seyfert, os quais levam em conta a relação entre a largura das linhas de Ly- α e as linhas de Balmer. Com essa classificação, tem-se um modelo unificado de Seyferts tipos 1 e 2, quasares e blasares (estes últimos não sendo nada mais do que quasares cujos jatos energéticos apontam em direção à Terra, o que os tornam objetos

bem mais raros). Em todos esses casos há um núcleo ativo de galáxia, ou seja, um buraco negro supermassivo no núcleo, cujo entorno possui um toro de gás que está sendo acretado, conferindo-lhe altíssimas velocidades de rotação e extremas temperaturas se comparadas com as nuvens de gás mais frias que ficam mais afastadas do núcleo, o que permite emissões em todos os comprimentos de onda.

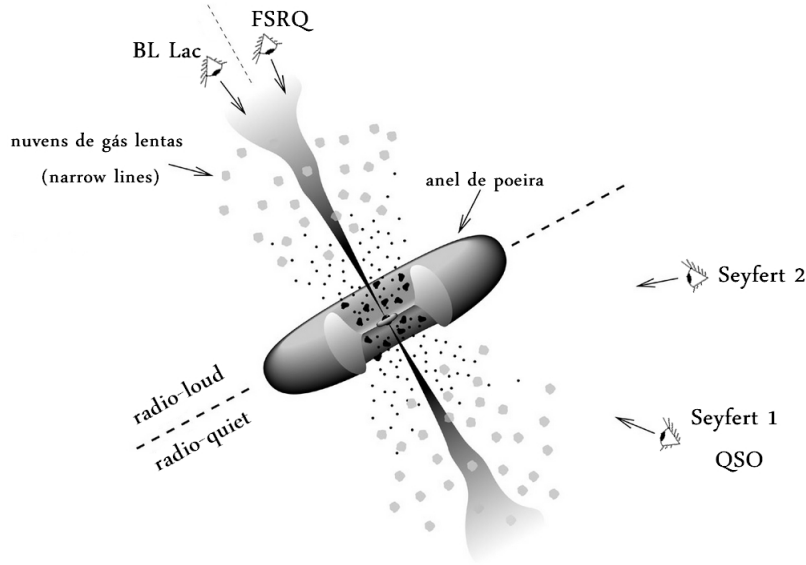


Figura 12: Ângulo de visada do disco de acreção e anel de poeira determina o tipo de AGN que será observado.

6 Espectro de Seyferts tipo 1 e 2

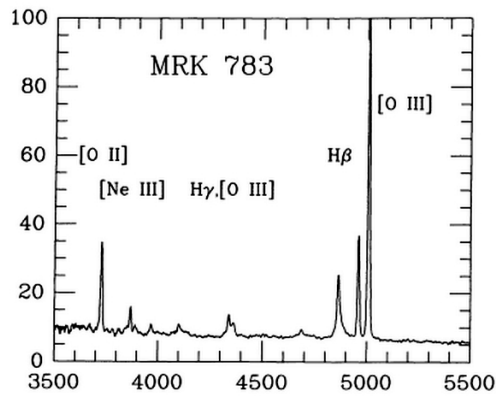


Figura 13: Espectro para a galáxia MRK 783, de 3500 a 5500 Å

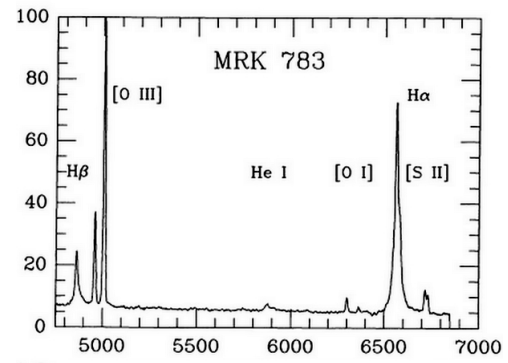


Figura 14: Espectro para a galáxia MRK 783, de 4750 a 7000 Å

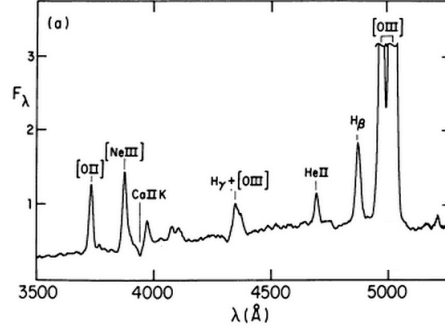


Figura 15: Espectro do fluxo na região azul, com resolução de $10\text{\AA}$, para a galáxia NGC 1068.^[9]

Referências

- [1] Swings, J.-P. e Setti, G. **Quasars, AGNs and Related Research Across 2000**. Springer, 2001.
- [2] Hawking, S. W. **The universe in a nutshell**. Bantam Dell Publishing Group, 2001.
- [3] Ruffini, R. e Wheeler, J. A. **Introducing the Black Hole**. Physics Today, 1971.
- [4] Joshi, P. S. **Gravitational collapse and spacetime singularities**. Cambridge University Press, 2007.
- [5] Schutz, B. **A first course in general relativity**. Cambridge University Press, 2009.
- [6] Penrose, R., **Physical Review Letters**, v. 14, n. 3, p. 57, 1965.
- [7] Netzer, H. **The physics and evolution of active galactic nuclei**. Cambridge University Press, 2013.
- [8] Elvis, M. **The Astrophysical Journal**, v. 545, n. 1, p. 63, 2000.
- [9] Antonucci, R. R. J. e Miller, J. S. **The Astrophysical Journal**, v. 297, p. 621-632, 1985.
- [10] Osterbrock, D. E. e Pogge, R. W. **The Astrophysical Journal**, v. 297, p. 166-176, 1985.
- [11] Schneider, D. P., Schmidt, M. e Gunn, J. E. **Astronomical Journal**, v. 102, p. 837-840, 1991.
- [12] Stagnuhn, J. G. et al. **Astrophysical Journal**, v. 629, p. 629-633, 2005.
- [13] Rauch, M. e Murdin, P. **Lyman Alpha Forest**, Encyclopedia of Astronomy & Astrophysics, 2006.