

# Utilização da espectroscopia optogalvânica intermodulada em medidas de desvio isotópico e estrutura hiperfina do urânio

Marcelo G. Destro, Carlos Schwab

Instituto de Estudos Avançados/CTA, São José dos Campos, SP

Flávio C Cruz, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira

Instituto de Física, "Gleb Wataghin"/UNICAMP, Campinas, SP

Armando Mirage

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares/CNEN - São Paulo, SP

Recebido em 9 de Fevereiro 1993

## Resumo

O efeito optogalvânico é largamente usado em técnicas espectroscópicas. Em particular, a espectroscopia optogalvânica intermodulada complementa os outros métodos de espectroscopia sub-Doppler, e é aplicada em casos em que os outros métodos são limitados na sua sensibilidade devido à baixa relação sinal-ruído do laser e do detector. O desvio na frequência de absorção entre os isótopos  $^{235}\text{U}$  e  $^{238}\text{U}$  e as constantes da estrutura hiperfina do isótopo  $^{235}\text{U}$  foram obtidos, neste trabalho, por meio da técnica de espectroscopia optogalvânica intermodulada, usando uma lâmpada de catodo oco de urânio natural e um laser de corante em anel.

## Abstract

The optogalvanic effect has been widely used in spectroscopy techniques. The intermodulated optogalvanic spectroscopy, particularly, complements other spectroscopy sub-Doppler methods, and is useful in the case where the other methods have sensitivity limitation due to low laser and detectors signal/noise ratios. The shift in the absorption frequency between  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  isotopes, as well as the hyperfine structure constants of the  $^{235}\text{U}$  isotope, have been obtained in this work by means of the intermodulated optogalvanic spectroscopy, using a natural uranium hollow cathode lamp and a ring dye laser.

## I. Introdução

Cada espécie atômica é caracterizada por um conjunto discreto e peculiar de estados energéticos. As frequências da radiação que cada átomo pode absorver ou emitir formam, também, um conjunto discreto e característico dos átomos de sua espécie. A estrutura e o volume do núcleo de um átomo exercem, por outro lado, uma influência sobre seus níveis energéticos. Átomos de um mesmo elemento com diferentes estruturas nucleares (isótopos) apresentam diferenças sutis em seus espectros. No caso do urânio, o núcleo do isótopo  $^{235}\text{U}$  possui 92 prótons e 143 nêutrons, enquanto que

o do  $^{238}\text{U}$  possui 3 nêutrons a mais. Este fato dá origem a pequenas diferenças entre os espectros dos dois isótopos. Duas importantes propriedades podem ser observadas: (i) na região de 6000 Å existe um deslocamento entre as frequências centrais de absorção dos dois isótopos em torno de 5 a 10 GHz [1]; (ii) enquanto que a linha do isótopo  $^{238}\text{U}$  é simples, a correspondente ao  $^{235}\text{U}$  apresenta várias componentes. Esta última propriedade é conhecida como *estrutura hiperfina* e resulta da diferença entre os spins nucleares dos dois isótopos ( $I = 0$  para  $^{238}\text{U}$  e  $I = 7/2$  para  $^{235}\text{U}$ ). Desvios na frequência de absorção de isótopos diferentes permitem

Biblioteca

DEVOLVER AO BALÇAO DE EMPRESTIMO  
COLEÇÃO PTC

que um dado isótopo seja excitado seletivamente por um feixe de luz monocromática. No caso do urânio, se uma mistura dos isótopos  $^{235}\text{U}$  e  $^{238}\text{U}$  for irradiada por um laser que apresente uma frequência ressonante com o  $^{235}\text{U}$  e que tenha uma linha suficientemente estreita, a luz deste laser será absorvida preferencialmente por este isótopo.

Vê-se, portanto, que a determinação do desvio isotópico e da estrutura hiperfina é de fundamental importância no desenvolvimento do processo de separação isotópica do urânio via lasers. Estas quantidades foram obtidas, neste trabalho, por meio da espectroscopia optogalvânica intermodulada. Esta é uma técnica muito simples e menos dispendiosa que outras técnicas espectroscópicas conhecidas. Além disso, ela é particularmente indicada para elementos refratários, tais como o urânio, pois associa a eficiência da evaporação por "sputtering" com um instrumento de detecção muito sensível<sup>[2,3]</sup>.

Descrevem-se, a seguir, os princípios básicos da técnica de espectroscopia optogalvânica intermodulada e os resultados obtidos a partir de experimentos realizados com uma lâmpada de cátodo oco de urânio natural. Neste trabalho, analisou-se a transição a partir do estado fundamental do urânio para o estado excitado  $16900\text{ cm}^{-1}$ . O nível fundamental tem configuração eletrônica  $(Rn)5f^36d7s^2$ , onde  $Rn$  representa o átomo de radônio, que possui 86 elétrons em camadas fechadas. Esse estado é representado no acoplamento  $LS$  pelo termo  $^5L_6$ , enquanto que o estado excitado tem configuração  $(Rn)5f^36d7s7p$  e é representado pelo termo  $^7M_7$ . Os valores obtidos do desvio isotópico entre o  $^{235}\text{U}$  e o  $^{238}\text{U}$  e das constantes da estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$  para essa transição ( $^5L_6 - ^7M_7$ ) são comparados aos valores obtidos por outras técnicas encontradas na literatura.

## II. Princípios Básicos

Para observar transições atômicas ou moleculares adjacentes, a resolução imposta pelas larguras de linhas torna-se muito importante. Um átomo sujeito a baixa pressão ( $p \sim 1$  torr) tem a largura de linha das transições, na região do visível, 100 vezes mais alargada devido ao efeito Doppler do que devido ao tempo de vida dos níveis, colisões entre átomos, íons e perturbações do campo eletromagnético<sup>[3]</sup>. O principal problema encontrado em medidas experimentais dos espectros é o de eliminar a contribuição do efeito Doppler no alargamento da linha da transição. Várias técnicas têm sido desenvolvidas para eliminar o efeito Doppler usando-se lasers. Elas estão agrupadas em três classes: técnica de espectroscopia por saturação, espectroscopia de dois fótons e espectroscopia por aprisionamento de partículas. Somente as duas primeiras têm sido utilizadas em combinação com a detecção optogalvânica<sup>[3]</sup>.

Como o sinal optogalvânico (SOG) é proporcional à absorção da radiação pelos átomos presentes na des-

carga, os mesmos métodos de espectroscopia por saturação usados por outras técnicas, tais como espectroscopia por fluorescência ou fotoacústica, podem ser usados para se obter uma resolução sub-Doppler usando a espectroscopia optogalvânica (ESOG). A primeira observação sub-Doppler usando a detecção optogalvânica foi realizada em 1978 por Johnston<sup>[3]</sup>. Uma descarga elétrica em uma mistura de He-Ne foi excitada por um laser de corante e o feixe transmitido foi refletido de volta para a região de descarga por um espelho. O registro do perfil de linha em função da frequência de sintonia do laser mostrou, no centro da ressonância, o característico "lamb dip", devido ao efeito de saturação dos átomos que possuem componentes de velocidade nula na direção de propagação dos feixes do laser. Para os casos em que a saturação do meio é baixa, a detecção da atenuação do feixe é muito difícil de ser observada e o pequeno "lamb dip" resultante pode ser confundido com os ruídos presentes dentro do perfil Doppler de fundo. Para se evitar que isso ocorra, é necessário desenvolver uma técnica que seja sensível apenas ao sinal saturado, devido aos átomos absorvedores de fótons provenientes de ambos os feixes. Este efeito pode ser obtido usando a técnica sub-Doppler de intermodulação que foi desenvolvida em 1972 por M. S. Sorem e A. L. Schawlow<sup>[4]</sup> para a espectroscopia por fluorescência. Em 1979, J.E. Lawler et al<sup>[5]</sup> desenvolveram uma técnica sub-Doppler de espectroscopia optogalvânica intermodulada ("IMOGS - Intermodulated Optogalvanic Spectroscopy"). Esta é, essencialmente, a mesma técnica desenvolvida para a espectroscopia por fluorescência, a menos da utilização do esquema de detecção da ESOG. A sensibilidade da IMOGS é limitada somente pelos picos de ruídos que estão presentes na corrente que mantém a descarga<sup>[5]</sup>.

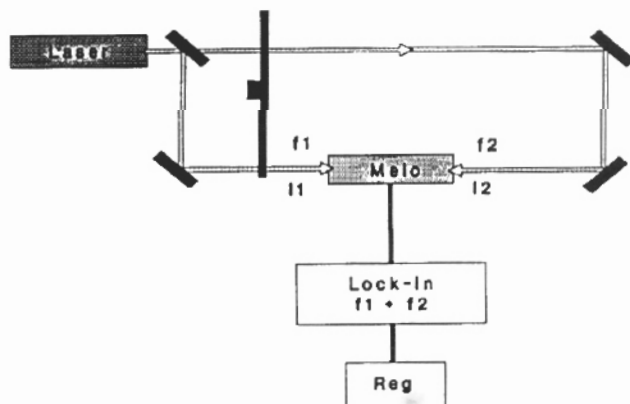


Figura 1: Diagrama típico usado em IMOGS.

A Figura 1 mostra o esquema típico de detecção do sinal sub-Doppler da IMOGS. Nesta, o feixe de laser sintonizável contínuo é dividido em dois feixes de intensidades aproximadamente iguais ( $I_0 = h\nu_0\phi_0$ , onde  $I_0$ ,  $\nu_0$  e  $\phi_0$  são a intensidade, a frequência e o fluxo de

fótons do feixe de laser, respectivamente, e  $h$  é a constante de Planck). Um dos feixes incide sobre o meio, modulado com uma frequência  $f_1$ , e o outro incide no sentido oposto, com uma frequência diferente,  $f_2$ . Assim, SOG sub-Doppler é detectado sintonizando a leitura de um "Lock-In" na frequência  $f_1 + f_2$ .

Os conceitos básicos da IMOGS podem ser facilmente entendidos a partir de um modelo de dois níveis, para o caso de excitação por laser contínuo, modulado<sup>[6]</sup>. Neste modelo, considera-se o SOG como sendo proporcional à variação de população do nível superior, ou seja:

$$\Delta V(v_z) = -A\Delta n_2(v_z) \quad (1)$$

onde,  $\Delta V(v_z)$  é a magnitude do SOG,  $v_z$  é a componente da velocidade dos átomos na direção dos feixes,  $A$  é uma constante de proporcionalidade positiva e  $\Delta n_2(v_z)$  é a variação de população de átomos, com componente de velocidade  $v_z$  na direção de propagação dos feixes, do nível superior causada pela interação com o laser, ou seja  $\Delta n_2(v_z) = n_2(v_z) - n_2^0(v_z)$ , onde  $n_2^0(v_z)$  e  $n_2(v_z)$  são as populações do nível superior antes e após a interação do sistema com a radiação do laser, respectivamente. Esta variação de população é dada por<sup>[6]</sup>:

$$\Delta n_2(v_z) = \sigma\tau_s\Delta n^0(v_z)\frac{\Phi}{1 + \Phi/\Phi_s} \quad (2)$$

Nesta equação,  $\sigma$  é a seção de choque de absorção no centro da transição,  $\tau_s$  é o tempo de vida espontâneo do nível superior,  $\Delta n^0(v_z)$  é a diferença entre as populações atômicas na ausência da radiação ressonante ( $\Delta n^0(v_z) = n_1^0(v_z) - n_1^0(v_z)$ ),  $\Phi$  é o fluxo de fótons incidente e  $\Phi_s$  o fluxo de saturação do meio. Dentro do limite de baixa saturação ( $\Phi \ll \Phi_s$ ), obtém-se:

$$\Delta V(v_z) = -A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z)\Phi(1 - \Phi/\Phi_s) \quad (3)$$

Desde que os feixes do laser estão modulados com frequências  $f_1$  e  $f_2$ , tem-se que  $\Phi_1 = \Phi_0[1 + \cos(2\pi f_1 t)]$  e  $\Phi_2 = \Phi_0[1 + \cos(2\pi f_2 t)]$ . Para  $v_z \neq 0$ , o SOG é dado por uma soma de sinais correspondentes à interação de dois feixes com dois grupos de átomos diferentes, que possuem componentes de velocidades opostas na direção de propagação dos feixes, ou seja:

$$\begin{aligned} \Delta V(v_z \neq 0) = & -A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z^+)\Phi_1(1 - \Phi_1/\Phi_s) \\ & -A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z^-)\Phi_2(1 - \Phi_2/\Phi_s) \end{aligned} \quad (4)$$

sendo,

$$\Delta n^0(v_z^+) = \Delta n^0(v_z^-) = \Delta n^0(v_z)$$

Substituindo  $\Phi_1$  e  $\Phi_2$  na Eq. 4, obtém-se:

$$\begin{aligned} \Delta V(v_z \neq 0) = & -A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z)\Phi_0\{2(1 - \Phi_0/\Phi_s) + \\ & (1 - 2\Phi_0/\Phi_s)[\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)] - \\ & (\Phi_0/\Phi_s)[\cos^2(2\pi f_1 t) + \cos^2(2\pi f_2 t)]\} \end{aligned}$$

Esta expressão contém termos modulados em  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $2f_1$  e  $2f_2$ . Entretanto, para  $v_z = 0$  o mesmo grupo de átomos interage com ambos os feixes da radiação e  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ . Neste caso o SOG é dado por:

$$\begin{aligned} \Delta V(v_z = 0) = & -A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z = 0)(\Phi_1 + \Phi_2) + \\ & + \frac{A\sigma\tau_s\Delta n^0(v_z = 0)}{\Phi_s}(\Phi_1 + \Phi_2)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

substituindo  $\Phi_1$  e  $\Phi_2$  obtém-se:

$$\begin{aligned} \Phi_1 + \Phi_2 & = \Phi_0[2 + \cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)] e, \\ (\Phi_1 + \Phi_2)^2 & = \Phi_0^2\{5 + 4[\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t)] \\ & + 1/2[\cos(2\pi 2f_1 t) + \cos(2\pi 2f_2 t)] \\ & + \cos[2\pi(f_1 + f_2)t] + \cos[2\pi(f_1 - f_2)t]\} \end{aligned}$$

Desta maneira, vê-se que a expressão final do SOG, para o caso em que  $v_z = 0$ , contém termos em  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $2f_1$ ,  $2f_2$ , e  $(f_1 \pm f_2)$ . Os termos na soma e diferença das frequências de modulação só aparecem neste caso ( $v_z = 0$ ). Esses sinais podem ser facilmente discriminados na detecção do SOG sintonizando a leitura de um "Lock-In" nas frequências  $f_1 \pm f_2$ . Obtém-se, assim, somente a resposta à excitação de átomos com componentes de velocidade nula na direção de propagação dos feixes e, portanto, um SOG sem o alargamento Doppler.

A transição do estado fundamental para o estado excitado  $16900 \text{ cm}^{-1}$  ( $5915 \text{ \AA}$ ) do  $^{235}\text{U}$ <sup>[7,8]</sup> possui 21 componentes de estrutura hiperfina. Dentre essas, distinguem-se 8 componentes principais designadas pelas letras maiúsculas A, B, ..., H que resultam da regra de seleção do momento angular total do átomo  $F' - F = +1$  ( $\vec{F}' = \vec{I} + \vec{J}$ ), os números quânticos  $I$  e  $J$  representam o momento de spin nuclear e o momento angular eletrônico, respectivamente; 7 componentes cujas intensidades são menos intensas e designadas pelas letras a, b, ..., g ( $F' - F = 0$ ) e 6 componentes muito fracas ( $< 0,5\%$  da intensidade de A) resultante de  $F' - F = -1$ . Com exceção dessas últimas, estas componentes encontram-se representadas na Figura 2. A energia de um dado nível da estrutura hiperfina pode ser determinada a partir da relação de Casimir<sup>[8]</sup>:

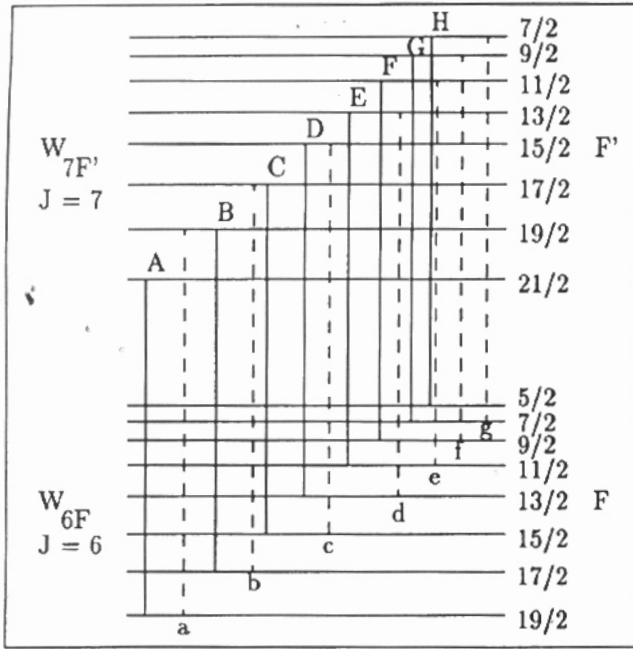


Figura 2: Diagrama simplificado da estrutura hiperfina do isótopo  $^{235}\text{U}$  para a transição  $5915 \text{ \AA}$  [10].

$$W_{\alpha J F} = W_{\alpha J} + \frac{C}{2} A_{\alpha J} + B_{\alpha J} \times \frac{3C(C+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{8I(2I-1)J(2J-1)} \quad (6)$$

onde

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) e,$$

$$F = (I+J), (I+J-1), \dots, |I-J|,$$

sendo  $A_{\alpha J}$  o fator de desdobramento magnético e  $B_{\alpha J}$  a constante de acoplamento de quadrupolo nuclear.

A partir da Eq. 6 pode-se ver que a estrutura hiperfina em estudo é definida por quatro incógnitas. Para o nível fundamental ( $J = 6$ ) têm-se o fator de desdobramento magnético  $A_0$  e a constante de acoplamento de quadrupolo nuclear  $B_0$ , enquanto que para o nível superior da transição têm-se  $A_1$  e  $B_1$ . Estas constantes da estrutura hiperfina podem ser determinadas a partir de medidas da separação entre dois pares diferentes de subníveis hiperfinos de cada nível eletrônico

### III. Resultados e Discussões

O arranjo experimental, mostrado na Figura 3, consiste basicamente de: um laser de Argônio - Coherent-Innova 200 operando com uma potência de 8 W (multi-linhas); um laser de corante em anel - Coherent CR-699 21 operando em um único modo e com largura de linha em torno de 1 MHz, com 500 mW de potência (CW) quando sintonizado em  $5915 \text{ \AA}$ ; um monocromador duplo - Spex 1402; uma célula de iodo; um interferômetro

Fabry Perot - Spectra Physics 470 - FSR 2 GHz; um chopper - Stanford Research System, Inc. - SR540; um lock-in - Stanford Research System, Inc. - SR530; uma lâmpada de catodo oco de urânio natural (LCO) e um micro-computador IBM-PC/XT com uma placa GPIB para aquisição de dados.

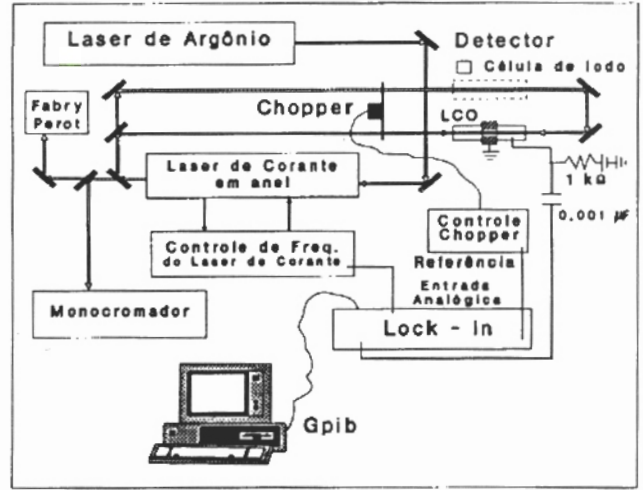


Figura 3: Arranjo experimental utilizado neste trabalho.

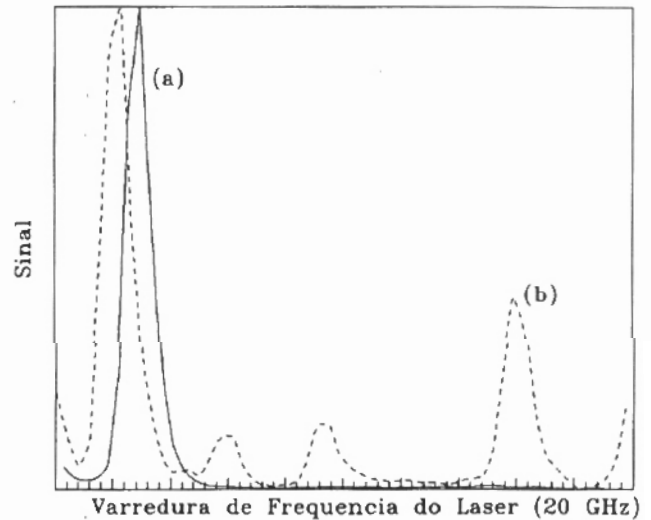


Figura 4: Transição  $0 - 16900,386 \text{ cm}^{-1}$  do  $^{238}\text{U}$ , obtida através da ESOG convencional, em relação ao espectro do Iodo. (a)  $^{238}\text{U}$ ; (b) Transição do Iodo ( $16900,8228 \text{ cm}^{-1}$ ).

Usando a técnica de espectroscopia optogalvânica (ESOG) convencional<sup>[2]</sup> obtiveram-se as transições correspondentes aos isótopos  $^{235}\text{U}$  e  $^{238}\text{U}$  em relação às transições do Iodo<sup>[9]</sup>. A Figura 4 mostra a transição  $^5L_6 - ^7M_7$  ( $5915 \text{ \AA}$ ) do  $^{238}\text{U}$  (linha sólida) em relação ao espectro do Iodo (linha tracejada). Uma vez que as transições do Iodo são bem conhecidas, usou-se a

transição correspondente a um nível de energia de  $16900,8228 \text{ cm}^{-1}$  [9], indicada pela letra (b) na Figura 4, para calibrar os espectros obtidos para o Urânio. Assim, obteve-se que esta transição, do  $^{238}\text{U}$ , corresponde a um nível de energia de  $16900,386 \pm 0,001 \text{ cm}^{-1}$ . Este valor possui boa concordância com o encontrado na literatura [7] para esta transição ( $16900,3866 \text{ cm}^{-1}$ ).

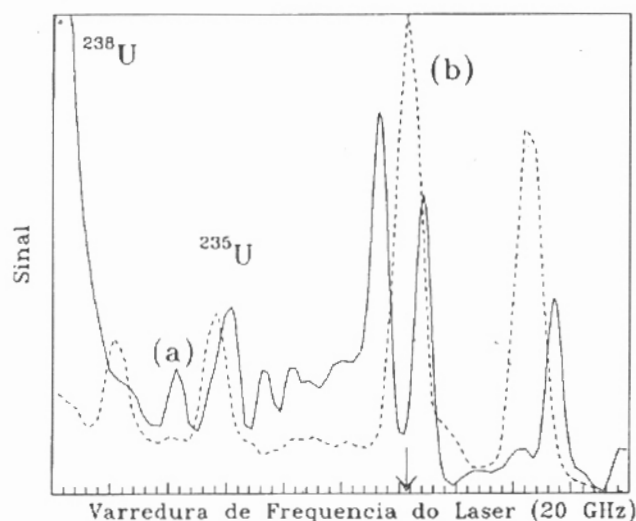


Figura 5: Estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$ , obtida através da ESOG convencional, em relação à transição do Iodo. (a) Primeira componente da estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$ ; (b) Transição do Iodo ( $16900,8228 \text{ cm}^{-1}$ ).

A transição  $^5L_6 - ^7M_7(5915\text{Å})$  do  $^{235}\text{U}$  (linha sólida) em relação ao espectro do Iodo (linha tracejada) está mostrada na Figura 5, onde a seta indica a posição da transição do  $\text{I}_2$  correspondente ao nível de energia  $16900,8228 \text{ cm}^{-1}$ .

Esta foi obtida após efetuar um deslocamento de + 3,5 GHz na frequência do laser em relação à frequência inicial da Figura 4. Isto se faz necessário pelo fato de usarmos uma LCO de urânio natural ( $\sim 99,3\%$  de  $^{238}\text{U}$  e  $\sim 0,7\%$  de  $^{235}\text{U}$ ) e, portanto, o SOG proveniente do sinal do  $^{238}\text{U}$  ser muito maior que o do  $^{235}\text{U}$ . Na Figura 5 pode-se ver também que, apesar do deslocamento de + 3,5 GHz na frequência do laser, o final do SOG do  $^{238}\text{U}$  ainda está presente e é muito maior que o do  $^{235}\text{U}$ . A partir desta figura obteve-se a energia da primeira componente da estrutura hiperfina, indicada pela letra (a) na Figura 5, a qual corresponde a um nível de energia situado em  $16900,56 \pm 0,01 \text{ cm}^{-1}$ . Este valor também possui boa concordância com o valor encontrado na literatura ( $16900,567 \text{ cm}^{-1}$ ) [7]. Usando a IMOGS pode-se resolver a estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$ , como pode ser observado na Figura 6.

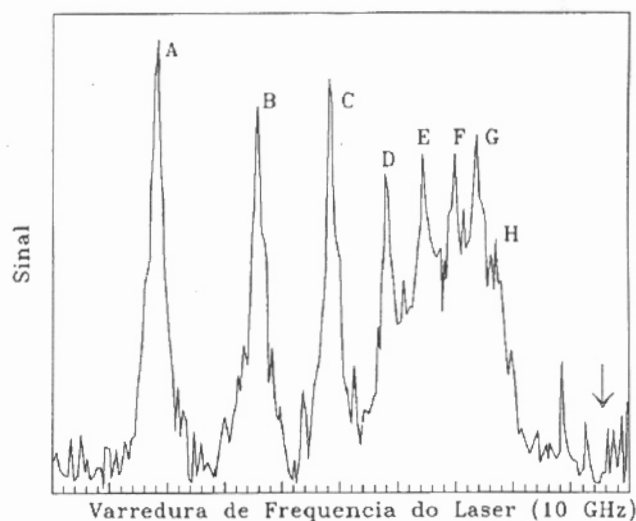


Figura 6: Estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$ , obtida através da IMOGS.

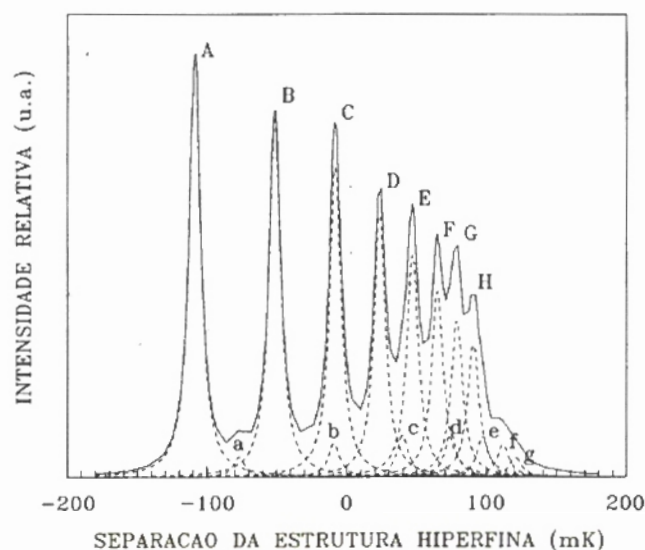


Figura 7: Perfil teórico da estrutura hiperfina da transição  $5915 \text{ Å}$  do  $^{235}\text{U}$ . A curva sólida é a soma das contribuições de cada componente hiperfina, representadas pelas curvas tracejadas.

Nessa figura a seta corresponde à mesma transição do  $\text{I}_2$  da Figura 5. A partir das separações entre as componentes da estrutura hiperfina e procedendo como indicado por Gerstenkorn [8], foram obtidas as constantes da estrutura hiperfina  $A_0 = -2,04 \text{ mK}$ ,  $B_0 = 133 \text{ mK}$ ,  $A_1 = -5,73 \text{ mK}$  e  $B_1 = 88 \text{ mK}$  ( $1 \text{ mK} = 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ). Além disso, a partir da Eq. 6 obteve-se o valor de  $16900,666 \text{ cm}^{-1}$  para o centro desta transição, o

Tabela 1: Separação entre as componentes principais A,B,...,H da estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$  da transição 0 - 16900  $\text{cm}^{-1}$ .

Separações entre as componentes, GHz						
Componentes	Este Trabalho		Gerstenkorn <sup>[8]</sup>		Böhm <sup>[10]</sup>	
	Medido	Calculado	Medido	Calculado	Medido	Calculado
A - B	1,74	1,70	1,76	1,76	1,77	1,77
B - C	1,28	1,29	1,29	1,29	1,28	1,30
C - D	0,95	0,95	0,98	0,94	0,94	0,94
D - E	0,63	0,70	0,68	0,68	0,67	0,68
E - F	0,59	0,53	-	0,50	0,52	0,50
F - G	0,36	0,42	-	0,39	0,37	0,38
G - H	0,33	0,35	-	0,33	0,34	0,33
A - H	5,89	5,97	-	5,90	5,90	5,91

qual possui boa concordância com o valor de  $16900.665 \pm 0,003 \text{ cm}^{-1}$  obtido através do cálculo do centro de gravidade da Figura 6. O desvio isotópico é definido como a separação entre o centro da estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$  e o centro da transição do  $^{238}\text{U}$ , e o valor medido para a transição  $^5L_6 - ^7M_7$  foi de  $8,4 \pm 0,1$  GHz. Na Figura 7 encontra-se o perfil teórico da estrutura hiperfina construído a partir da Eq. 6, dos valores teóricos das intensidades das componentes da estrutura, encontrados na literatura<sup>[8]</sup>, e assumindo um perfil Lorentziano de largura igual ao da componente A, obtido a partir da Figura 6 (10 mK, FWHM).

Na Tabela 1 encontram-se os valores, obtidos teórica e experimentalmente, das separações entre as componentes principais da estrutura hiperfina do  $^{235}\text{U}$ . Nesta tabela é feita uma comparação entre os valores obtidos por esta e outras técnicas encontradas na literatura<sup>[8,10]</sup>. Usando-se o critério de Rayleigh<sup>[11]</sup> obteve-se um poder de resolução  $|\nu/\Delta\nu| \sim 1,4 \times 10^6$  para a transição estudada neste trabalho.

Os resultados de Gerstenkorn<sup>[8]</sup> foram obtidos a partir de medidas do espectro de emissão de uma lâmpada de cátodo oco de urânio, enriquecido a um teor de 97% do isótopo  $^{235}\text{U}$ , por meio da técnica de espectroscopia de alta resolução ( $|\nu/\Delta\nu| \sim 1,2 \times 10^6$ ), enquanto que os de Böhm<sup>[10]</sup> foram obtidos a partir da técnica de espectroscopia por fotoionização. Nesta última, o feixe atômico foi produzido por dissociação térmica de  $\text{URe}_2$ , enriquecido a 93%, em um forno de tungstênio localizado na parte inferior de uma câmara de alto vácuo e aquecido por meio de bombardeamento de elétrons. Devido à excitação transversal do feixe

atômico reduz-se o efeito do alargamento Doppler da linha da transição, aumentando-se a resolução de suas medidas ( $|\nu/\Delta\nu| \sim 6,8 \times 10^6$ ). Vê-se, assim, que a resolução obtida neste trabalho é cerca de 1,2 vezes maior que a de Gerstenkorn<sup>[8]</sup> e da ordem de 4,9 vezes menor que a de Böhm<sup>[10]</sup>. Desta maneira, podem-se explicar as discrepâncias entre os valores que se encontram na Tabela 1. Uma vez que os valores calculados são obtidos a partir da relação de Casimir (Eq. 6), fazendo uso dos valores das constantes da estrutura hiperfina, determinadas a partir de medidas das separações entre as componentes da estrutura, para cada técnica, um erro na medida das separações entre as componentes, devido ao "baixo" poder de resolução, implicará numa discrepância entre os valores calculados e medidos. Quanto maior o poder de resolução, menor será a discrepância entre os valores obtidos. Vale a pena salientar que a limitação do poder de resolução da IMOGS é devida ao fato do sistema de detecção utilizar o efeito optogalvânico, o qual possui a sua largura de linha limitada pelo alargamento colisional<sup>[12]</sup>. Além disso, a partir dos sinais optogalvânicos detectados, estimam-se<sup>[13]</sup> que o limite de detecção para o urânio é uma concentração de aproximadamente  $10^6$  átomos/ $\text{cm}^3$ , quando se usa um laser com uma potência de 1 W e, em geral, a sensibilidade da técnica optogalvânica é comparável às das técnicas ópticas convencionais. Conclui-se assim que, apesar da baixa resolução da IMOGS, quando comparada a outras técnicas<sup>[10]</sup>, os resultados obtidos por meio desta técnica possuem uma boa concordância com os encontrados por outras mais sofisticadas e dispen-

diosas, conforme pode ser visto na Tabela 1, e a sua real vantagem é inerente à sua simplicidade, tanto do sistema de evaporação das espécies que se desejam analisar, quanto do sistema de detecção.

#### IV. Conclusão

A espectroscopia optogalvânica intermodulada é uma técnica muito simples e menos dispendiosa do que as outras técnicas disponíveis, pois nesta usa-se apenas uma lâmpada de catodo oco do elemento de interesse, a qual serve tanto como dispositivo de produção do vapor atômico quanto como sistema de detecção. Os resultados obtidos são de grande importância no desenvolvimento do processo de separação isotópica do urânio via laser e, além disso, comprovam a grande sensibilidade da técnica usada na determinação do desvio isotópico e estrutura hiperfina, visto que usamos uma lâmpada de catodo oco de urânio natural. Usando-se lâmpadas de catodo oco de urânio levemente enriquecido é possível determinar o desvio isotópico e a estrutura hiperfina para transições do urânio cujas seções de choque sejam menores que a da transição estudada neste trabalho.

#### Agradecimentos

Os autores agradecem o suporte financeiro dado pelo RHAE/CNPq, FAPESP, CNPq e FAEP-UNICAMP.

#### Referências

1. Soubbaramayer, Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Volume 1, Darmstadt, 20-23 July 1987, West Germany.

2. M. Broglia, F. Catoni and P. Zampetti, *Journal de Physique*, Colloque C7 No. 11, 251 (1983).
3. B. Barbieri and N. Beverini, *Reviews of Modern Physics*, Vol 62, No.3, 603 (1990).
4. M. S. Sorem and A. L. Schwalow, *Optics Commun* 5-3, 148 (1972).
5. J. E. Lawler, A. I. Ferguson, J. E. M. Goldsmith, D. J. Jackson, and A. L. Schawlow, *Phys Rev Lett* 42 16, 1046 (1979).
6. A. Mirage, Daniel Pereira, Flávio C. Cruz, and Artêmio Scalabrin, *Il Nuovo Cimento* 14D 6, 8 (1992).
7. G. A. Palmer, R. A. Keller, et al., Los Alamos Scientific Lab NM-USA, 1980.
8. S. Gerstenkorn, P. Luc, Cl. Bauche-Arnoult, et D. Merle, *Le Journal de Physique*, Tome 34, 805 (1973).
9. S. Gerstenkorn et P. Luc, Editions du Centre National de la Recherche Scientifique-France-Paris, 1978.
10. H. D. V. Bohm, Dissertation Universitat Hamburg, Report GKSS 77/E/39, 1977; *Opt. Comm.* 26 2, 177 (1978).
11. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy, Basic Concepts and Instrumentation*, 1982, Springer-Verlag, Chapter 4, 116.
12. P. W. Smith and T. W. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* 13, 740 (1971).
13. R. A. Keller and F. Zalewski, *Applied Optics* 19 19, 3301 (1990).