

Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico
Departamento de Astronomia

Sistemas em Absorção de QSOs: Variação das Constantes Físicas Fundamentais

Alex Ignácio da Silva

Orientador: Sueli M. Viegas

Monografia de exame de qualificação submetida ao Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo como critério parcial à obtenção de grau de Doutor em Astronomia.

Comissão julgadora:

Reuven Opher (presidente)

Ronaldo E. de Souza

Laerte Sodré Jr.

Vera Jatenco Silva Pereira (suplente)

São Paulo, maio de 2002.

“Cuidado com o que procura: você pode acabar encontrando!”

Anônimo?

Índice

1. INTRODUÇÃO	1
2. MOTIVAÇÕES TEÓRICAS	2
2.1 A HIPÓTESE DOS GRANDES NÚMEROS	2
2.2 MOTIVAÇÕES MODERNAS	5
3. SISTEMAS EM ABSORÇÃO DE QSOS	7
3.1 INTRODUÇÃO	7
3.2 IMPONDO LIMITES EM $g_p \alpha^2 \frac{m_e}{m_p}$	10
3.3 IMPONDO LIMITES EM $\frac{m_p}{m_e}$	13
3.3.1 A aproximação de Born-Oppenheimer.....	13
3.3.2 Os coeficientes de sensibilidade.....	15
3.3.3 Observações.....	18
3.4 IMPONDO LIMITES EM $g_p \alpha^2$	23
3.5 IMPONDO LIMITES EM α	28
3.5.1 O método dos dubletos alcalinos.....	28
3.5.2 O método dos vários multipletos	32
4. CONCLUSÃO	36
REFERÊNCIAS	37

1. Introdução

Esta monografia foi motivada pelos resultados recentemente reportados por Webb et al. (1999) e Murphy et al. (2001a) de que a constante de estrutura fina $\alpha \cong 1/137$ foi ligeiramente menor no passado.

A ênfase dada ao tema da variação das constantes fundamentais da física é, como o título sugere, às medidas determinadas por intermédio dos sistemas em absorção de QSOs. Portanto nos limitamos aqui tão somente a discutir os vários métodos que têm sido empregados no estudo dos sistemas em absorção para investigar a variação das constantes.

No capítulo seguinte resumimos brevemente algumas considerações teóricas que nos levam a continuar procurando variações nas constantes físicas, aprimorando cada vez mais a precisão dos métodos e conduzindo a limites cada vez mais restritivos.

No capítulo 3 esmiuçamos em detalhes cada um dos métodos utilizados e fazemos um apanhado geral dos resultados obtidos pelas inúmeras análises conduzidas desde que os sistemas em absorção de QSOs passaram a ser analisados com o propósito de inferir possíveis variações das constantes.

Por fim, as conclusões finais são esboçadas no capítulo 4.

2. Motivações Teóricas

2.1 A hipótese dos grandes números

A idéia de que as “constantes” fundamentais da física na verdade variam no tempo é, de fato, muito antiga, e remonta pelo menos ao final da década de 30 quando Dirac (1937, 1938) formulou a sua “hipótese dos grandes números”.

Dirac ficou perplexo com certos números adimensionais que podiam ser construídos através de combinações de certas constantes fundamentais da física e parâmetros cosmológicos, e que se revelavam enormes. Por exemplo, se compararmos a força de atração elétrica entre um elétron e um próton com a correspondente força de atração gravitacional obtemos:

$$\frac{e^2}{Gm_e m_p} = 2.3 \cdot 10^{39} \quad . \quad (2.1)$$

Outra possibilidade é tomar a idade do Universo (na época de Dirac estimada em $2 \cdot 10^9$ ano) em relação à unidade de tempo atômico - *viz.*, o tempo que a luz leva para percorrer o raio clássico do elétron $(e^2 / m_e c^2)(1/c)$:

$$\frac{m_e c^3}{e^2 H_0} = 6.4 \cdot 10^{39} \quad . \quad (2.2)$$

As duas quantidades acima concordam a menos de uma constante de proporcionalidade da ordem da unidade ou algumas poucas ordens de grandeza. Por exemplo, ao invés da unidade de tempo atômico acima poderíamos ter introduzido qualquer uma das seguintes alternativas:

$$\frac{e^2}{m_e c^3}, \quad \frac{e^2}{m_p c^3}, \quad \frac{h}{m_e c^2}, \quad \frac{h}{m_p c^2}, \quad \frac{\hbar}{m_e c^2}, \quad \frac{\hbar}{m_p c^2} \quad (2.3)$$

que estão na razão

$$1 : 0.0005 : 861 : 0.47 : 137 : 0.075 \quad (2.4)$$

Analogamente, ao invés de compararmos as forças entre um elétron e um próton poderíamos igualmente ter considerado dois elétrons ou dois prótons, alterando (2.1) por um fator 1836. Essas substituições não alterariam significativamente o acordo entre as quantidades acima, no que diz respeito a números da ordem de 10^{40} .

Muito embora pudéssemos encarar o acordo como mera coincidência, Dirac não o supôs obra do acaso, mas sim o resultado de um princípio fundamental da Natureza que ele então formulou:

“Quaisquer dois grandes números adimensionais que ocorrem na Natureza estão conectados por uma relação matemática simples, na qual os coeficientes são da ordem de grandeza da unidade.”

Se seguirmos este princípio e admitirmos que o acordo entre os dois grandes números acima não é acidental, então teremos que arcar com o fato de que o parâmetro de Hubble varia ao longo da evolução do Universo, e somos então forçados a aceitar o fato de que alguma das constantes que aparece em (2.1) (ou alguma combinação das mesmas) deverá também variar no tempo. A fim de não alterar os resultados da física atômica, Dirac optou por assumir que a constante gravitacional G varia no tempo.

Se a constante gravitacional é variável, então é preciso substituir a teoria da relatividade geral por alguma outra teoria de campo que descreva a interação gravitacional consistentemente. Dirac não especificou que teoria seria esta; posteriormente, influenciados pela suposição de Dirac, Brans e Dicke (1961) construíram uma teoria com G variável que generalizava a teoria da relatividade geral. Entretanto, a hipótese de Dirac leva a previsões bem definidas que podem ser testadas pela observação, as quais agora passaremos a explorar.

Supondo que a igualdade entre (2.1) e (2.2) se mantém:

$$G \propto \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.5)$$

Uma outra identidade verificada na prática é a relação que envolve a densidade de bárions n_0 e a constante de Hubble (Weinberg, 1972):

$$G n_0 m_p \approx H_0^2 \quad (2.6)$$

Como $n \propto R^{-3}$,

$$GR^{-3} \propto \frac{\dot{R}^2}{R^2} . \quad (2.7)$$

Substituindo esta relação em (2.5) nos dá uma equação diferencial para $R(t)$:

$$\dot{R} \propto R^{-2} , \quad (2.8)$$

cuja solução é

$$R \propto t^{1/3} . \quad (2.9)$$

Substituindo em (2.5) ou (2.7) resulta em

$$G \propto t^{-1} . \quad (2.10)$$

Assim, na teoria de Dirac números enormes como (2.1) simplesmente refletem o fato de que o Universo é muito velho. Na teoria de Dirac números da ordem de $(10^{40})^n$ variam com t^n , para índices n negativos, positivos ou nulos. Assim, números como $m_p/m_e = 1836$ e $\hbar c/e^2 = 137$ são aproximadamente constantes.

De (2.9) segue que no modelo de Dirac a idade do Universo é

$$t_0 = \frac{1}{3} H_0^{-1} \quad (2.11)$$

Utilizando o valor de H_0 então determinado por Hubble chegava-se a um Universo com apenas 7.10^8 anos de idade, em franco desacordo com a idade da Terra calculada por métodos de datação envolvendo decaimento radioativo. Dirac não se importou com o fato, apontando que a aplicação de suas idéias requeriria que a taxa de decaimento radioativo variasse com o tempo e fosse muito maior no passado do que é hoje.

Entretanto, a teoria de Dirac sofreu um forte abalo devido a um argumento apontado inicialmente por Teller (1948). De acordo com esse argumento, se a constante gravitacional era maior no passado, então a luminosidade do Sol seria muito maior do que é atualmente

proporcionalmente a $L \propto G^7$, ao passo que o raio da órbita da Terra, pela conservação de momento angular, cairia com $r \propto G^{-1}$. A temperatura na superfície da Terra se alteraria de acordo com $(L/r^2)^{1/4} \propto G^{2.25}$, o que a colocaria acima do ponto de ebulição da água no pré-Cambriano, há cerca de 500.000 anos atrás. Posteriormente este problema foi amenizado com a correção da idade do Universo para 10 bilhões de anos, o que empurrava a “era dos oceanos em ebulição” mais para o passado tornando a era pré-Cambriana segura para a vida. A estória então passou por uma nova reviravolta quando descobriu-se fósseis de bactérias e algas com 3 bilhões de idade e as implicações da variação da constante gravitacional novamente passaram a ameaçar a vida!

Além disso, mostrou-se que o aumento da luminosidade solar implicado pela variação da constante gravitacional teria feito com que o Sol tivesse queimado rapidamente todo o seu combustível em apenas 2 bilhões de anos, abandonando a seqüência principal e se tornando uma gigante vermelha (Pochoda e Schwarzschild, 1964).

Com o intuito de salvar a teoria de Dirac, Gamow (1967) então assumiu que a constante gravitacional é constante, atribuindo a variabilidade de (2.1) a e^2 , ou seja, a constante de estrutura fina cresceria $\alpha \propto t$. Mas essa é uma outra história e terá de ser contada em outra ocasião...

2.2 Motivações modernas

Muito embora teorias que prevêem grandes variações para as constantes fundamentais da Natureza - como a teoria de Dirac - tenham sido excluídas pelas observações, na década de 80 houve um ressurgimento no interesse em se continuar impondo limites às taxas de variações das constantes.

A motivação foi impulsionada pelas teorias de grande unificação (que tentam unificar a gravidade com as outras interações da Natureza) que prevêem que o nosso Universo na verdade é composto de $4 + D$ dimensões, ou seja, as 4 dimensões às quais estamos habituados acrescidas de D dimensões compactadas. Supõe-se que estas dimensões estejam enroladas em torno de si mesmas numa escala comparável ao comprimento de Planck $l_p = (\hbar G / c^3)^{1/2} = 1.6 \cdot 10^{-33}$ cm, de modo que só percebemos as 4 dimensões grandes da mesma maneira em que uma formiga caminhando sobre um canudinho percebe um Universo essencialmente unidimensional. Especula-se também que após a era em que todas as dimensões encontravam-se contraídas na escala de Planck, as 4 dimensões usuais expandiram-se ao passo que as D restantes permaneceram constantes ou variaram muito pouco.

Num Universo $(4 + D)$ -dimensional as verdadeiras constantes fundamentais da Natureza são aquelas da teoria de mais alta dimensão, sendo que as constantes efetivas que aparecem no nosso Universo 4-dimensional são um resultado da integração sobre as dimensões extras (Kolb e Turner, 1994). Portanto, se o volume das dimensões extras variar ao longo da evolução do Universo, isso se refletirá numa variação das constantes fundamentais do nosso Universo 4-dimensional. A forma exata da dependência das constantes fundamentais sobre o raio das dimensões compactadas dependerá da teoria de grande unificação adotada.

Teorias de Kaluza-Klein generalizadas prevêem (Barrow, 1987) :

$$\begin{aligned} \alpha &\propto \alpha_w \propto \alpha_s \propto R^{-2} \\ G &\propto R^{-D} \end{aligned} \quad , \quad (2.12)$$

onde α , α_w e α_s são as constantes de acoplamento das interações eletromagnética, fraca e forte, respectivamente. Nas teorias de supercordas com 10 dimensões atualmente em voga a relação prevista é :

$$\alpha \propto \alpha_w \propto \alpha_s \propto G \propto R^{-6} \quad . \quad (2.13)$$

Uma vez que tais teorias não possuem nenhum mecanismo para impedir a variação das dimensões extras, elas então naturalmente predizem que as constantes de acoplamento do nosso Universo 4-dimensional devem variar no tempo.

A evolução do fator de escala das 4 dimensões habituais é governada pelas equações da relatividade geral, ao passo que a das D dimensões restantes é desconhecida, podendo a princípio expandir ou contrair monoticamente com o tempo ou inclusive oscilar (Marciano, 1984). Outra possibilidade, prevista em algumas teorias, seria também variações espaciais das constantes fundamentais.

Existe ainda uma variedade de outras teorias que também predizem variações nas constantes fundamentais (para um resumo completo, vide Murphy et al., 2001a), das quais ainda poderíamos citar teorias com velocidade da luz variável, que resolvem os problemas do horizonte e da planeza do Universo (Barrow e Magueijo, 1998, 1999; Albrecht e Magueijo, 1999), constituindo-se numa alternativa à inflação.

3. Sistemas em Absorção de QSOs

3.1 Introdução

Os *objetos quase-estelares* (QSOs) correspondem aos representantes mais luminosos de uma classe de objetos conhecidos como *núcleos ativos de galáxias*. Por serem intrinsecamente brilhantes puderam ser detectados a enormes distâncias, tendo presentemente sido encontrados até $z = 6.28$ (Fan et al., 2001).

Por estarem situados a distâncias cosmológicas, é bastante provável que a luz que emitem intercepte outros objetos situados na linha de visada durante a sua longa jornada até a detecção na Terra. Esses objetos intervenientes absorverão parcialmente a luz do QSO em comprimentos de onda específicos, criando assim linhas em absorção no espectro observado. Essas linhas em absorção carregarão a assinatura do sistema interveniente, uma vez que serão observadas a um redshift de absorção z_a menor do que o redshift de emissão z_e do QSO.

A figura 3.1 mostra um espectro típico de um QSO. Nele podemos observar não apenas as linhas em emissão em $z_e = 2.081$ intrínsecas ao QSO, mas também linhas em absorção características de um sistema interveniente em $z_a = 1.77642$, tais como os dubletos do Si IV ($\lambda\lambda$ 1394, 1403 Å) e C IV ($\lambda\lambda$ 1548, 1551 Å). Podemos ainda notar uma profusão de linhas em absorção no lado azul da linha de Ly- α em emissão do QSO. Tais linhas devem-se, na sua maior parte, a transições Ly- α em absorção causada por nuvens intervenientes em redshifts $z < z_e$. Devido à alta força de oscilador da transição de ressonância de Ly- α e devido à onipresença de hidrogênio no Universo, teremos então que o espectro do QSO nessa região se mostrará fortemente absorvido. Essa região do espectro é (apropriadamente!) denominada “floresta de Ly- α ”.

Vale a pena lembrar que, por não serem tão brilhantes quanto o QSO, sistemas em absorção a redshifts elevados z_a dificilmente seriam observados diretamente. Assim, o QSO funciona como um “holofote de fundo”, possibilitando o estudo desses sistemas analisando-se a absorção característica da luz no espectro. As linhas em absorção dos QSOs são, portanto, a ferramenta ideal para se estudar as propriedades físicas do Universo em $0 < z < 6$. É interessante notar que ao

observarmos em $z = 6$ estamos vendo o Universo quando ele tinha menos de 10% de sua idade atual. (Para maiores informações sobre os sistemas em absorção de QSOs vide Peterson, 1997; Charlton e Churchill, 2000; Bechtold, 2001; Silva, 1999).

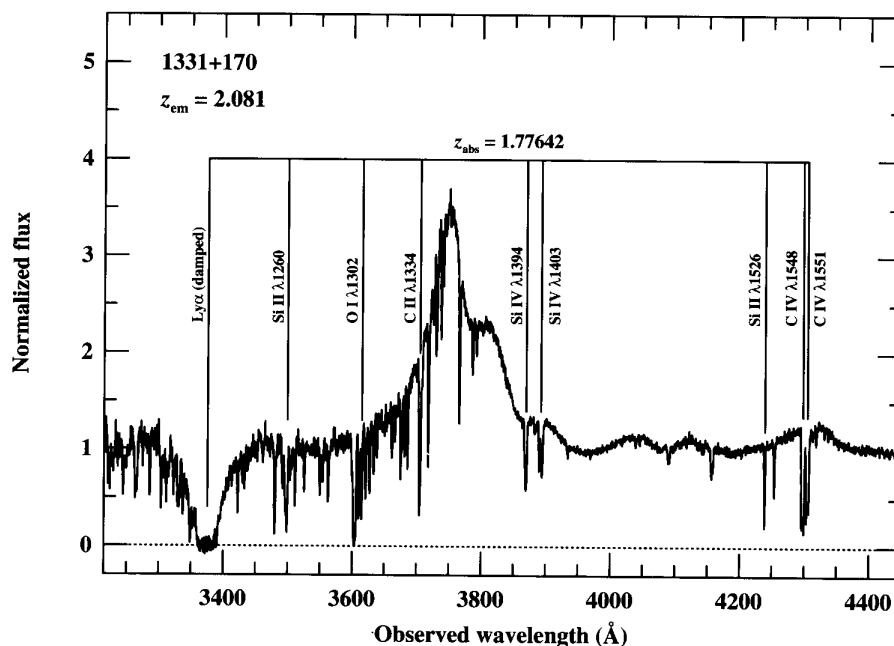


Figura 3.1: Espectro típico de um QSO.

(Extraído de Peterson, 1997)

Podemos nos valer dos sistemas em absorção de QSOs para investigar uma possível variação das constantes físicas fundamentais ao longo da maior parte da evolução do Universo. Além disso, como cada região em absorção se encontra num recanto distante no cosmos, podemos também inferir uma possível variação *espacial* das constantes físicas.

O primeiro limite astrofísico na variação das constantes físicas deve-se a Savedoff (1956), que ao utilizar linhas em emissão $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ e $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ de N II e Ne III no espectro de duas galáxias Seyfert, impôs limites na variação da constante de estrutura fina $|\Delta\alpha/\alpha| < 0.005$ (no nível de confiança 2σ) em $z = 0.056$. Posteriormente Bahcall e Schmidt (1967) obtiveram exatamente o mesmo limite analisando linhas em emissão de O III ($\lambda\lambda$ 4959, 5007 Å) no espectro de cinco radiogaláxias em $z = 0.2$.

Coube a Bahcall, Sargent e Schmidt (1967) o primeiro limite na variação de α utilizando-se os dubletos do Si II e Si IV em absorção no espectro de 3C 191: $|\Delta\alpha/\alpha| < 0.1$ (no nível de confiança 2σ) em $z = 1.95$. Wolfe, Brown e Roberts (1976) melhoraram este limite utilizando linhas do dubleto do Mg II, obtendo $|\Delta\alpha/\alpha| < 0.06$ (no nível de confiança 2σ) em $z = 0.52$. Nestas primeiras medidas utilizando-se as linhas de absorção os limites obtidos não se mostraram tão restritivos quanto os obtidos através das linhas em emissão sobretudo devido à baixa resolução dos

espectros utilizados. Em geral, porém, as linhas em absorção apresentam a vantagem de serem intrinsecamente mais estreitas do que as linhas em emissão (com isso fornecendo uma medida mais precisa), além do fato de poderem ser detectadas a redshifts muito mais altos.

Ao derivar os limites na variação de α acima, os autores valeram-se do fato de que as correções relativísticas dos níveis de energia atômicos variam aproximadamente com α^2 . Para ilustrar como funciona o método exatamente, inicialmente vamos partir do hamiltoniano que descreve o sistema:

$$H = H_0 + \alpha^2 H_{fs} + g_p \alpha^2 \frac{m_e}{m_p} H_{hf} \quad , \quad (3.1)$$

onde H_0 é o hamiltoniano clássico, H_{fs} introduz uma correção relativística devido à interação spin-órbita (estrutura fina) e H_{hf} a correção devido à interação spin-spin (estrutura hiperfina); $g_p \cong 2.8$ é a razão giromagnética do próton. Podemos então notar que os espaçamentos entre os níveis de estrutura fina do átomo serão da ordem de $\alpha^{-2} \cong 20000$ vezes menor em relação aos níveis clássicos, e o espaçamento entre os níveis de estrutura hiperfina por sua vez por um fator $m_p / m_e \cong 1836$ em relação aos níveis de estrutura fina.

A solução de H_0 para o caso do átomo de hidrogênio será:

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} \quad . \quad (3.2)$$

Assim, se o valor das constantes físicas me^4 / \hbar^2 for diferente nas regiões das linhas em absorção em relação ao que medimos hoje no laboratório, teremos que o comprimento de onda de todas as linhas do espectro serão alterados exatamente pelo mesmo fator, que será então absorvido na determinação do redshift atribuído ao sistema.

Se levarmos em consideração o segundo termo em (3.1), poderemos então estimar a variação da constante de estrutura fina tomando-se a diferença entre os comprimentos de onda medidos no espectro referentes a duas linhas cujos níveis de energia correspondentes diferem apenas pela estrutura fina $\Delta\lambda$, com o comprimento de onda médio medido $\bar{\lambda}$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \propto \alpha^2 \quad . \quad (3.3)$$

Nas seções seguintes ilustraremos a idéia com maiores detalhes. Mostraremos a seguir que podemos utilizar várias combinações de linhas em absorção no espectro de QSOs para investigar uma possível variação de certas combinações adimensionais de constantes fundamentais. Veremos que comparando a posição da linha de 21 cm do hidrogênio com alguma transição atômica podemos analisar a variação de $g_p \alpha^2 \frac{m_e}{m_p}$ (seção 3.2); comparando as posições de linhas eletrônicas-vibacionais-rotacionais de moléculas podemos analisar a variação de $\frac{m_p}{m_e}$ (seção 3.3); comparando a linha de 21 cm do hidrogênio com transições rotacionais moleculares podemos analisar $g_p \alpha^2$ (seção 3.4); e, finalmente, através do método dos dubletos alcalinos e do método dos vários multipletos podemos estudar a variação de α (seção 3.5).

3.2 Impondo limites em $g_p \alpha^2 \frac{m_e}{m_p}$

Nesta seção investigaremos a variação da quantidade $y \equiv g_p \alpha^2 \frac{m_e}{m_p}$. Os valores determinados no laboratório para essas constantes são (Groom et al., 2000):

$$\begin{aligned} g_p &= 2.792\,847\,337(29) \\ \alpha &= 7.297\,352\,533(27) \times 10^{-3} = 1/137.035\,999\,76(50) \\ \frac{m_e}{m_p} &= 1/1836.152\,667\,5(39) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Temos então $y = 8.099\,702\,428(96) \times 10^{-8}$, e portanto a quantidade y é conhecida com uma incerteza relativa de uma parte em 10^8 .

Para estudar a possibilidade de y ter um valor diferente do laboratório na região em absorção do QSO, podemos comparar o comprimento de onda observado λ_{21} da linha de 21 cm do H I (transição hiperfina) com o comprimento de onda observado λ_{op} de uma transição atômica de ressonância. De acordo com (3.1) teremos:

$$\frac{\lambda_{op}}{\lambda_{21}} \propto y . \quad (3.5)$$

Dividindo a equação acima pelas mesmas quantidades observadas no laboratório,

$$\frac{1+z_{op}}{1+z_{21}} = \frac{y}{y_0}, \quad (3.6)$$

onde y_0 denota o valor no laboratório.

Assim, comparando o redshift da linha de 21 cm do H I com uma transição atômica de ressonância podemos estudar a variação de y :

$$\frac{\Delta y}{y_0} = \frac{z_{op} - z_{21}}{1+z_{21}}. \quad (3.7)$$

A figura 3.2 mostra a linha de 21 cm num sistema em absorção na direção do QSO MC3 1331+17, e indica a posição onde a correspondente linha ótica foi encontrada.

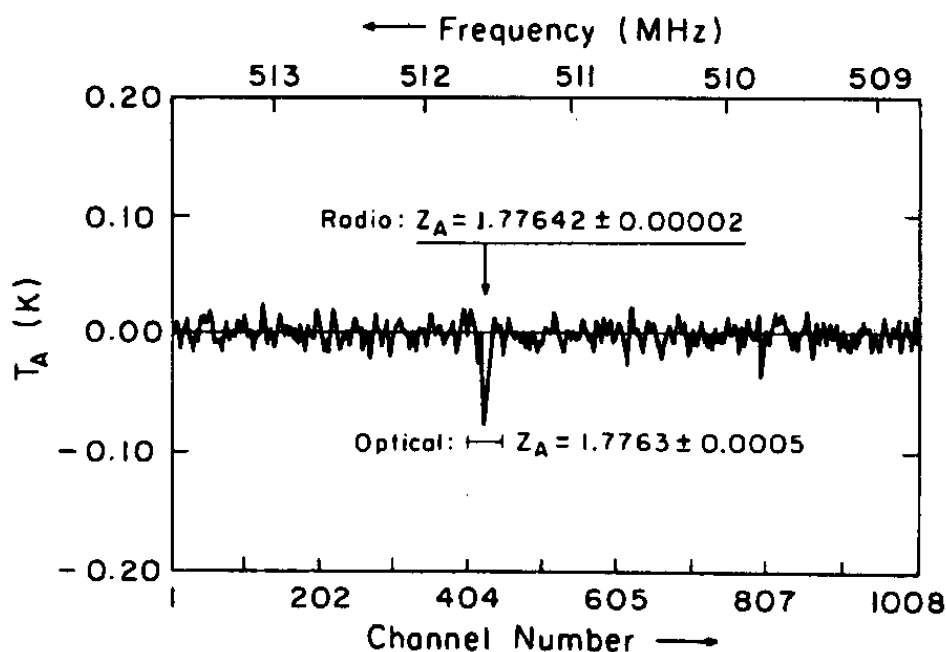


Figura 3.2: A linha de 21 cm do H I.

Espectro do QSO MC3 1331+17 mostrando a linha de 21 cm do H I numa região em absorção em $z_a=1.776$. O intervalo onde a transição atômica de ressonância foi encontrada também aparece indicado. (Extraído de Wolfe e Davis, 1979)

Tubbs e Wolfe (1980) analisaram os únicos 4 sistemas até então com a linha de 21 cm de H I detectada para inferir que a constante y é idêntica ao valor observado no laboratório dentro de uma incerteza de aproximadamente uma parte em 10^4 (tabela 3.1).

objeto	z_{21}	z_{op}	$\Delta y / y_0$ ^a
PKS 1229-02	0.394985(7)	0.395(1)	$\leq 2 \times 10^{-3}$
AO 0235+16 ^b	0.52385(1)	0.5239(1)	$\leq 6 \times 10^{-4}$
3C 286	0.692153(1)	0.6922(2)	$\leq 2 \times 10^{-4}$
MC3 1331+17 ^c	1.77642(2)	1.7763(3)	$\leq 4 \times 10^{-4}$

Tabela 3.1: Limites em $\Delta y / y_0$.

^a Limites superiores são no nível de confiança 2σ . ^b Veja também Wolfe, Brown e Roberts (1976) e Wolfe et al. (1978). ^c Veja também Wolfe e Davis (1979). (Adaptado de Tubbs e Wolfe, 1980)

A possibilidade em se colocar limites restritivos na variação das constantes físicas através desse método é, entretanto, limitada, uma vez que a profundidade ótica da linha de 21 cm dependerá fortemente da temperatura de spin, ao passo que as linhas de ressonância não (Levshakov, 1994). Assim, a coincidência entre os redshifts no rádio e no ótico pode ser extremamente sensível às condições físicas na nuvem absorvente, bem como à sua geometria e estrutura cinemática. Além disso, as duas absorções podem nem mesmo corresponder à mesma linha de visada, pois a emissão em rádio do QSO provém predominantemente de estruturas extensas em jato, e a emissão no ótico se dá principalmente nas regiões centrais. Na prática, inclusive, muitas vezes se verifica diferenças de velocidades entre as componentes no rádio e no ótico da ordem de 60-100 km/s (Wolfe et al., 1985; Foltz, Chaffee e Wolfe, 1988).

Como as regiões em absorção dos QSOs estão aleatoriamente orientadas em relação à linha de visada entre a Terra e o QSO de fundo, poderíamos esperar que a maior parte desses efeitos se cancelassem para uma amostra grande de observações. Infelizmente, não existem muitos sistemas com a linha de 21 cm disponíveis, de modo que em medidas individuais devemos inflar os erros para se levar em conta a possibilidade da linha de 21 cm não coincidir precisamente com a linha de ressonância. Assim, na tabela 3.1 os autores adicionaram um erro que leva em conta a largura observada das linhas.

Cowie e Songaila (1995) melhoraram a determinação do redshift ótico de MC3 1331+17, adotando o redshift do C^0 em um espectro obtido no Keck I, $z_{op} = 1.77644(2)$, com isso obtendo:

$$\left| \frac{\Delta y}{y} \right| < 2.9 \times 10^{-5} , \quad (3.8)$$

no nível de confiança 2σ .

Cowie e Songaila entretanto afirmaram que a comparação da linha de 21 cm com a de C^0 é “relativamente segura” contra diferenças estruturais nas duas componentes, e portanto não adicionaram ao limite acima a incerteza correspondente à largura das linhas. No meu modo de ver, tal afirmação é perigosa e seria mais conservador adotar o procedimento dos outros autores e obter um limite menos severo.

3.3 Impondo limites em $\frac{m_p}{m_e}$

Nesta seção investigaremos a variação da razão $\mu \equiv \frac{m_p}{m_e}$. No laboratório temos $\mu = 1836.152\,667\,5(39)$, e portanto essa quantidade é conhecida com uma precisão relativa de uma parte em 10^8 .

A fim de impor limites na variação de μ , pode-se utilizar transições eletrônicas-vibracionais-rotacionais moleculares. Na subseção 3.3.1 mostraremos como cada uma dessas transições depende de um modo diferente de μ ; na subseção 3.3.2 explicitaremos quantitativamente essa dependência, e por fim na subseção 3.3.3 discutiremos os limites derivados das observações pela aplicação do método aqui discutido.

3.3.1 A aproximação de Born-Oppenheimer

Uma molécula apresenta um grau de complexidade significativamente maior, se comparada a um átomo isolado. Nesta discussão vamos nos restringir unicamente a moléculas diatômicas.

Uma grande simplificação foi feita na compreensão das moléculas quando se percebeu que os movimentos dos elétrons e dos núcleos podiam ser tratados separadamente. Isso se justifica devido à grande disparidade que existe entre as massas do elétron e de um núcleo típico, com razões m_e / M da ordem de $10^{-4} - 10^{-5}$. M é a massa reduzida da molécula, *i.e.*, para uma molécula diatômica AB $M = m_A m_B / (m_A + m_B)$.

Dessa forma os núcleos percebem os elétrons apenas como uma nuvem borrada. Portanto, à medida que os núcleos se movem os elétrons têm tempo suficiente para se ajustar adiabaticamente às novas posições nucleares. Os núcleos, então, sentem um potencial equivalente que depende da distância internuclear e da configuração eletrônica. Essa separação entre os movimentos dos elétrons e núcleos é conhecida como a *aproximação de Born-Oppenheimer*.

Consideremos uma molécula de tamanho a . O momento de um elétron será então da ordem de \hbar / a , e os níveis de energia terão espaçamentos típicos

$$E_{\text{el}} \approx \frac{\hbar^2}{m_e a^2} . \quad (3.9)$$

Para tamanhos moleculares típicos ($\sim 10^{-8}$ cm) isso equivale a alguns eV.

Uma molécula também pode vibrar em torno do mínimo do potencial, podendo ser aproximada por um oscilador harmônico. Podemos então aproximar o potencial como $\frac{1}{2}M\omega^2\xi^2$, onde ξ é o desvio da posição de equilíbrio e ω é a frequência da transição. Para ξ da ordem de a a energia eletrônica deve sofrer uma mudança da ordem de $\hbar^2/2m_e a^2$, então podemos escrever

$$\frac{1}{2}M\omega^2 a^2 \approx \frac{\hbar^2}{2m_e a^2} , \quad (3.10)$$

de tal forma que

$$E_{\text{vib}} \approx \hbar\omega \approx \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/2} \frac{\hbar^2}{m_e a^2} \approx \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/2} E_{\text{el}} . \quad (3.11)$$

Essas energias são da ordem de décimos ou centésimos de eV, caindo no infravermelho.

Os núcleos também podem girar em torno de si mesmos. Se o momento angular desse movimento é quantizado pelo número quântico J , então a energia rotacional será

$$E_{\text{rot}} \approx \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} , \quad (3.12)$$

onde $I = Ma^2$ é o momento de inércia da molécula. Temos então

$$E_{\text{rot}} \approx \left(\frac{m_e}{M}\right) E_{\text{el}} . \quad (3.13)$$

Os vários níveis de energia da molécula seguirão então a seguinte proporção:

$$H = H_{\text{el}} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/2} H_{\text{vib}} + \frac{m_e}{M} H_{\text{rot}} . \quad (3.14)$$

(Para maiores informações sobre estrutura molecular, vide Rybicki e Lightman, 1979).

3.3.2 Os coeficientes de sensibilidade

A possibilidade de se utilizar transições eletrônicas-vibracionais-rotacionais moleculares para se estudar a variação de m_e/M foi apontada pela primeira vez por Thompson (1975). De (3.14) percebemos que cada uma dessas transições individuais dependerá de um modo diferente com m_e/M . Assim, as linhas da banda (0,0) teriam essencialmente o mesmo redshift das transições atômicas da mesma região, e bandas mais altas (1,0), (2,0), ...(v' ,0) teriam redshifts progressivamente distintos da componente atômica.

Para a molécula de hidrogênio $M = m_p/2$, e podemos utilizar as linhas moleculares para investigar a variação de μ . O efeito produzido pela variação de μ será o de alterar os comprimentos de onda relativos observados de quaisquer duas transições $\lambda_i/\lambda_j \neq (\lambda_i/\lambda_j)_0$, onde o índice zero denota a razão das linhas no laboratório. A variação na razão será dada por:

$$\frac{d(\lambda_i/\lambda_j)}{\lambda_i/\lambda_j} = \frac{d\lambda_i}{\lambda_i} - \frac{d\lambda_j}{\lambda_j} . \quad (3.15)$$

Como a razão entre duas linhas não depende do redshift cosmológico, teremos que a variação acima será atribuída unicamente a uma variação em μ :

$$\frac{\lambda_i/\lambda_j}{(\lambda_i/\lambda_j)_0} = 1 + (k_i - k_j) \frac{\Delta\mu}{\mu} , \quad (3.16)$$

onde definimos os *coeficientes de sensibilidade* :

$$k_i \equiv \frac{\mu}{\lambda_i} \frac{d\lambda_i}{d\mu} = \frac{d \ln \lambda_i}{d \ln \mu} . \quad (3.17)$$

Os coeficientes de sensibilidade podem ser obtidos a partir das constantes moleculares, como mostraremos agora.

Para cada uma das transições eletrônicas-vibracionais-rotacionais o comprimento de onda será dado por

$$\lambda = (\nu_{vJ}^u - \nu_{v'J'}^l)^{-1}, \quad (3.18)$$

onde ν é a energia do nível em cm^{-1} , e os índices u e l denotam os níveis superior e inferior, respectivamente.

Para descrever os níveis de energia convenientemente, costuma-se utilizar a expansão de Danham

$$\nu_{vJ} = \sum_{m,n} Y_{mn} (v + \frac{1}{2})^m [J(J+1)]^n, \quad (3.19)$$

para cada um dos níveis eletrônicos. Na tabela 3.2 mostramos esses coeficientes para a molécula de H_2 .

Coefficiente	$X^1\Sigma_g^+$	$B^1\Sigma_u^+$	$C^1\Pi_u$
Y_{10}	2200.607	679.05	1221.89
Y_{20}	-121.336	-20.888	-69.524
Y_{30}	1.2194	1.0794	1.0968
Y_{40}	...	-0.1196	-0.0830
Y_{50}	...	0.00540	...
Y_{01}	60.8530	20.01541	31.3629
Y_{11}	-4.0622	-1.7768	-2.4971
Y_{21}	0.1154	0.2428	0.0592
Y_{31}	-0.0128	-0.0293	-0.00740
Y_{41}	...	0.00138	...
Y_{02}	-0.0942	-0.03250	-0.0446
Y_{12}	0.00685	0.005413	0.00185
Y_{22}	-0.0012	-0.0006867	...
Y_{32}	...	4.148×10^{-5}	...
Y_{03}	1.38×10^{-4}

Tabela 3.2: Constantes moleculares do H_2 .

Constantes moleculares para os três primeiros níveis eletrônicos da molécula de H_2 . (Extraído de Potekhin et al., 1998)

Aplicando a aproximação de Born-Oppenheimer (3.14) podemos inferir a dependência das constantes moleculares com μ :

$$Y_{mn}(\mu) = Y_{mn}(\mu_0) \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^{\frac{m}{2} - n}, \quad (3.20)$$

onde μ_0 denota o valor medido no laboratório.

Podemos então obter facilmente os coeficientes de sensibilidade notando que $dY_{mn}/d\mu = (-m/2 - n)Y_{mn}\mu^{-1}$, e usando (3.17)-(3.19). Na figura 3.3 mostramos os valores dos coeficientes de sensibilidade para transições da banda de Lyman e Werner. Como seria de se esperar, os coeficientes aumentam com o número quântico vibracional.

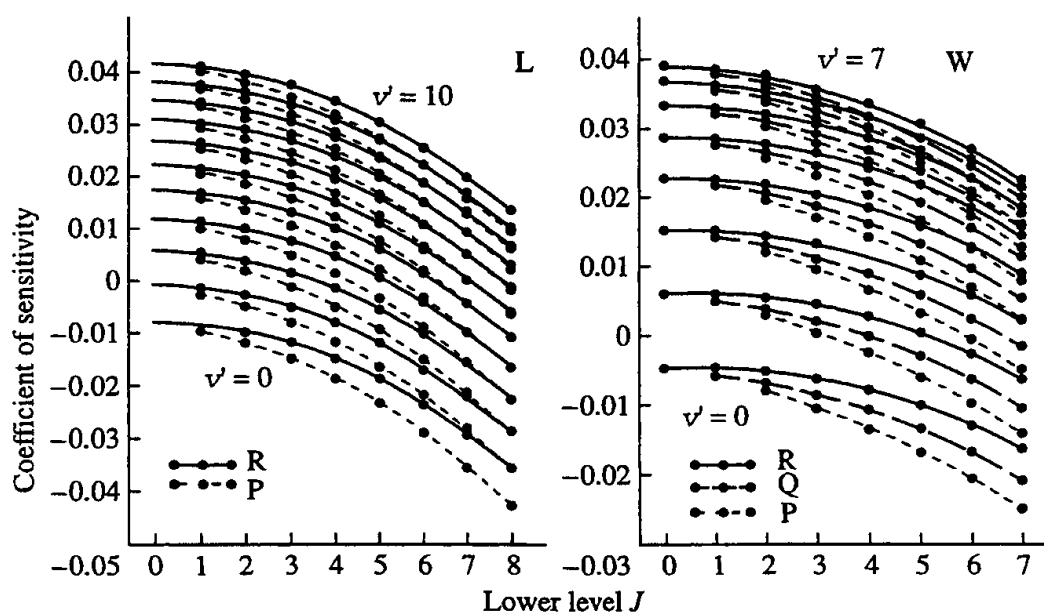


Figura 3.3: Coeficientes de sensibilidade para transições eletrônicas-vibracionais-rotacionais da molécula de H_2 .

Coeficientes de sensibilidade para transições na banda de Lyman (L) $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ e

Werner (W) $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Pi_u$ na molécula de H_2 . A linha contínua conecta os coeficientes de sensibilidade para transições do ramo R ($0, J \rightarrow v', J+1$); o tracejado curto refere-se a transições no ramo P ($0, J \rightarrow v', J-1$), e o tracejado longo a transições no ramo Q ($0, J \rightarrow v', J$) (Esta última permitida apenas para a banda de Werner).

(Extraído de Varshalovich e Potekhin, 1996)

O coeficiente de sensibilidade para uma dada transição pode também ser obtido comparando-se os comprimentos de onda medidos no laboratório para as transições correspondentes das moléculas de D_2 , T_2 e HD. Essa alternativa foi adotada por Varshalovich e

Potekhin (1995) para as transições da banda de Lyman. Os resultados mostraram acordo razoável com os obtidos por Varshalovich e Levshakov (1993), pela aplicação do método descrito acima, o que indica que os valores calculados estão essencialmente corretos.

Para se obter a variação de μ a partir de inúmeras transições moleculares observadas no espectro podemos aplicar a relação (3.16) utilizando como referência uma linha hipotética com $k_j = 0$, de modo que o redshift observado simplesmente reflete o redshift cosmológico $z_j = z_a$:

$$z_i = z_a + bk_i, \quad (3.21)$$

onde $b = (1 + z_a) \frac{\Delta\mu}{\mu}$. Esperaremos então uma correlação linear entre os redshifts observados das inúmeras linhas e os seus respectivos coeficientes de sensibilidade. Uma regressão linear servirá então para determinar a variação de μ no sistema em absorção.

3.3.3 Observações

As transições eletrônicas-vibacionais-rotacionais da molécula de H_2 podem ser observadas do solo a partir de $z > 1.8$, quando as bandas de Lyman e Werner são deslocadas para a janela ótica do espectro. Porém, por possuírem comprimento de onda inferior à da transição de Ly α do H I $\lambda_\alpha = 1216 \text{ \AA}$, elas invariavelmente cairão na região da floresta de Ly α no espectro. Para resolver apropriadamente essas linhas é necessário então utilizar espectros de alta resolução, tomando o cuidado de considerar apenas linhas livres de contaminação com linhas da floresta. Para ilustrar essa dificuldade, na figura 3.4 mostramos as regiões das linhas moleculares no espectro de PKS 0528-250.

Este QSO foi historicamente o primeiro a ter linhas moleculares em absorção confirmadas em seu espectro. A provável identificação dessas linhas foi sugerida por Levshakov e Varshalovich (1985), seguindo-se a confirmação definitiva por Foltz, Chaffee e Black (1988).

Com base no espectro obtido por Foltz et al., Varshalovich e Levshakov (1993) inferiram

$$\left| \frac{\Delta\mu}{\mu_0} \right| < 0.005, \quad (3.22)$$

em $z = 2.81$ e no nível de confiança 2σ .

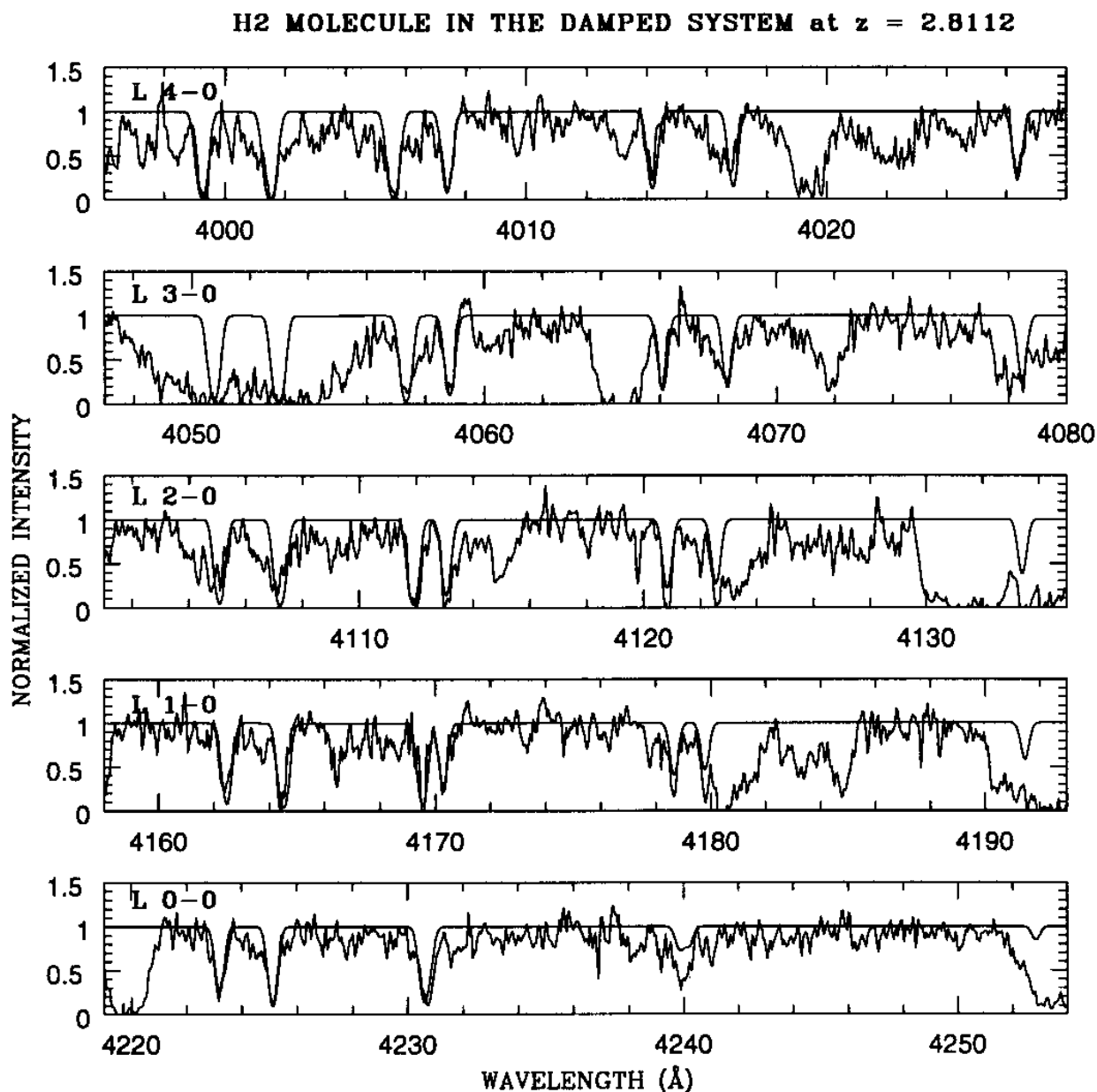


Figura 3.4: Linhas de H₂ no espectro de PKS 0528-250.

Aqui temos o espectro sintético das linhas do H₂ sobreposto ao espectro observado na região da floresta de Ly- α . (Extraído de Srianand e Petitjean, 1998)

Posteriormente o limite foi revisto para (Varshalovich e Potekhin, 1995)

$$\left| \frac{\Delta\mu}{\mu_0} \right| < 0.002 \quad , \quad (3.23)$$

novamente no nível de confiança 2σ .

Este limite foi ainda melhorado em aproximadamente uma ordem de grandeza por Cowie e Songaila (1995), que obtiveram um espectro desse objeto de alta resolução no telescópio Keck I. Eles derivaram um intervalo no nível de confiança 2σ

$$-5.5 \times 10^{-4} < \frac{\Delta\mu}{\mu} < 7 \times 10^{-4} \quad . \quad (3.24)$$

Potekhin et al. (1998) ainda conseguiram refinar este limite em mais uma ordem de grandeza reobservando PKS 0528-250 no observatório de Cerro Tololo obtendo

$$-1.7 \times 10^{-5} < \frac{\Delta\mu}{\mu} < 2 \times 10^{-4} \quad , \quad (3.25)$$

no nível de confiança 2σ . Apesar da resolução espectral alcançada ter sido menor em relação ao espectro obtido no Keck I, Potekhin et al. analisaram um número muito maior de linhas, com isso diminuindo o erro estatístico na medida.

Outros dois QSOs que apresentam linhas moleculares em absorção em seus espectros, e que também foram utilizados na determinação da variação de μ são Q 1232+082 e Q 0347-382. As linhas moleculares no espectro desses QSOs foram identificadas primeiramente por Ge, Bechtold e Kulkarni (2001) no MMT e Levshakov et al. (2002) no VLT, respectivamente. Petitjean, Srianand e Ledoux (2000) reobservaram Q 1232+082 no VLT obtendo um espectro de alta resolução.

Ivanchik et al. (2002) estudaram a variação de μ nesses objetos empregando os espectros de Petitjean et al. e Levshakov et al. Para o sistema em $z_a = 2.3377$ na direção de Q 1232+082 eles obtiveram

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (14.4 \pm 11.4) \times 10^{-5} & [A] \\ \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (13.2 \pm 7.4) \times 10^{-5} & [M] \end{aligned} \quad , \quad (3.26)$$

dependendo do conjunto de comprimentos de onda medidos no laboratório empregados na análise: [A] corresponde a comprimentos de onda tirados de Abgrall et al. (1993) e [M] se refere a Morton e Dinerstein (1976).

Para o sistema em $z_a = 3.0249$ na direção de Q 0347-382 o resultado foi

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (5.8 \pm 3.4) \times 10^{-5} & [A] \\ \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (12.2 \pm 7.3) \times 10^{-5} & [M] \end{aligned} \quad (3.27)$$

A figura 3.5 mostra os gráficos obtidos com os correspondentes ajustes lineares.

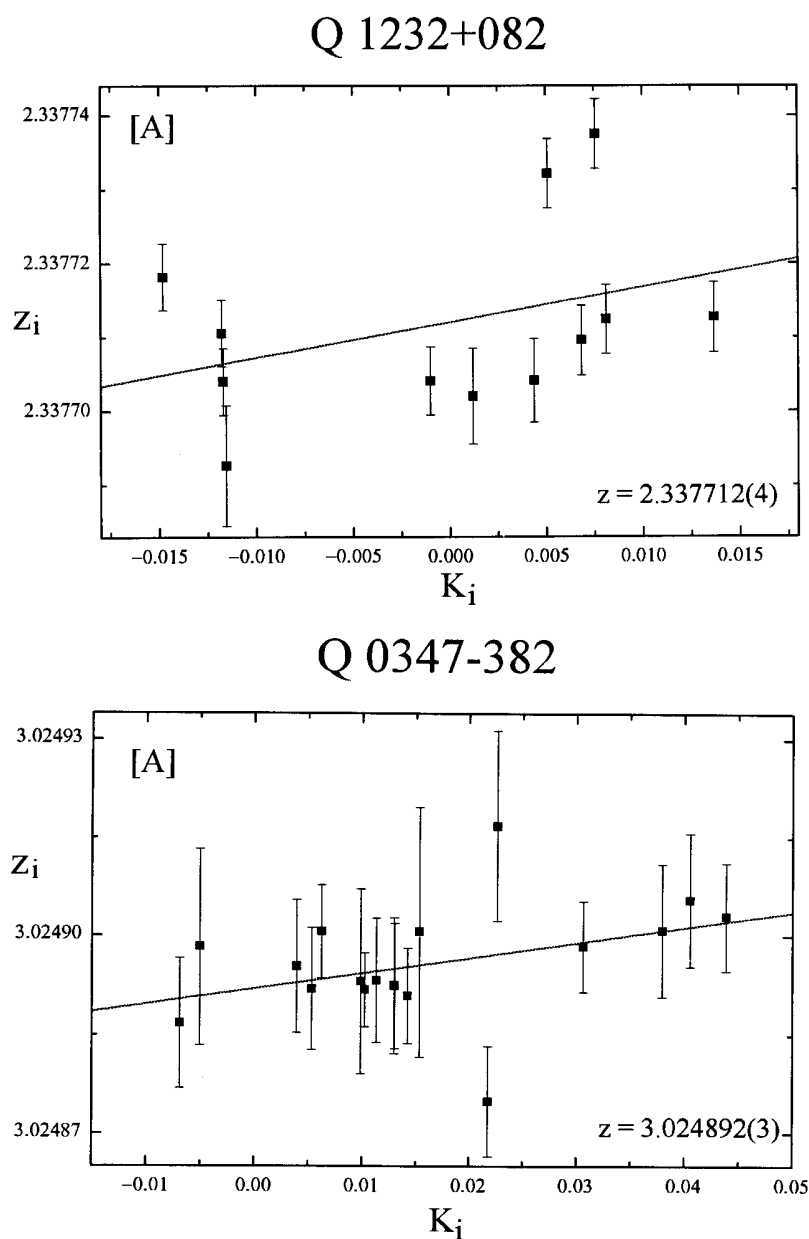


Figura 3.5: Regressão linear para determinar $\Delta\mu/\mu_0$ pelas transições moleculares em Q 1232+082 e Q 0347-382.

Obs.: Em ambos os gráficos foram empregados os comprimentos de onda no laboratório de Abgrall et al. (1993) (vide texto) (Extraído de Ivanchik et al., 2002).

Ivanchik et al. também realizaram uma análise combinando os dois conjuntos de dados. Para tanto aplicaram a regressão linear nos pontos $\zeta_i \times K_i$ (figura 3.6), onde ζ_i é dado por

$$\zeta_i = \frac{z_i - z_a}{1 + z_a} , \quad (3.28)$$

onde z_a é o redshift de absorção de cada um dos dois sistemas. O resultado obtido foi

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (5.7 \pm 3.8) \times 10^{-5} & [A] \\ \frac{\Delta\mu}{\mu_0} &= (12.5 \pm 4.5) \times 10^{-5} & [M] \end{aligned} , \quad (3.29)$$

Ivanchik et al. então adotam o valor [A] e concluem com uma possível variação de μ no nível de confiança de 1.5σ . Obviamente o grau de confiabilidade não é significativo, pelo que prefiro considerar no nível de confiança 2σ

$$\left| \frac{\Delta\mu}{\mu_0} \right| < 1.3 \times 10^{-4} . \quad (3.30)$$

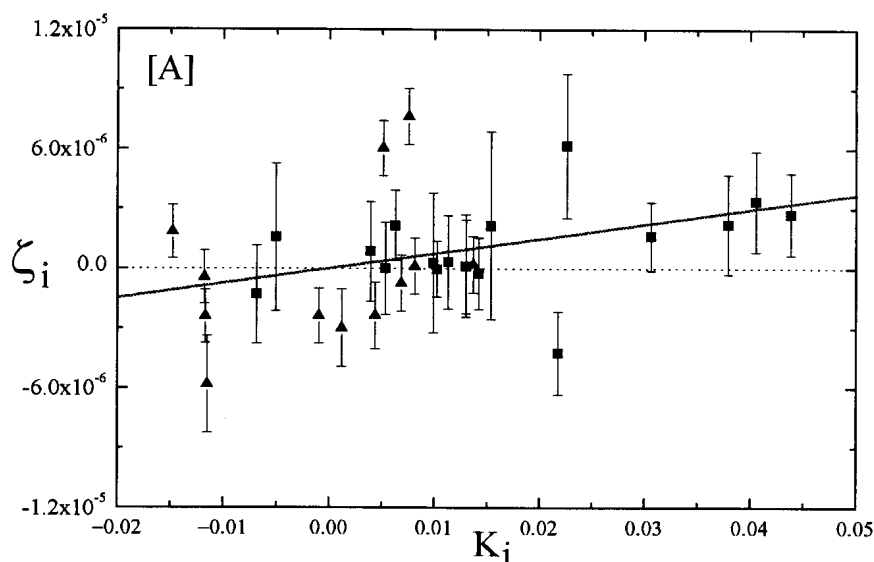


Figura 3.6: Análise combinada dos conjuntos de dados de Q 1232+082 e Q 0347-382.

Obs.: Aqui foram empregados os comprimentos de onda no laboratório de Abgrall et al. (1993) (vide texto) (Extraído de Ivanchik et al., 2002).

3.4 Impondo limites em $g_p \alpha^2$

Nesta seção investigaremos a variação da quantidade $y' \equiv g_p \alpha^2$. Utilizando os valores dados em (3.4) chegamos a $y' = 1.487\,229\,022(17) \times 10^{-4}$, e portanto essa quantidade é conhecida no laboratório com uma incerteza relativa de uma parte em 10^8 .

A fim de se estudar a variação de y' , costuma-se tomar a linha de 21 cm do H I e compará-la com uma transição rotacional molecular. A frequência da transição de 21 cm é proporcional a $\mu_p \mu_B / (\hbar a^3)$, onde $\mu_p = g_p e \hbar / (4m_p c)$, $\mu_B = e \hbar / (2m_e c)$ é o magnéton de Bohr e $a = \hbar^2 / (m_e e^2)$ é o raio de Bohr. As frequências de transições rotacionais de moléculas diatômicas, de acordo com (3.12), serão proporcionais a $\hbar / (M a^2)$. Assim, a razão entre as frequências da linha de 21 cm e as linhas rotacionais moleculares será proporcional ao fator $g_p \alpha^2 M / m_p$. Variações nessa quantidade serão dominadas por variações em $y' \equiv g_p \alpha^2$ somente, pois variações em M / m_p são suprimidas por um fator $m_p / U \approx 100$, onde U é a energia de ligação dos núcleons no núcleo.

A variação em y' será então dada por

$$\frac{\Delta y'}{y'_0} = \frac{z_{\text{rot}} - z_{21}}{1 + z_{\text{rot}}} . \quad (3.31)$$

Espectros em absorção em comprimentos de onda milimétricos apresentam a vantagem de poderem ser obtidos com uma resolução tipicamente 100 vezes superior à conseguida nos espectros óticos.

Porém este método, baseado na comparação de observações feitas em comprimentos de onda muito diferentes, no caso mm versus cm, apresenta as mesmas limitações do método discutido na seção 3.2, que se baseia em comparações no espectro ótico em relação ao espectro em rádio. Diferenças de velocidade podem ocorrer entre as duas componentes na mesma linha de visada, causadas pela forte dependência com a profundidade ótica da linha de 21 cm com a temperatura de spin, e também devido ao fato que as duas regiões podem corresponder a linhas de visada diferentes, devido à dependência com a frequência da estrutura espacial da fonte de fundo.

Para atacar este problema, Drinkwater et al. (1998) estudaram a absorção na Galáxia na linha de 21 cm comparando-a com a absorção na região milimétrica correspondente às transições rotacionais de HCO^+ . A figura 3.7 mostra os espectros em absorção para as nove linhas de visada analisadas. Muito embora possamos notar que existem muito mais sistemas em absorção detectados

em H I, o que os autores se propõem a provar é apenas que existe uma correspondência entre as linhas rotacionais moleculares e a componente em 21 cm mais próxima.

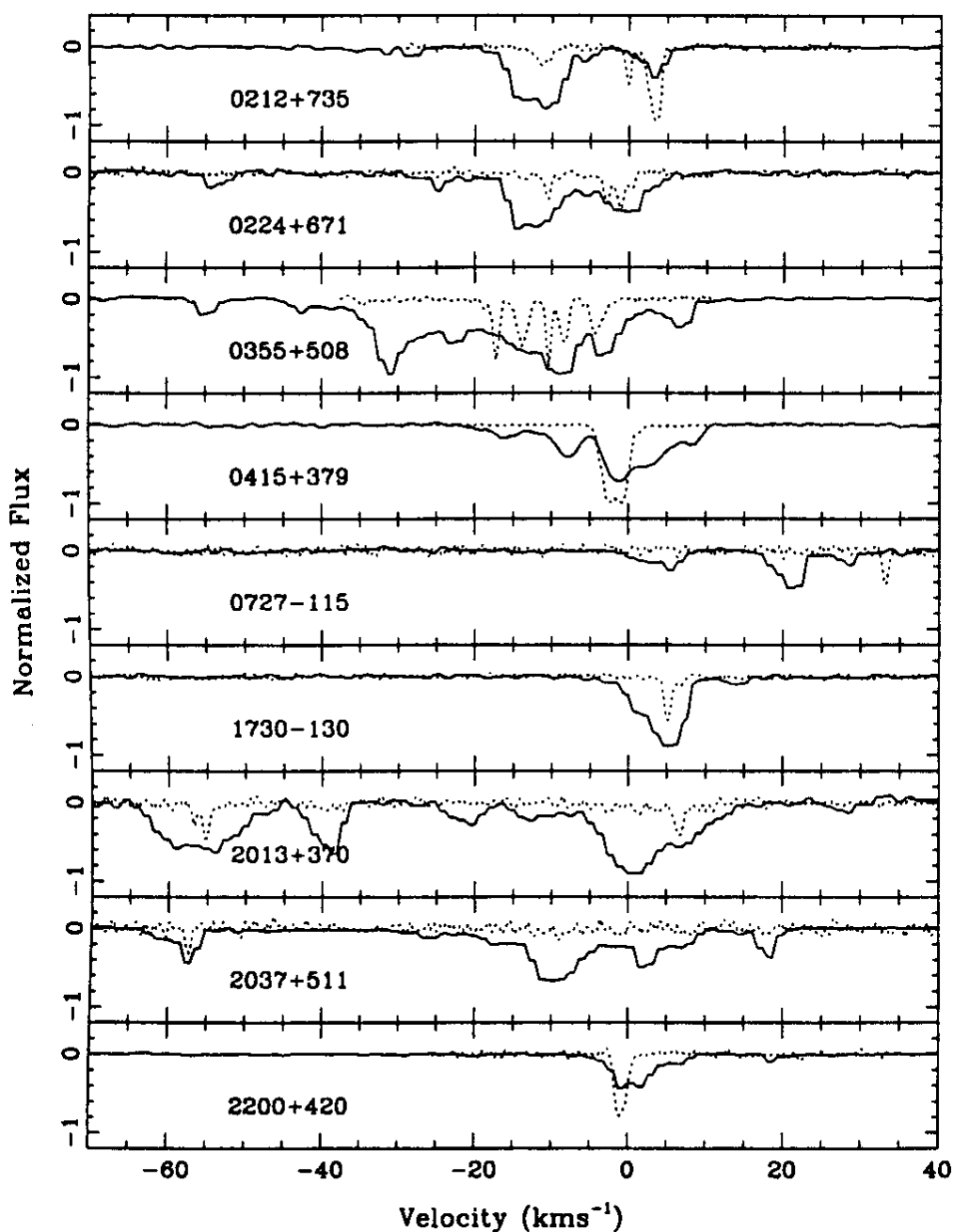


Figura 3.7: Espectros em absorção de H I e HCO⁺ em fontes com absorção Galática.

A linha cheia corresponde ao espectro em torno da região da linha de 21 cm do H I, ao passo que a linha pontilhada se refere à absorção na região milimétrica da transição rotacional da molécula de HCO⁺. (Extraído de Drinkwater et al., 1998)

Em seguida, para cada linha de visada os autores ajustaram múltiplas componentes aos dois espectros independentemente e passaram então a analisar a correlação entre as componentes individuais de cada espectro. A figura 3.8 mostra o histograma obtido com a distribuição das

diferenças de velocidade observadas entre as linhas de 21 cm e as transições milimétricas. A linha sólida ilustra as diferenças de velocidade quando se consideram todos os pares de linhas. Restringindo-se apenas aos pares de linhas referentes às componentes mais próximas produz-se um resultado notável: um pico muito estreito em torno do zero (linha tracejada), mostrando que as componentes individuais no espectro de 21 cm se correlacionam fortemente com as componentes mais próximas no espectro milimétrico. A largura desse pico é de apenas 1.2 km/s, correspondendo à resolução espectral do espectro em 21 cm! Para investigar a realidade desse pico, os autores compararam então as componentes no espectro milimétrico com uma escolha aleatória para uma componente em 21 cm (tomando-a em qualquer uma das linhas de visada). A correlação então desaparece completamente, como se observa pela curva pontilhada.

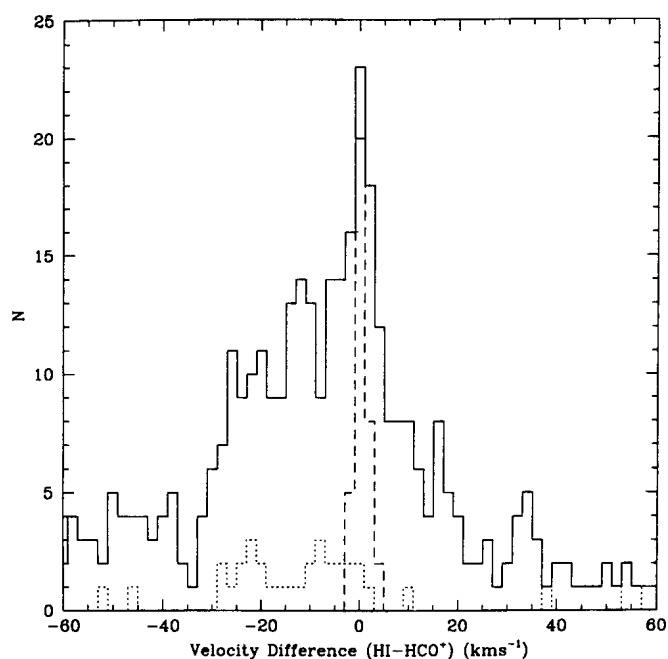


Figura 3.8: Histograma com as diferenças de velocidade entre as componentes no espectro em 21 cm e no espectro milimétrico.

A linha cheia é o resultado quando se compara todos os pares de linhas entre o espectro em 21 cm e milimétrico, ao passo que na linha tracejada tomamos apenas os pares de linhas correspondentes às componentes mais próximas. A linha pontilhada denota uma escolha aleatória para os pares de linhas. (Extraído de Drinkwater et al., 1998)

Concluimos então que em geral as regiões em absorção na linha de 21 cm do H I correspondem geralmente às regiões responsáveis pela absorção milimétrica das transições rotacionais moleculares.

Infelizmente existe uma escassez de dados de sistemas em absorção com linhas moleculares. Até hoje foram encontrados apenas quatro QSOs com linhas rotacionais moleculares em absorção no seu espectro: TXS 0218+357, PKS 1413+135, B3 1504+377 e PKS 1830-211.

O espectro de PKS 1830-211 apresenta linhas moleculares muito largas, FWHM ~ 40 km/s, de modo que limites em $\Delta y' / y'_0$ seriam muito fracos (Murphy et al., 2001b).

Com relação a B3 1504+377, o espectro em 21 cm de H I apresenta um desvio de 15 km/s em relação ao espectro milimétrico das transições rotacionais de HCO^+ . Drinkwater et al. argumentam, no entanto, que é improvável que as duas absorções se dêem em regiões diferentes, uma vez que a estrutura das componentes observadas é muito similar. Novas observações são necessárias para desvendar a causa dessa discrepância.

PKS 1413+135 foi o primeiro objeto com um sistema em absorção a ter a linha de 21 cm do H I comparada com uma transição rotacional molecular. Varshalovich e Potekhin (1996) utilizaram valores publicados dos redshifts da absorção em 21 cm do H I e da linha rotacional molecular do CO para impor limites na variação da massa molecular M . Uma análise semelhante foi feita por Wiklind e Combes (1997). Drinkwater et al. apontaram que a comparação na verdade restringe $\Delta y' / y'_0$ ao invés de $\Delta M / M_0$, com um argumento semelhante ao discutido no início desta seção. Assim, o valor de $\Delta M / M_0$ obtido por Varshalovich e Potekhin se traduz em $\Delta y' / y'_0 = (-4 \pm 6) \times 10^{-5}$ em $z_a = 0.247$.

Drinkwater et al. melhoraram significativamente o limite obtido por Varshalovich e Potekhin ao determinar o redshift da linha de 21 cm ajustando perfis de Voigt no espectro original, ao invés de empregar o valor citado na literatura. Eles também aplicaram o método a um outro sistema em absorção na direção de TXS 0218+357 em $z_a = 0.685$. Em ambos os sistemas eles derivaram $|\Delta y' / y'_0| < 1 \times 10^{-5}$ (no nível de confiança 2σ).

Murphy et al. (2001b) melhoraram os limites para esses sistemas ajustando perfis de Voigt para as linhas de 21 cm e rotacionais moleculares simultaneamente, e considerando $\Delta y' / y'_0$ como um parâmetro adicional independente. Os resultados obtidos foram

$$\begin{aligned} \frac{\Delta y'}{y'_0} &= (-0.20 \pm 0.44) \times 10^{-5} && \text{em } z_a = 0.2467 \\ \frac{\Delta y'}{y'_0} &= (-0.16 \pm 0.54) \times 10^{-5} && \text{em } z_a = 0.6847 \end{aligned} \quad (3.32)$$

Se assumirmos (talvez incorretamente) que g_p é constante teremos

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-0.10 \pm 0.22) \times 10^{-5} & \text{em } z_a = 0.2467 \\ \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-0.08 \pm 0.27) \times 10^{-5} & \text{em } z_a = 0.6847 \end{aligned} \quad (3.33)$$

Carilli et al. (2000) obtiveram novos espectros em torno da linha de 21 cm do H I para esses dois sistemas. Entretanto, a análise levada a cabo por eles não é tão elaborada quanto a de Murphy et al., pois eles fitam os dois espectros separadamente para em seguida estimar $\Delta y' / y'_0$. Eles encontram $\Delta y' / y'_0 = (+1.0 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ para TXS 0218+357 e $\Delta y' / y'_0 = (+1.29 \pm 0.08) \times 10^{-5}$ para PKS 1413+135, onde os erros são estatísticos apenas. Eles também fazem uma estimativa muito mais conservadora dos erros sistemáticos em relação a Murphy et al.: eles adicionam aos erros acima uma incerteza adicional de $\pm 1 \times 10^{-5}$ resultantes de erros na calibração do espectro em rádio. Além disso, eles adicionam um erro muito maior permitindo que as componentes do espectro em rádio e no espectro milimétrico estejam deslocadas em até 10 km/s (muito maior do que a dispersão de 1.2 km/s obtida na correlação verificada por Drinkwater et al.). Essa última incerteza domina os erros e leva a uma estimativa extremamente conservadora em $|\Delta\alpha / \alpha_0| < 1.7 \times 10^{-5}$ para ambos os objetos (assumindo g_p constante).

A figura 3.9 mostra os espectros da linha de 21 cm do H I obtidos por Carilli et al. sobrepostos aos espectros das transições rotacionais moleculares. A figura também mostra os mapas em VLBI para os dois QSOs em questão. TXS 0218+357 é uma lente gravitacional em que a absorção se dá na galáxia responsável pelo efeito de lente; a imagem em VLBI mostra duas componentes principais, sendo que tanto a emissão em 21 cm quanto na região milimétrica são dominadas por apenas uma das imagens. Já o mapa de PKS 1413+135 revela que a emissão em rádio é dominada por uma estrutura em forma de jato, ao passo que a emissão milimétrica é dominada pela componente central.

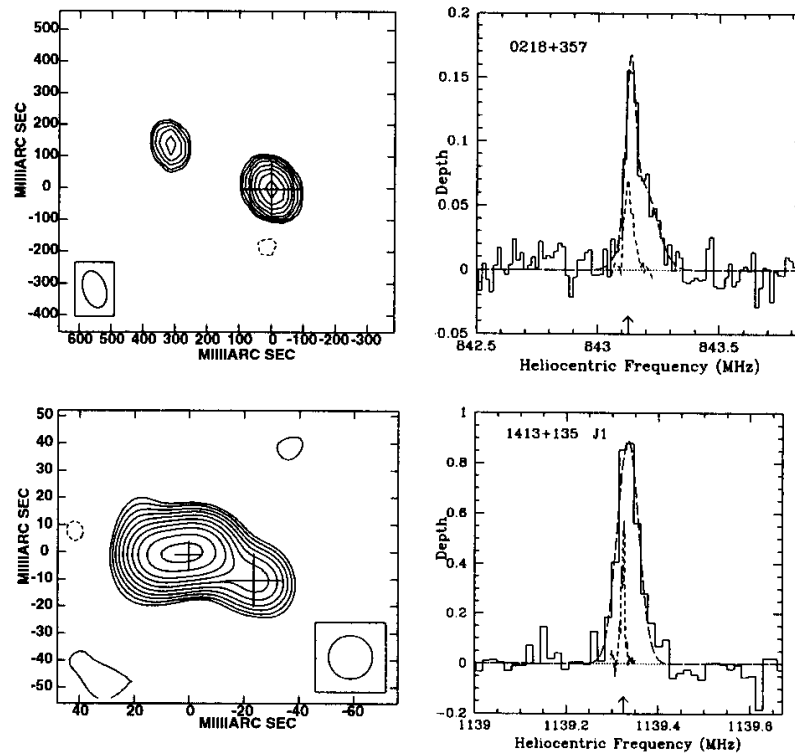


Figura 3.9: Mapas de VLBI da emissão na linha de 21 cm do H I de TXS 0218+357 e PKS 1413+135.

À direita temos os espectros na região da linha de 21 cm do H I sobrepostos aos espectros correspondentes às transições rotacionais da molécula de CO. À esquerda temos os mapas em VLBI na linha de 21 cm do H I. No caso de TXS 0218+357 (acima) a emissão em rádio e milimétrica é dominada pela componente indicada com a cruz; para PKS 1413+135 (abaixo) a emissão em rádio se dá principalmente numa estrutura em forma de jato (indicada pela pequena cruz), ao passo que a emissão milimétrica provém da componente central indicada pela cruz maior. (Extraído de Carilli et al., 2000)

3.5 Impondo limites em α

Nesta seção estudaremos a variação de α .

No laboratório temos $\alpha = 7.297\,352\,533(27) \times 10^{-3} = 1/137.035\,999\,76(50)$, e portanto a constante de estrutura fina é conhecida com uma incerteza relativa de uma parte em 10^8 .

3.5.1 O método dos dubletos alcalinos

Dubletos de íons alcalinos (*e.g.* Mg II, C IV, Si IV) são muito comuns no espectro em absorção de QSOs. Por esse motivo o método que passamos a discutir agora foi o primeiro a ser empregado para se investigar a variação das constantes físicas nos sistemas em absorção de QSOs (vide seção 3.1).

Essas linhas envolvem transições do tipo ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ e ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ (cujos comprimentos de onda denominaremos λ_1 e λ_2 , respectivamente). O dubleto que fornece as medidas mais precisas é o do Si IV, por apresentar a maior separação entre os níveis de estrutura fina. A figura 3.10 mostra o dubleto do Si IV visível em duas componentes distintas no espectro em absorção de um QSO.

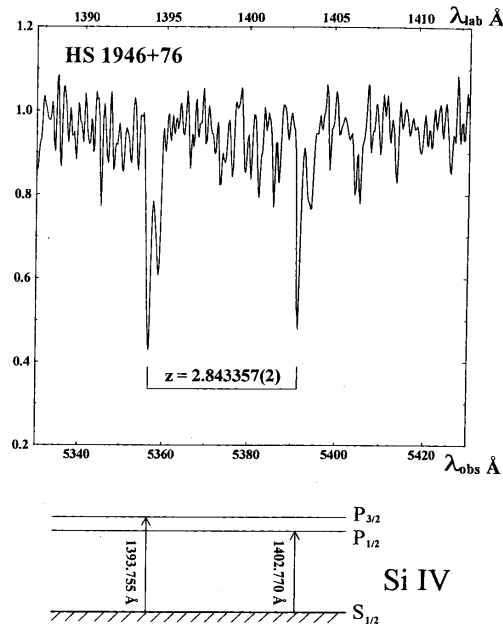


Figura 3.10: Dubleto do Si IV em absorção no espectro de um QSO.

(Extraído de Ivanchik, Potekhin e Varshalovich, 1999)

Conforme discutido anteriormente, a separação entre as duas linhas medidas no espectro é proporcional a α^2 :

$$\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \propto \alpha^2, \quad (3.34)$$

onde $\bar{\lambda} = \frac{2}{3}\lambda_1 + \frac{1}{3}\lambda_2$ é a média dos dois comprimentos de onda. Derivando a expressão acima e tomando como referências as quantidades medidas no laboratório

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}\right) = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta\lambda/\bar{\lambda}}{(\Delta\lambda/\bar{\lambda})_0} - 1 \right], \quad (3.35)$$

onde o índice 0 denota a quantidade medida no laboratório.

Uma vez que aqui comparamos linhas de um mesmo íon e provenientes de um mesmo nível, teremos que este é o único método que enxerga somente uma região em absorção. Além disso, como estamos tomando comprimentos de onda muito próximos, estamos minimizando o possível efeito sistemático causado por erros de calibração no espectro.

A partir das primeiras medidas discutidas na seção 3.1, a precisão obtida através do método dos dubletos alcalinos foi melhorando gradualmente ao longo dos anos.

Potekhin e Varshalovich (1994) compuseram um catálogo composto de dubletos de C IV, N V, O VI, Mg II, Al III e Si IV baseado em observações reunidas entre 1980 e 1992. No total são 1414 pares de linhas numa amostra bastante heterogênea contendo medidas com resoluções espectrais variando desde 0.08 Å até 6 Å. Eles então aplicaram o método dos dubletos alcalinos aliados a uma estatística robusta para excluir da amostra dados menos confiáveis e obtiveram o seguinte limite em α :

$$\left| \frac{1}{\alpha_0} \frac{d\alpha}{dz} \right| < 5.6 \times 10^{-4} \quad , \quad (3.36)$$

no nível de confiança 2σ .

Posteriormente eles estenderam esse catálogo com dados mais homogêneos (Varshalovich e Potekhin, 1994) e confirmaram o resultado acima. Neste último trabalho os autores também reportam o intrigante resultado de que a constante de estrutura fina medida em dois hemisférios diametralmente opostos no céu $\alpha_{1950} = (9-21)^h$ e $\delta_{1950} = (0 \pm 90)^\circ$ mostrou-se sistematicamente menor e maior do que o valor medido no laboratório. Essa seria uma indicação de uma possível variação espacial na constante de estrutura fina, porém o nível de confiança estatística obtido é da ordem de 2σ apenas.

Cowie e Songaila (1995), utilizando dubletos do Si IV em espectros observados no telescópio Keck I, melhoraram sobre o limite acima por um fator 5

$$\left| \frac{1}{\alpha_0} \frac{d\alpha}{dz} \right| < 1.1 \times 10^{-4} \quad , \quad (3.37)$$

no nível de confiança 2σ .

Varshalovich, Panchuk e Ivanchik (1996), com base em espectros de três QSOs obtidos no telescópio de 6 m do Observatório Especial de Astrofísica (na Rússia) obtiveram

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = (0.2 \pm 0.7) \times 10^{-4} \quad . \quad (3.38)$$

Entretanto notamos que no erro acima o autor não levou em consideração a incerteza nos comprimentos de onda medidos no laboratório de que dispunha, o que deve ser significativo nessa ordem de grandeza.

Ivanchik, Potekhin e Varshalovich (1999) utilizando uma amostra com medidas de Petitjean, Rauch e Carswell (1994), Varshalovich et al. (1996) e Cowie e Songaila (1995) derivaram

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = (-3.3 \pm 6.5[stat] \pm 8.0[syst]) \times 10^{-5} \quad , \quad (3.39)$$

em $z_a = 2 - 3.5$. O erro sistemático envolve a incerteza nos comprimentos de onda medidos no laboratório que passam a dominar os erros nesse nível de precisão. O limite superior no nível de confiança 2σ é então

$$\left| \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \right| < 2.3 \times 10^{-4} \quad , \quad (3.40)$$

Por fim, a medida mais recente utilizando-se o método dos dubletos alcalinos deve-se a Murphy et al. (2001c). Eles empregaram medidas mais precisas dos comprimentos de onda do dubleto do Si IV no laboratório, bem como algumas melhorias inspiradas no método dos vários multipletos, que discutiremos a seguir. Os dados da amostra utilizada correspondem a 21 dubletos do Si IV em espectros de alta resolução obtidos no Keck I. Ao invés de aplicar a relação aproximada (3.34), os autores se basearam numa relação que leva em conta a dependência exata dos comprimentos de onda dos dubletos com a constante de estrutura fina (maiores detalhes na seção seguinte). As linhas dos dubletos foram então ajustadas com perfis de Voigt usando $\Delta\alpha/\alpha_0$ como

parâmetro independente. O resultado obtido corresponde ao limite mais severo imposto a $\Delta\alpha/\alpha_0$ através do método dos dubletos alcalinos:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = (-0.5 \pm 1.3) \times 10^{-5} \quad , \quad (3.41)$$

em $z_a = 2-3$.

3.5.2 O método dos vários multipletos

O método dos vários multipletos na verdade é uma melhoria sobre o método dos dubletos alcalinos. Nele, ao invés de se utilizar apenas os dubletos de íons alcalinos, usa-se todas as transições óticas disponíveis no espectro de todos os íons observados. A dependência dos comprimentos de onda com α não é extraída da relação aproximada (3.34), e sim calculada explicitamente:

$$\omega = \omega_0 + q_1 x + q_2 y \quad , \quad (3.42)$$

onde ω é o número de onda da transição, ω_0 é o número de onda tal como medido no laboratório e x e y contém informação sobre uma possível variação em α :

$$\begin{aligned} x &\equiv \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^2 - 1 \\ y &\equiv \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^4 - 1 \end{aligned} \quad . \quad (3.43)$$

O valor dos coeficientes de correção relativística, q_1 e q_2 , são obtidos através de um cálculo quântico de n-corpos para as várias transições comumente observadas no espectro de QSOs (Dzuba, Flambaum e Webb, 1999a,b; Dzuba et al., 2001).

Para percebermos o ganho de sensibilidade que podemos obter sobre o método dos dubletos alcalinos ao se utilizar inúmeras transições (cada qual com uma dependência diferente sobre α) notamos que a correção relativística nos níveis de energia clássicos será dada aproximadamente por

$$\Delta E = -\alpha^4 m_e c^2 \frac{Z^4}{4n^2} \left[\frac{2n}{j+1/2} - \frac{3}{2} \right] \quad . \quad (3.44)$$

A magnitude da correção relativística será então maior para núcleos pesados (Z grande), e para os estados $s_{1/2}$ e $p_{1/2}$ (para os quais $j=1/2$). Podemos então comparar transições de núcleos pesados contra transições de núcleos leves, ou então várias transições diferentes de um mesmo íon, obtendo uma determinação melhor de α se comparado ao método dos dubletos alcalinos, que pega transições do mesmo íon, e que se originam a partir do mesmo nível. Dessa forma, transições menos sensíveis à variação de α são utilizadas como “âncoras” para se medir o desvio de outras linhas.

O método dos vários multipletos tem também a vantagem de aproveitar todas as transições disponíveis no espectro, com isso diminuindo o erro estatístico. Isso só seria conseguido no método dos dubletos alcalinos observando-se mais sistemas em absorção ou obtendo-se espectros de mais alta resolução, obviamente às custas de um tempo de exposição muito maior para se conseguir uma razão sinal/ruído aceitável.

Ao propor pela primeira vez este novo método para estudar a variação de α , Webb et al. (1999) utilizaram linhas do Mg II e Fe II por possuírem coeficientes de correção relativística muito diferentes (as linhas de Mg II servem de âncora para as do Fe II), e também por terem seus comprimentos de onda no laboratório determinados com precisão (a fim de possibilitar detectar variações da ordem de $\Delta\alpha/\alpha_0 = 10^{-5}$).

A amostra utilizada consistiu de 30 sistemas em absorção, com redshifts em absorção variando entre 0.6 e 1.6, com espectros de alta resolução observados no Keck I. Para cada sistema em absorção as linhas do Mg II e Fe II foram ajustadas simultaneamente por perfis de Voigt, incluindo $\Delta\alpha/\alpha_0$ como um parâmetro independente.

O resultado obtido foi surpreendente, e apontou um valor de α menor no passado em uma parte em 10^5 , com um nível de confiança estatístico de aproximadamente 3σ :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = (-1.09 \pm 0.36) \times 10^{-5} \quad 0.6 < z_a < 1.6 \quad , \quad (3.45)$$

para a amostra toda.

Essa variação é dominada pelos sistemas em $z_a > 1$, com as medidas em redshifts menores consistentes com $\Delta\alpha/\alpha_0 = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-0.17 \pm 0.39) \times 10^{-5} & 0.6 < z_a < 1.0 \\ \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-1.88 \pm 0.53) \times 10^{-5} & 1.0 < z_a < 1.6 \end{aligned} \quad , \quad (3.46)$$

Uma nova análise posterior não só confirmou os resultados acima, como aumentou o grau de confiança estatística para 4σ (Murphy et al., 2001a; Webb et al., 2001). Nesse novo trabalho, foi adicionado à amostra acima uma nova amostra com espectros de alta resolução obtidos no Keck I contendo 18 sistemas em absorção damped Ly α com redshifts de absorção entre 1.8 e 3.5. Com a subsequente determinação de comprimentos de onda no laboratório mais precisos para linhas de outros íons além do Mg II e Fe II, tornou-se possível incluir no estudo inúmeras linhas metálicas em absorção.

A figura 3.11 ilustra os resultados obtidos utilizando-se essa nova amostra estendida. Novamente podemos notar que a variação em α é dominada pelos sistemas em alto redshift, com os resultados em $z_a < 1$ consistentes com nenhuma variação.

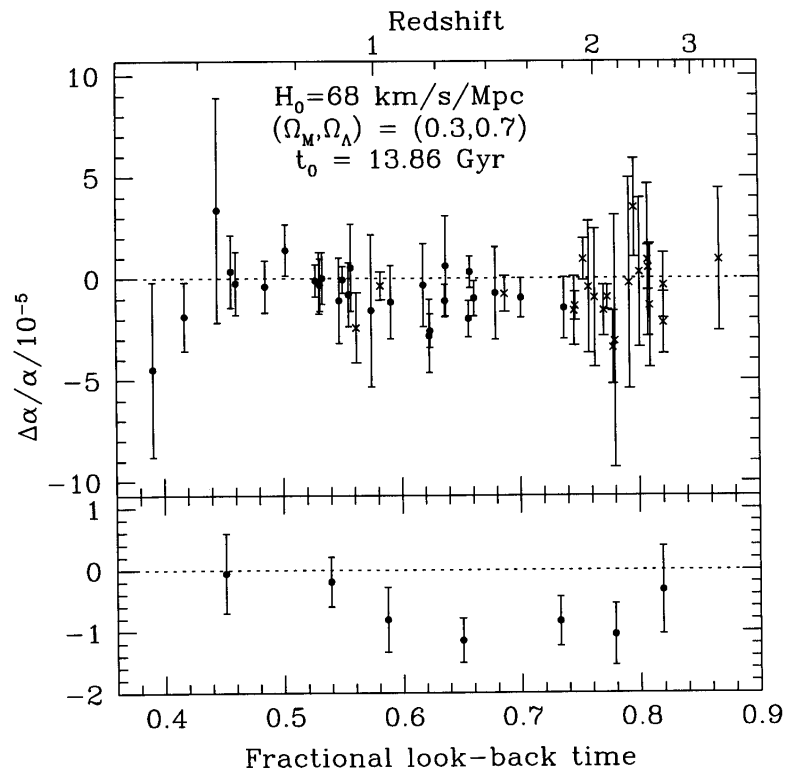


Figura 3.11: Gráfico mostrando a variação de α com o redshift.

Os círculos correspondem à amostra com $0.6 < z_a < 1.6$ onde foram utilizadas somente as linhas do Mg II e Fe II, ao passo que as cruces se referem à amostra com $1.8 < z_a < 3.5$ onde foram utilizadas transições de inúmeros outros íons. O painel inferior reúne as medidas em grupos de 7 sistemas consecutivos. (Extraído de Murphy et al., 2001a)

Os valores de $\Delta\alpha/\alpha_0$ determinados nessa nova análise são:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-0.2 \pm 0.3) \times 10^{-5} & z_a < 1.0 \\ \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-1.2 \pm 0.3) \times 10^{-5} & z_a > 1.0 \\ \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} &= (-0.72 \pm 0.18) \times 10^{-5} & 0.6 < z_a < 3.5 \end{aligned} \quad , \quad (3.47)$$

Na figura 3.12 comparamos os novos resultados com os obtidos através da linha de 21 cm do H I e transições rotacionais moleculares por Murphy et al. (2001b) (seção 3.3.3) e o resultado obtido através do método dos dubletos alcalinos por Murphy et al. (2001c) (seção 3.5.1).

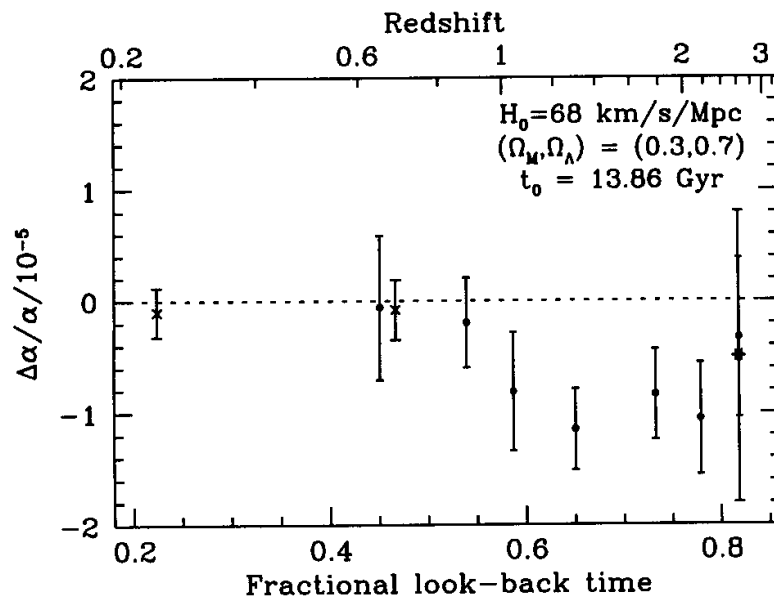


Figura 3.12: Limites em $\Delta\alpha/\alpha_0$ obtidos a partir de diferentes métodos.

Os pontos se referem ao agrupamento a cada 7 sistemas em absorção determinado pelo método dos vários múltiplos (Murphy et al., 2001a), as cruces ao resultado derivado da linha de 21 cm do H I e transições rotacionais moleculares (Murphy et al., 2001b) e o asterisco ao resultado obtido pelo método dos dubletos alcalinos (Murphy et al., 2001c) (Extraído de Murphy et al., 2001b)

4. Conclusão

Os resultados obtidos por Webb et al. (1999) e Murphy et al. (2001a) através do método dos vários multipletos para inferir um valor de α menor no passado em uma parte em 10^5 são realmente surpreendentes.

Se esta variação for real, e se confirmada posteriormente por um método independente, as teorias físicas sofrerão um impacto profundo, por exemplo implicando que o Universo em que vivemos possui dimensões adicionais.

Talvez a sensibilidade dos outros métodos aqui discutidos atualmente utilizados para investigar a variação das constantes físicas fundamentais possa vir a aumentar num futuro próximo com a aquisição de mais dados de alta qualidade, à medida em que esse tema vai se tornando um assunto quente impulsionado pelas resultados obtidos pelo método dos vários multipletos.

A confirmação dos resultados aqui descritos por um outro grupo independente também seria valorosa. Possivelmente esse grupo poderia também utilizar ferramentas diferentes para a análise dos dados, ao invés do padrão dos pacotes Iraf e VPFIT, usados pela imensa maioria da comunidade astronômica.

Quem sabe com o acúmulo de novas medidas o grau de confiança estatística suba de 4σ para uma prova irrefutável de 7σ ? Se a variação das constantes físicas fundamentais adquirir uma base sólida, poderemos utilizá-la para impor limites em teorias de grande unificação.

Referências

- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J.-Y., Subtil, J.-L., 1993, *A&AS*, 101, 273
- Albrecht, A., Magueijo, J., 1999, *Phys. Rev. D*, 59, 043516
- Bahcall, J.N., Sargent, W.L.W., Schmidt, M., 1967, *ApJ*, 149, L11
- Bahcall, J.N., Schmidt, M., 1967, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1294
- Barrow, J.D., 1987, *Phys. Rev. D*, 35, 1805
- Barrow, J.D., Magueijo, J., 1998, *Phys. Lett. B*, 443, 104
- Barrow, J.D., Magueijo, J., 1999, *Class. Quantum Grav.*, 16, 1435
- Bechtold, 2001, arXiv astro-ph/0112521
- Brans, C., Dicke, R.H., 1961, *Phys. Rev.*, 124, 925
- Carilli, C.L., Menten, K.M., Stocke, J.T., Perlman, E., Vermeulen, R., Briggs, F., Bruyn, A.G., Conway, J., Moore, C.P., 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 5511
- Charlton, J.C., Churchill C.W., 2000, arXiv astro-ph/0006002
- Cowie, L.L., Songaila, A., 1995, *ApJ*, 453, 596
- Dirac, P.A.M., 1937, *Nat*, 139, 323
- Dirac, P.A.M., 1938, *Proc. Roy. Soc. A*, 165, 199
- Drinkwater, M.J., Webb, J.K., Barrow, J.D., Flambaum, V.V., 1998, *MNRAS*, 295, 457
- Dzuba, V.A., Flambaum, V.V., Murphy, M.T., Webb, J.K., 2001, *Phys. Rev. A*, 63, 042509
- Dzuba, V.A., Flambaum, V.V., Webb, J.K., 1999a, *Phys. Rev. Lett.*, 82, 888
- Dzuba, V.A., Flambaum, V.V., Webb, J.K., 1999b, *Phys. Rev. A*, 59, 230
- Fan, X. et al., 2001, *AJ*, 122, 2833
- Foltz, C.B., Chaffee Jr., F.H., Black, J.H., 1988, *ApJ*, 324, 267
- Foltz, C.B., Chaffee Jr., F.H., Wolfe, A.M., 1988, *ApJ*, 335, 35
- Gamow, G., 1967, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 759
- Ge, J., Bechtold, J., Kulkarni, V.P., 2001, *ApJ*, 547, L1
- Groom, D.E. et al., 2000, *Eur. Phys. J. C*, 15, 1-878 (Particle Data Group)
- Ivanchik, A.V., Potekhin, A.Y., Varshalovich, D.A., 1999, *A&A*, 343, 439
- Ivanchik, A.V., Rodriguez, E., Petitjean, P., Varshalovich, D.A., 2002, submetido ao *Astron. Lett.* (arXiv astro-ph/0112323)

- Kolb, E.W., Turner, M.S., 1994, “The Early Universe”, pág. 465. (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts)
- Levshakov, S.A., 1994, MNRAS, 269, 339
- Levshakov, S.A., Dessauges-Zavadsky, M., D’Odorico, S., Molaro, P., 2002, ApJ, 565, 696
- Levshakov, S.A., Varshalovich, D.A., 1985, MNRAS, 212, 517
- Marciano, W.J., 1984, Phys. Rev. Lett., 52, 489
- Morton, D.C., Dinerstein, H.L., 1976, ApJ, 204, 1
- Murphy, M.T., Webb, J.K., Flambaum, V.V., Drinkwater, M.J., Combes, F., Wiklind, T., 2001b, MNRAS, 327, 1244
- Murphy, M.T., Webb, J.K., Flambaum, V.V., Dzuba, V.A., Churchill, C.W., Prochaska, J.X., Barrow, J.D., Wolfe, A.M., 2001a, MNRAS, 327, 1208
- Murphy, M.T., Webb, J.K., Flambaum, V.V., Prochaska, J.X., Wolfe, A.M., 2001c, MNRAS, 327, 1237
- Peterson, B.M., 1997, “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, cap. 12. (Cambridge University Press, Cambridge)
- Petitjean, P., Rauch, M., Carswell, R.F., 1994, A&A, 291, 29
- Petitjean, P., Srianand, R., Ledoux, C., 2000, A&A, 364, L26
- Pochoda, P., Schwarzschild, M., 1964, ApJ, 139, 587
- Potekhin, A.Y., Ivanchik, A.V., Varshalovich, D.A., Lanzetta, K.M., Baldwin, J.A., Williger, G.M., Carswell, R.F., 1998, ApJ, 505, 523
- Potekhin, A.Y., Varshalovich, D.A., 1994, A&AS, 104, 89
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1979, “Radiative Processes in Astrophysics”, cap. 11. (John Wiley & Sons, NY)
- Savedoff, M.P., 1956, Nat, 178, 688
- Silva, A.I., 1999, “Linhas de Estrutura Fina em Absorção no Espectro de QSOs”, dissertação de mestrado. (Instituto Astronômico e Geofísico, Universidade de São Paulo, São Paulo)
- Srianand, R., Petitjean, P., 1998, A&A, 335, 33
- Teller, E., 1948, Phys. Rev., 73, 801
- Thompson, R.I., 1975, Astrophys. Lett., 16, 3
- Tubbs, A.D., Wolfe, A.M., 1980, ApJ, 236, L105
- Varshalovich, D.A., Levshakov, S.A., 1993, J. Exp. Theor. Phys. Lett., 58, 237
- Varshalovich, D.A., Panchuk, V.E., Ivanchik, A.V., 1996, Astron. Lett., 22, 6
- Varshalovich, D.A., Potekhin, A.Y., 1994, Astron. Lett., 20, 771
- Varshalovich, D.A., Potekhin, A.Y., 1995, Space Sci. Rev., 74, 259

- Varshalovich, D.A., Potekhin, A.Y., 1996, *Astron. Lett.*, 22, 1
- Webb, J.K., Flambaum, V.V., Churchill C.W., Drinkwater, M.J., Barrow, J.D., 1999, *Phys. Rev. Lett.*, 82, 884
- Webb, J.K., Murphy, M.T., Flambaum, V.V., Dzuba, V.A., Barrow, J.D., Churchill, C.W., Prochaska, J.X., Wolfe, A.M., 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 87, 091301
- Weinberg, S., 1972, "Gravitation and Cosmology", pág. 620. (John Wiley & Sons, NY)
- Wiklind, T., Combes, F., 1997, *A&A*, 328, 48
- Wolfe, A.M., Briggs, F.H., Turnshek, D.A., Davis, M.M., Smith, H.E., Cohen, R.D., 1985, *ApJ*, 294, L67
- Wolfe, A.M., Broderick, J.J., Condon, J.J., Johnston, K.J., 1978, *ApJ*, 222, 752
- Wolfe, A.M., Brown, R.L., Roberts, M.S., 1976, *Phys. Rev. Lett.*, 37, 179
- Wolfe, A.M., Davis, M.M., 1979, *AJ*, 84, 699