Universidade de São Paulo Instituto de Física e Química de São Carlos

Estudo de Alguns Complexos de Metal-Aminoácido por Difração de Raios X em Monocristais

Stella Maris Fabiane

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos para obtenção do título de Mestre em Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Ernesto Castellano

Departamento de Física e Ciência dos Materiais
1989



MEI	MBROS	DA	COMIS	SSÃO	JULG	ADOR	RA DA	DIS	SSERT	ÅÇÃO	DE	MEST	'RADO	DI
	·	Stell	a Mar	is Fab	iane							APF	RESENT	CADA
ΑO	INST	TUTI	O DE	FÍSI	CA E	QUÍ	MICA	DE	sÃo	CARL	os,	DA	UNIVE	ERS
DAI	DE DE	SÃO	PAUI	LO, E	м	02	DE	ag	gosto	·	[E 19	8 <u>9</u> .	
								•						
			er e e e e e e e e e e e e e e e e e e		·		- -							
CO	MISS	ÃO JU	LGAD	ORA:				2		<u>></u>		,		
					D	r.E	duardo	E.C	astel	lano	Or:	Lenta	ador	
							€	H			<u> </u>	-		
					E	r. 0	taciro	Ran	gel N	ascim	ento			

Dr. Cesar Cusatis

Patrocinio: CNPq, FAPESP, FINEP

Aos meus pais, Anna Élsie e Juvelino Fabiane e à minha irmã, Mariangela.

Agradecimentos

Ao Prof. Eduardo E. Castellano por ter me introduzido na área de cristalografía e por todos ensinamentos e discussões que possibilitaram a realização deste trabalho.

À Prof². Yvonne P. Mascarenhas, por todo apoio.

Ao Prof. Rafael Calvo, que forneceu as amostras.

Ao Prof. Oscar Piro, pelas valiosas discussões e pelo apoio.

Ao Prof. Glaucius Oliva, pelo apoio e discussões.

Aos Técnicos Carlos A. Trombella e Geraldo Catarino, pelos serviços técnicos prestados com boa vontade e paciência.

Ao Sr. Augusto Lopes da Rocha, pelo preparo das ilustrações.

Ao Sr. Valdir Melchior pela colaboração e assistência na parte computacional.

Aos amigos André, Simone, Carlão, Dalton, Paula e Du, por todo carinho e amizade com que me acolheram.

Tabela de Conteúdo

Agradecim	entos	iv
Tabela de	Conteúdo	v
Lista de Fi	guras	vii
Lista de Ta	abelas	X
Resumo		xi

	D	
-	·	I
Capítulo I	usa dan Dainafaina da Difensão de Deigo V	2
	ição dos Princípios de Difração de Raios X	
I.1	Espaihamento por um elétron livre	5
1.2	Espalhamento por um átomo — Fator de espalhamento	_
	atômico f(S)	
1.3	Espaihamento por uma molécula	
I.4	Difração por um cristal	
1.5	O problema das fases	17
Capitulo I		
Sintese	s de Fourier e Refinamento	18
II.1	A Função de Patterson	19
II.2	O Método do átomo pesado	23
11.3	Síntese de Fourier-diferença	25
11.4	Refinamento pelo método de mínimos quadrados	28
Capitulo I	II	
Obtenç	ão dos Dados Experimentais	32
III.1	A Lei de Bragg	33
111.2	A Construção de Ewald	35
111.3	A Câmera de Weissenberg	37
	III.3.1 A fotografia de rotação	37
	III.3.2 O método de oscilação	40
III.4	O Difratômetro Automático CAD-4	43
	III.4.1 Determinação da matriz de orientação e coleta dos	
	dados	
111.5	Fatores que afetam a intensidade	
	III.5.1 Fator de Lorentz	
	III.5.2 Fator de Polarização	
	III.5.3 Absorção	
	III.5.4 F _{obs} (h) e seu desvio-padrão σ (Fobs)	51

Tahela	da	Can	tanda
i aneia	ae	LON.	teuao

	III.5.5	Fator de Temperatura	51
Capítulo I	V		
As estr	uturas (cristalinas dos complexos de cobre(II) com	
os amin	oácidos	s alanina e valina	53
IV.1	Dados e	experimentais	54
IV.2	Cobre(]	II) Bis (D.L-alaninato) monohidratado	56
	IV.2.1	Determinação do grupo espacial	56
	IV.2.2	Solução e refinamento da estrutura	57
	IV.2.3	Descrição da estrutura	62
IV.3	Cobre()	II) Bis (L - valinato) monohidratado	65
	IV.3.1	Determinação do grupo espacial	65
	IV.3.2	Solução e refinamento da estrutura	67
	IV.3.3	Descrição da estrutura	69
Considera	ções Fin	1ais	75
Referência	as Biblic	ográficas	76
Apêndice	I		79
Apêndice	II		85

Lista de Figuras

Figura 1.1	campos elétrico e magnético do elétron acelerado, perpendiculares à onda esférica propagada	4
Figura 1.2	polarização da onda incidente	5
Figura 1.3	espalhamento de uma onda de raio X por um volume atômico dV	8
Figura 1.4	representação do vetor S em uma esfera de raio $\frac{1}{\lambda}$	8
Figura 1.5	alguns fatores de espalhamento atômico	
Figura 1.6	posições dos átomos dentro da cela unitária	11
Figura 1.7	diagrama vetorial ilustrando a onda total espalhada na	
_	direção S no espaço de difração	12
Figura 1.8	representação da periodicidade cristalina (o eixo a ₃ , não	
	representado, está fora do plano formado por a_1 e a_2)	13
Figura 1.9	indexação das celas unitárias	14
Figura 1.10	família de planos perpendiculares à a ₁ que obedecem a condição de difração 1.37	15
Figura 2.1	(a) densidade eletrônica em uma dimensão.(b) mapa de Patterson da parte (a)	
Figura .2.2	(a) átomos dentro de um cristal. (b) mapa de Patterson de (a)	
Figura 2.3	efeito dos átomos relacionados por simetria e átomos independentes no mapa de Patterson	
Figura 2.4	representação no plano complexo do fator de estrutura e suas componentes Real e Imaginária (para um dado h)	
Figura 2.5		
Figura 2.6	seção da síntese Δρ mostrando o efeito de um pequeno	20
11801 11.0	erro na posição	27
Figura 3.1	os três vetores e o vetor S é perpendicular ao plano	
Figura 3.2	a lei de Bragg.	
Figura 3.3	a construção de Ewald. (a) na rede recíproca. (b) na rede direta.	
Figura 3.4	a esfera limite na construção de Ewald	

Lista de Figui

Figura 3.5	rotação do cristal em torno de um eixo direto e a intersecção dos planos da rede recíproca com a esfera de reflexão.	38
Figura 3.6	cones de difração interceptando um filme cilíndrico coaxial com o eixo de rotação	
Figura 3.7	fotografia de rotação de um cristal e a correspondência com os cones de difração	39
Figura 3.8	esquema da câmara de Weissenberg e três planos da rede recíproca	40
Figura 3.9	a câmara de Weissenberg para o módelo de oscilação, com desenho da tela para os cones difratados (b) e filme desenrolado (c)	41
Figura 3.10	(a) linha central de nível zero. (b) aparência da linha central de (a) no filme	41
Figura 3.11	(a) aparência de uma linha central em um filme de Weissemberg de nível zero. (b) significado das duas linhas retas que aparecem na metade superior do filme	42
Figura 3.12	reflexões potenciais geradas por uma linha central e duas não-centrais de nível zero girando atavés da esfera de reflexão.	44
Figura 3.13	comparação entre o difratômetro de quatro círculos e o difratômetro Kappa	45
Figura 3.14	o difratômetro Kappa CAD-4	46
Figura 3.15	perfil do feixe difratado	47
Figura 4.1	desenho da estrutura molecular do complexo Cu(D,L-ala)2·H2O mostrando o esquema de numeração dos átomos (molécula de água excluída)	63
Figura 4.2	projeção estereoscópica da estrutura cristalina do complexo Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O	
Figura 4.3	fotografia de rotação para Cu(L-val)2 · H2O	
Figura 4.4	(a) fotografia de Weissenberg de nível zero para Cu(L-val)2·H2O.(b) fotografia de Weissenberg de nível um para Cu(L-val)2·H2O	
Figura 4.5		
Figura 4.6	projeção estereoscópica do Cu(L-val)2·H2O	
0	Englished contractions and animal rate survey and a surve	

Estud	o de	Alguns	Complexos	de	Metal-Aminoácido	por	Difração	de
Raios	X el	n Mono	cristais					

Lista c	le F	igura:	5
---------	------	--------	---

Figura 4.7	projeção em um plano perpendicular ao eixo real a de
	uma das camadas do $Cu(L-val)_2 \cdot H_2O(x = 1/4)$. As
	pontes de hidrogênio estão indicadas por linhas
	pontilhadas74

Lista de Tabelas

Tabela 4.1 -	Principais dados cristalográficos dos complexos Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O e Cu(1-val) ₂ ·H ₂ O	.55
Tabela 4.2 -	Parâmetros usados nas medidas e número de reflexões coletadas	.55
Tabela 4.3 –	Número do posições equivalentes dos grupos espaciais possíveis para Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O	. 56
Tabela 4.4 -	Mapa de Patterson do Cu(D,L-ala)2·H2O	. 57
Tabela 4.5 -	Posições equivalentes para o grupo espacia! C2/c	. 58
Tabela 4.6 -	Vetores interatômicos do grupo espacial C2/c	. 58
Tabela 4.7 -	Coordenadas atômicas fracionárias e fatores de temperatura isotrópicos(Å ²) para Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O	.60
Tabela 4.8 -	Distâncias interatômicas (Å) para Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O	.61
Tabela 4.9 -	Angulos (°) em torno do átomo de oxigênio da molécula de água	.61
Tabela 4.10 -	Distâncias das pontes de hidrogênio (Å) para Cu(D,L-ala)2·H2O (os átomos doador e aceitador estão	
	indicados por D e A, respectivamente)	.62
Tabela 4.11 -	Fatores de temperatura anisótropicos (Å ²) para Cu(D,L-ala) ₂ ·H ₂ O	62
Tabela 4.12 -	Mapa de Patterson para Cu(L-val)2·H2O	.67
Tabela 4.13 -	Posições equivalentes para o grupo espacial C2	.67
Tabela 4.14 -	Coordenadas atômicas fracionárias e fatores de temperatura isotrópicos (Å ²) para Cu(L-val) ₂ ·H ₂ O	
Tabela 4.15 —	Distâncias interatômicas (Å) para Cu(L-val) ₂ ·H ₂ O	.70
Tabela 4.16 -	Angulos interatômicos (°) para Cu(L-val) ₂ ·H ₂ O	71
Tabela 4.17 –	Distâncias (Å) e ângulos (°) das prováveis pontes de hidrogênio para Cu(L-val) ₂ ·H ₂ O (os doadores e aceitadores estão representados por D e A, respectivamente).	71
Tabela 4.18 -	Melhores planos (por mínimos quadrados), ângulos diédricos(°) entre os planos e ângulos de torção (°) para Cu(L-val) ₂ ·H ₂ O.	

Resumo

Este trabalho consiste em uma introdução teórica dos princípios de difração de raios X e em métodos de determinação de estruturas moleculares e cristalinas aplicados à dois complexos de metal-aminoácido:

Cobre(II) bis (D.L-alaninato) mono-hidratado e

Cobre(II) bis(L-valinato) mono-hidratado.

O complexo $Cu(D,L-a!a)_2 \cdot H_2O$ tem fórmula química $Cu(H_2N CHCO_2CH_3)_2 \cdot H_2O$ e cristaliza no sistema monoclínico, grupo espacial C2/c com a=12,087(3) Å, b=9,583(3) Å, c=8,973(3) Å, $\beta=110,85(2)^\circ$, $d_{calc}=1,762$ g/cm³, Z=4, F(000) 532(elétrons). Foram utilizadas 737 reflexões independentes com $I>3\sigma(I)$, que resultaram em um fator R final 0,032. Nesta estrutura, cada íon cobre(II), localizado em um centro de inversão, está ligado ao nitrogênio da amina e a um dos oxigênios carboxilatos de duas moléculas de alanina relacionadas por simetria em um arranjo planar cristalograficamente perfeito. Dois átomos de oxigênio de moléculas de água relacionadas por simetria completam uma configuração de octaedro alongado em volta do cobre. O átomo de oxigênio da molécula de água está em um vértice comum a dois octaedros vizinhos e está fortemente ligado por ponte de hidrogênio à oxigênios carboxilatos de duas moléculas vizinhas.

Para o complexo Cu(L-val)2·H2O, de fórmula química Cu(H2N CHCO2 CH(CH₃)₂)₂·H₂O, a cristalização se deu no sistema monoclínico, grupo espacial C2. a = 21.314(5) Åb = 9,586(2) Å,c = 7.417(2) Å $\beta = 108,89(2)^{\circ}$, $d_{calc} = 1,454$ g/cm³, Z = 4, F(000) = 660(elétrons). Esta estrutura foi resolvida usando 1605 reflexões independentes com $I \rightarrow 3\sigma(I)$. A cadeia lateral do aminoácido não pode ser localizada devido à desordem ocupacional, o que resultou em um fator R final 0.12. O ion cobre(II) está coordenado a duas moléculas de valina no centro de uma unidade ligante praticamente planar N2O2, que forma a base de uma pirâmide quadrada um pouco distorcida com um átomo de oxigênio da água no ápice. Os íons cobre(II) pentacoordenados estão dispostos em camadas paralelas ao plano bc. Cada molécula Cu(L-val)2·H2O está ligada dentro da camada por um par de pontes de hidrogênio relativamente fortes entre o átomo de oxigênio da água e oxigênios carboxilatos de duas moléculas vizinhas.

Abstract

This work consists of a theoretical introduction to the X-ray diffraction principles and methods of molecular and crystal structure determination applied to two metal-aminoacid complexes: Bis(D,L-alaninato) copper(II) monohydrate and Bis(L-valinato) copper(II) monohydrate.

The complex $Cu(D,L-ala)_2 \cdot H_2O$ has chemical formula $Cu(H_2N\ CHCO_2\ CH_3)_2 \cdot H_2O$ and crystallizes in the monoclinic space group C2/c, with a=12.087(3) Å, b=9.583(3) Å, c=8.973(3) Å, $\beta=110.85(2)^\circ$, $d_{calc}=1.762\ g/cm^3$, Z=4, F(000)=532(electrons). 737 independent reflections with $I>3\sigma(I)$ resulted in a final R-factor 0.032. The Cu(II) ion, at an inversion center, is bonded to the amine nitrogen and to one of the carboxylate oxygens of two symmetrically related alanine molecules in a crystallographically perfect planar arrangement. Two centro-symmetrically related water-oxygen atoms complete an elongated configuration around copper. The water oxygen is at a common apical corner of neighboring coordination octahedra and it is strongly hydrogen-bonded to carboxylate oxygens of other two neighboring molecules.

The complex $Cu(L-val)_2 \cdot H_2O$, with chemical formula $Cu[H_2N\ CHCO_2\ CH(CH_3)_2]_2 \cdot H_2O$, crystallizes in the monoclinic space group C2 with $a=21.314(5)\ A$, $b=9.586(2)\ A$, $c=7.417(2)\ A$, $\beta=108.89(2)^\circ$, $d_{calc}=1.454\ g/cm^3$, Z=4, F(000)=660(electrons). The structure was solved employing 1605 independent reflections with $I>3\sigma(I)$. The aminoacid side chain could not be located in the electron density map due to positional disorder, which resulted a final R-factor 0,12. The Cu(II) ion is in a cis coordination with two valine molecules at a center of an approximately planar N_2O_2 ligand set, which forms the basis of a somewhat distorted square pyramid with a water oxygen at its apex. The five-fold coordinated copper ions are arranged in two-dimensional sheets parallel to the bc plane. Each $Cu(L-val)_2 \cdot H_2O$ molecule is linked within a sheet by a pair of relatively strong O(N)-H...O hydrogen bond with carboxylate oxygens of two neighboring molecules.

Introdução

A cristalografia clássica estuda as propriedades físicas dos cristais como tais, isto é, aquelas propriedades que decorrem essencialmente da estrutura periódica microscópica dos mesmos. O próprio arranjo geométrico tridimensional dos átomos que formam o cristal, a chamada estrutura cristalina, é um exemplo destas propriedades. O conhecimento da estrutura é a base indispensável para a interpretação em escala microscópica de qualquer outra propriedade física apresentada pelo sistema. Muitas vezes, entretanto, os sistemas atômicos de interesse não pertencem intrinsecamente ao estado sólido, isto é, suas propriedades de importância decorrem de sua estrutura molecular e não do agregado periódico de um número muito grande das mesmas. Exemplos deste tipo são as moléculas orgânicas que participam de qualquer metabolismo em sistemas biológicos, normalmente em solução. Acontece, porém, que a técnica de determinação da estrutura molecular por difração de raios X precisa, pela sua estrutura físicomatemática, que a molécula em questão seja estudada em algumas de suas formas cristalinas possíveis. Desta maneira, o estudo estrutural molecular precisa necessariamente passar por um estudo cristalográfico conjunto, o que dá a esta técnica o nome um pouco impreciso de *cristalografia de raios X*

No presente trabalho estudamos a estrutura molecular e cristalina de dois complexos de aminoácidos com um metal de transição. Nestes dois exemplos tanto as propriedades moleculares do sistema quanto as propriedades cristalográficas são de particular interesse. As primeiras, porque o sistema pode servir como modelo para estudos muito complexos em metaloproteínas. As segundas porque o sistema condensado apresenta transição de fase antiferromagnética a temperaturas suficientemente baixas. O objetivo da presente dissertação é precisamente o estudo e a aplicação a estes sistemas da técnica de determinação da estrutura molecular e cristalina por difração de raios X como base fundamental para estudos posteriores de outras das suas propriedades.

Os complexos estudados são de cobre com alanina e cobre com valina, e estão descritos no Capítulo IV. Os Capítulos I e II se dedicam à introdução à teoria de difração dos raios X, métodos de determinação de estruturas e uma técnica de refinamento. O Capítulo III trata do equipamento utilizado para a coleta de dados e as correções iniciais dos mesmos.

Capítulo I Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

I. Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

Quando um feixe de raios X interage com um átomo, dois tipos de espalhamento podem ocorrer: o espalhamento Thomson^[1] (a onda espalhada tem o mesmo comprimento de onda e a mesma frequência da radiação incidente, chamada radiação coerente) e o espalhamento Compton^[2] (a onda espalhada e a incidente têm comprimentos de onda (e frequência diferentes), chamada radiação incoerente). Iremos considerar somente o caso do espalhamento Thomson, pois a polarização dos raios espalhados é dada corretamente pela teoria clássica (Thomson^[1]), porque o tratamento quântico correto de espalhamento mostra que a soma das intensidades da radiação coerente e incoerente é quase igual à intensidade dada pela teoria clássica^[3], e porque a radiação incoerente não contribui para o processo de difração (sendo efetivamente uma radiação de fundo, que é normalmente filtrada pelo aparelho de deteção do sistema utilizado).

Um cristal, quando atravessado por um feixe de raios X, comporta-se como uma rede de difração, já que o comprimento de onda do raio X é de magnitude comparável à periodicidade cristalina.

Este capítulo será dedicado aos processos de espalhamento de raios X por um único elétron, por um conjunto de elétrons ligados em um átomo e por um conjunto de átomos (molécula), à difração de raios X por um cristal, e ao problema das fases, que é o problema fundamental da Cristalografia.

I.1 Espalhamento por um elétron livre

Como a luz visível, raios X também podem ser considerados como ondas eletromagnéticas, com campo elétrico oscilante perpendicular à direção de propagação das ondas.

Se um elétron está localizado no caminho de um feixe de raios X, é colocado em oscilação em torno da sua posição de equilíbrio pelo campo eletromagnético do feixe. Existe, então, uma aceleração e devido a isto, o elétron se torna uma fonte de radiação. Desta forma, diz-se que o elétron espalha a radiação incidente e esta é emitida em forma de ondas esféricas.

A amplitude do campo elétrico do raio X incidente é ϵ_0 e a carga do elétron é ϵ_0 a força à qual o elétron está submetido é ϵ_0 ϵ_0 e a aceleração é então

$$\mathbf{a} = \frac{\varepsilon_0 e}{m} \tag{1.1}$$

I. Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

onde *m* é a massa do elétron.

Considere o elétron na posição O na fig. 1.1, com aceleração a ao longo do eixo Z. Por consequência da aceleração do elétron, os campos elétrico e magnético estão em direções tangenciais à esfera.

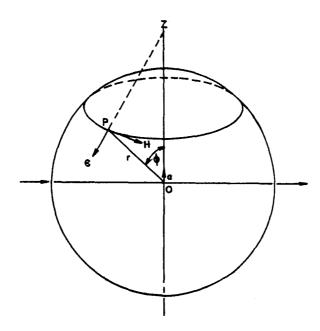


Figura 1.1: campos elétrico e magnético do elétron acelerado, perpendiculares à onda esférica propagada.

Tomando-se o ponto P a uma distância r do elétron, o vetor que liga o elétron a P faz um ângulo ϕ com o eixo Z. As magnitudes dos campos elétrico e magnético são, de acordo com a teoria clássica^[1]:

$$\varepsilon = H = \frac{ge}{rc^2} \operatorname{sen} \phi \tag{1.2}$$

onde c é a velocidade da luz.

De (1.1) e (1.2) temos:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0 \ e^2}{m \ r \ c^2} \operatorname{sen} \phi \tag{1.3}$$

A intensidade do feixe é proporcional ao quadrado do seu vetor elétrico, ou seja

$$I = k\varepsilon^2 \tag{1.4}$$

Então

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(k \epsilon)^2}{(k \epsilon_0)^2}$$

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{e}{m c^2} \operatorname{sen} \phi\right)^2$$
(1.5)

Em toda essa discussão foi assumido que a radiação incidente tem os vetores elétrico e magnético em direções bem definidas (o feixe é polarizado). Em qualquer arranjo experimental, entretanto, o feixe de raios X não é polarizado, ou seja, os vetores elétrico e magnético podem tomar qualquer direção.

Vamos considerar, agora, o caso em que o feixe de raios X não é polarizado.

O vetor elétrico, representado por \mathfrak{F}_0 na fig. 1.2, pode ser separado em duas componentes, uma paralela e outra perpendicular ao plano formado pelas direções de propagação dos feixes direto e refletido (chamadas \mathfrak{F}_0 e \mathfrak{F}_0), respectivamente)

Como o pode assumir qualquer direção, as duas componentes aparecem com a mesma frequência e, por consequência, as intensidades associadas a estas componentes são iguais.

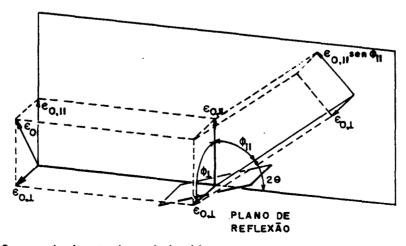


Figura 1.2: polarização da onda incidente

I. Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

Como a soma das intensidades das componentes é igual à intensidade total, temos:

$$I_{0\perp} + I_{0\parallel} = I_0$$
 (1.6)

$$I_{0\perp} = I_{0\parallel} = \frac{1}{2} I_{0} \tag{1.7}$$

Mas a intensidade espalhada por um elétron depende do ângulo, e então de (1.5):

$$I_{\parallel} = I_{0\parallel} \left(\frac{e^2}{m \, c^2} \, \operatorname{sen} \phi_{\parallel} \right) \tag{1.8}$$

e, de (1.7) e como $\phi_{\parallel} = \frac{\pi}{2} - 2\theta$:

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_{0} \left(\frac{e^{2}}{m \, c^{2}} \right)^{2} \cos^{2} 2\theta \tag{1.9}$$

E para I₁ temos:

$$I_{\perp} = I_{0\perp} \left(\frac{e^2}{m r c^2} \operatorname{sen} \phi_{\perp} \right)^2 \tag{1.10}$$

com $\phi_{\perp} = \frac{\pi}{2}$:

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_0 \left(\frac{e^2}{m \, r \, c^2} \right)^2 \tag{1.11}$$

A intensidade total do feixe refletido é, então:

$$I = I_{\parallel} + I_{\perp}$$

$$I = I_{0} \left(\frac{e^{2}}{m r c^{2}} \right)^{2} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \cos^{2} 2\theta \right) \right]$$
(1.12)

$$I = I_0 \left(\frac{e^2}{m \, c^2}\right)^2 p \tag{1.13}$$

com

$$p = \frac{1}{2} \left(1 + \cos^2 2\theta \right) \tag{1.14}$$

I. Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

onde p é chamado fator de polarização que será discutido mais adiante.

Da eq. 1.13 podemos ver que a intensidade do espalhamento é inversamente proporcional à massa da carga elétrica que está espalhando o feixe. Portanto, o elétron é efetivamente a unidade espalhadora, já que o núcleo é composto de partículas com massa 1840 vezes maior que a do elétron.

I.2 Espalhamento por um átomo — Fator de espalhamento atômico f(S)

O espalhamento coerente por um elétron livre é independente do ângulo de espalhamento, exceto pelo termo (1 + cos² 28) que representa a polarização parcial do feixe espalhado. Num átomo, os elétrons ocupam um volume finito e estão ligados em certos estados de energia bem definidos. Para obter a expressão de espalhamento por um átomo é necessário levar em conta a distribuição espacial dos elétrons. Esta distribuição espacial eletrônica é conhecida precisamente da mecânica quântica somente para o átomo de hidrogênio. Para átomos de número atômico maior, é necessária a introdução de várias aproximações para resolver as equações de onda. Estes cálculos foram feitos por Hartree e Fock^[5] (chamado método autoconsistente, é apropriado para átomos leves) e por Thomas e Fermi^[6] (aproximação estatística, é útil para átomos mais pesados).

Considere uma densidade eletrônica $\rho(\mathbf{r})$ a uma distância \mathbf{r} em relação ao centro do átomo, e considere que esta densidade eletrônica ocupa um volume dV (fig. 1.3). Ignorando por enquanto a polarização, a amplitude da onda espalhada por este elemento de volume será proporcional à carga contida dentro dele, $\rho(\mathbf{r}) dV$. A diferença de fase da onda espalhada pelo ponto \mathbf{r} em relação à origem é $\Delta \mathbf{o}$:

$$\Delta \varphi \left(\mathbf{r} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \mathbf{x} \tag{1.15}$$

com

$$\Delta \mathbf{x} = \mathbf{p} + \mathbf{q} = \lambda \mathbf{r} \cdot (\mathbf{s} - \mathbf{s}_0)$$
 (1.16)

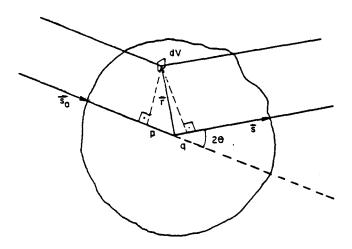


Figura 1.3: espalhamento de uma onda de raio X por um volume atômico dV.

definindo por simplicidade:

$$\mathbf{s} - \mathbf{s}_0 = \mathbf{S} \tag{1.17}$$

 $|\mathbf{s}| = |\mathbf{s_0}| = \frac{1}{\lambda} \tag{1.18}$

O vetor S é mais facilmente visualizado usando a fig. 1.4.

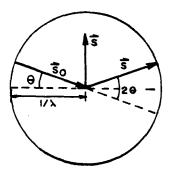


Figura 1.4: representação do vetor S em uma esfera de raio $\frac{1}{\lambda}$.

Da fig. 1.4, tem-se por construção, que o vetor S tem direção bissetora entre o feixe incidente e o espalhado, e tem módulo $2 \frac{\text{sen } \theta}{2}$.

A amplitude da onda espaihada pelo volume dV é:

$$df = \exp(i\Delta \varphi) \rho(\mathbf{r}) \ dV \tag{1.19}$$

A amplitude da onda espalhada por todo o átomo é a soma das contribuições de todos os elementos de volume do átomo:

$$f(S) = \int_{Vat} \rho(\mathbf{r}) \exp(2\pi i \mathbf{r} \cdot S) dV \qquad (1.20)$$

Esta última expressão é chamada "fator de espalhamento atômico", e é a transformada de Fourier da densidade eletrônica do átomo. Algumas curvas deste fator são mostradas na fig. 1.5.

A suposição usualmente feita é que a densidade eletrônica é esfericamente simétrica. Então, o fator de espalhamento atômico é também esfericamente simétrico, ou seja, é independente da direção de S e dependente somente da magnitude de S. Isto implica também que $\rho(\mathbf{r})$ é centro-simétrica, isto é, $\rho(\mathbf{r}) = \rho(-\mathbf{r})$; e a soma das componentes imaginárias de f(S) se cancelam, resultando em uma soma total real. Com isso, f(S) é real para todo S.

Vale a pena notar que quando S = 0:

$$f(0) = \int_{\mathbf{V}} \rho(\mathbf{r}) \ d\mathbf{v} = Z \tag{1.21}$$

onde Z é o número total de elétrons do átomo.

Neste tratamento a suposição básica é que o comprimento de onda do feixe incidente é muito menor do que qualquer uma das bordas de absorção do átomo. Se esta condição não é satisfeita, aparece a necessidade de correção para a absorção já que o feixe incidente não é mais totalmente refletido, e sim absorvido em parte, com a sua energia utilizada para excitar elétrons. Esta correção pode ser expressa na forma^[7]:

$$f = f_0 + f' + if'' ag{1.22}$$

onde f é o fator de espalhamento corrigido, f o valor tomado pelas considerações anteriores, e f e f são as partes real e imaginária da correção. O fato de haver uma parte imaginária nesta correção significa que há uma pequena mudança na fase da onda espainada (fenômeno de dispersão).

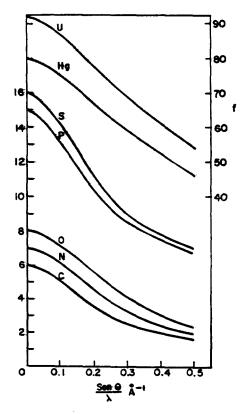


Figura 1.5: alguns fatores de espalhamento atômico.

Normalmente no fator de espalhamento atômico inclui-se um fator de vibração térmica, relacionado com o movimento dos elétrons devido à temperatura, expresso como^[8]

$$\exp\left[-B\left(\frac{\operatorname{sen}\theta}{\lambda}\right)^{2}\right] \tag{1.23}$$

onde B está relacionado com a amplitude quadrática média da vibração atômica $(\frac{1}{u^2})$.

$$B = \frac{8}{3}\pi^2 \overline{u^2}$$
 (1.24)

Então o fator de espalhamento para um átomo real é

$$f = I_0 \exp \left[-B \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)^2 \right]$$
 (1.25)

I.3 Espaihamento por uma molécula

Vamos considerar o átomo 1 da fig. 1.6, que está a uma distância \mathbf{r} , a partir da origem. A mudança da origem do centro do átomo para um ponto qualquer fora deste átomo significa que a distância \mathbf{r} na equação para o espalhamento por um átomo se torna $\mathbf{r} + \mathbf{r}_1$.

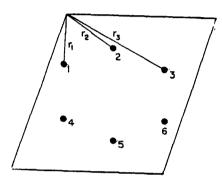


Figura 1.6: posições dos átomos dentro da cela unitária.

Então o espalhamento pelo átomo 1 em relação à nova origem será

$$\mathbf{f_i}(\mathbf{S}) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp \left[2\pi \mathbf{i} \left(\mathbf{r} + \mathbf{r_i} \right) \cdot \mathbf{S} \right] dV \qquad (1.26)$$

$$\mathbf{f}_{1}(\mathbf{S}) = \mathbf{f}_{1} \exp(2\pi i \mathbf{r}_{1} \cdot \mathbf{S})$$
 (1.27)

com

$$f_1 = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{S}) dV \qquad (1.28)$$

Expressões similares podem ser deduzidas para os outros átomos.

A onda total espalhada pelos átomos é dada pela soma vetorial das contribuições individuais de cada átomo:

$$G(S) = \sum_{j=1}^{N} f_j$$
 (1.29)

$$G(S) = \sum_{j=1}^{N} f_j \exp(2\pi i r_j \cdot S)$$
 (1.30)

O vetor G(S) está mostrado na fig. 1.7.

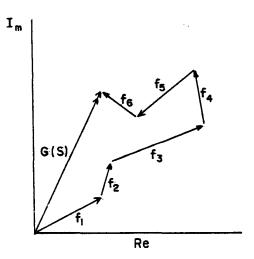


Figura 1.7: diagrama vetorial ilustrando a onda total espalhada na direção S no espaço de difração

A equação (1.30) é uma função complexa e varia continuamente sobre todo o espaço de difração S. Este espaço de difração é conjugado de Fourier da densidade eletrônica do conjunto final dos átomos, e é conhecido como espaço recíproco.

I.4 Difração por um cristal

Um cristal pode ser representado por uma repetição tridimensional de alguma unidade de átomos ou moléculas. A característica essencial é ilustrada na fig. 1.8, onde dois tipos diferentes de átomos ou moléculas representadas por círculos e triângulos são mostradas identicamente repetidas. A repetição é definida por três vetores a1, a2, a3 chamados eixos cristalinos. Somente a magnitude e a direção dos deslocamentos repetitivos tem importância, e, portanto a posição da origem será arbitrária. O paralelepípedo definido pelos três eixos a1a2a3, que é o menor volume que repetido irá compor o cristal, é chamado de cela unitária. Este volume é dado por a1· a2 × a3.

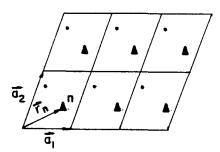


Figura 1.8: representação da periodicidade cristalina (o eixo **a**3, não representado, está fora do plano formado por **a**1 e **a**2).

Vamos, então, designar as diferentes celas unitárias por três números inteiros, n_1 , n_2 , n_3 tal que a cela $n_1 n_2 n_3$ é aquela na qual a origem é deslocada por $n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3$. Com isso, a posição do n-ésimo átomo na cela unitária $n_1 n_2 n_3$ é dado pelo vetor

$$\mathbf{R}_{n} = \mathbf{A}_{1}\mathbf{a}_{1} + \mathbf{A}_{2}\mathbf{a}_{2} + \mathbf{A}_{3}\mathbf{a}_{3} + \mathbf{r}_{n} \tag{1.31}$$

Em termos da densidade eletrônica, isto pode ser escrito

$$\rho(\mathbf{r}_n) = \rho(\mathbf{r}_n + \mathbf{t}) \tag{1.32}$$

onde t representa a periodicidade da rede cristalina e é dado por

$$\mathbf{t} = \mathbf{z}_1 \mathbf{a}_1 + \mathbf{z}_2 \mathbf{a}_2 + \mathbf{z}_3 \mathbf{a}_3 \tag{1.33}$$

A indexação das celas unitárias em função de n_1 , n_2 e n_3 é melhor visualizada pela fig. 1.9.

Tendo isso, podemos agora procurar a expressão do espalhamento de raios X por um cristal, e, por simplicidade, vamos considerar somente uma dimensão. Este raciocínio será, em seguida, estendido para três dimensões.

A onda espalhada pela primeira cela unitária é simplesmente G(S), que é dado pela expressão 1.30. A onda espalhada pela segunda cela em relação à mesma origem é G(S) exp $2\pi i a_1 \cdot S$ (porque todos os vetores são deslocados de a_1). A onda espalhada pela n-ésima cela será, então, G(S) exp $2\pi i$ (n - 1) $a_1 \cdot S$ e a onda total espalhada vai ser dada por

$$F(S) = \sum_{n=1}^{J} G(S) \exp 2\pi i (n-1) \mathbf{a}_1 \cdot S$$
 (1.34)

onde J é o número total de celas unitárias.

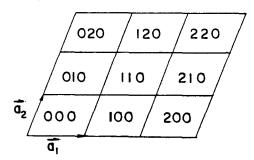


Figura 1.9: indexação das celas unitárias

A onda espalhada por cada cela unitária está fora de fase com a sua vizinha por uma quantidade $2\pi i a_1 \cdot S$. A condição para que esta interferência de onda seja construtiva é, então:

$$2\pi \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{S} = 2\pi h \tag{1.35}$$

isto é,
$$\mathbf{a_1} \cdot \mathbf{S} = h \tag{1.36a}$$

onde h é um número inteiro.

Generalizando para três dimensões, temos as condições

$$\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{S} = \mathbf{k} \tag{1.36b}$$

$$\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{S} = I \tag{1.36c}$$

onde k. / são também números inteiros.

As eq. 1.36 são conhecidas como *Equações de Laue*, e mostram que o padrão de difração de uma rede (a composta pela sequência de celas unitárias) é também uma rede. Isto é demonstrado reescrevendo, por exemplo, (1.36a):

$$\mathbf{z}_{\mathbf{i}} \cdot \left(\mathbf{S} - \mathbf{z} \frac{\hat{\mathbf{a}}_{\mathbf{i}}}{|\mathbf{z}_{\mathbf{i}}|} \right) = \mathbf{0} \tag{1.37}$$

onde a1 é um vetor unitário na direção de a1.

Esta equação mostra que S deve ser nulo ou perpendicular à \mathbf{a}_1 , sendo que neste caso S é restrito a assumir valores sobre uma família de planos paralelos perpendiculares à \mathbf{a}_1 e espaçados igualmente de $\frac{1}{|\mathbf{a}_1|}$, o que está mostrado na fig. 1.10.

Seguindo este procedimento, chegamos à condições similares para (1.36a) e (1.36b). Quando é feita a interseção destes planos, as direções de difração estão restritas a uma rede de pontos, que é chamada *rede reciproca*

Considerando a rede recíproca definida por três vetores-base \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 o vetor S pode ser escrito

$$S = ha_1^* + ha_2^* + ha_3^* \tag{1.38}$$

e então obtemos as relações

$$a_{1}.a_{1}^{*} = a_{2}.a_{2}^{*} = a_{3}a_{3}^{*} = 1$$
 $a_{1}.a_{2}^{*} = a_{1}.a_{2}^{*} = a_{2}.a_{1}^{*} = a_{2}.a_{3}^{*} = a_{3}.a_{1}^{*} = a_{3}a_{2}^{*} = 0$

e podemos definir os vetores da rede recíproca em função dos vetores da rede direta:

$$\mathbf{a}_{1}^{*} = \frac{\mathbf{a}_{2} \times \mathbf{a}_{3}}{\mathbf{V}}$$

$$\mathbf{a}_{2}^{*} = \frac{\mathbf{a}_{3} \times \mathbf{a}_{1}}{\mathbf{V}}$$

$$\mathbf{a}_{3}^{*} = \frac{\mathbf{a}_{1} \times \mathbf{a}_{2}}{\mathbf{V}}$$

$$(1.39)$$

onde V é o volume da cela unitária e é dado por $\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3$.

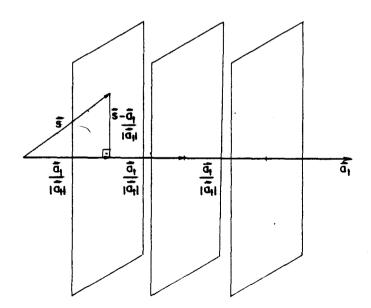


Figura 1.10: família de planos perpendiculares à **a**₁ que obedecem a condição de difração 1.37.

Voltando à eq (1.34) que descreve a onda total espalhada pelo cristal, temos:

$$\mathbf{F}(\mathbf{S}) = \sum_{n=1}^{J} G(\mathbf{S}) \tag{1.40}$$

ou

$$F(S) = \sum_{i=1}^{J} \sum_{j=1}^{N} f_{j} \exp(2\pi i r_{j} \cdot S)$$
 (1.41)

onde \mathbf{r}_j é o vetor posição do j-ésimo átomo e J é o número de celas unitárias. Mas $\mathbf{r}_j = x_j \mathbf{a}_1 + y_j \mathbf{a}_2 + z_j \mathbf{a}_3$ (x_j , y_j , z_j são chamadas coordenadas fracionárias de um átomo na cela unitária) e \mathbf{S} é definido por (1.38), então $\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{S} = hx_j + hy_j + lz_j$, e podemos escrever:

$$F(hki) = \sum_{j=1}^{N} f_{j} \exp \left[2\pi i \left(\hbar x_{j} + k y_{j} + k z_{j}\right)\right]$$
 (1.42)

F(hkl) é chamado de "Fator de Estrutura", e é definido a menos da constante J.

Temos, então, que conhecendo a densidade eletrônica podemos chegar ao padrão de difração. Mas o nosso problema é o inverso, ou seja, temos o padrão de difração e queremos saber qual é a densidade eletrônica.

De (1.30):

$$G(S) = \int_{V} \rho(\mathbf{r}_{j}) \exp(2\pi i \, \mathbf{r}_{j} \cdot S) \, dV \qquad (1.43)$$

e de (1.40):

$$\rho(\mathbf{r}) = \int_{V} F(\mathbf{S}) \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{S}) dV \qquad (1.44)$$

Como o vetor S assume somente valores discretos, a integral (1.44) pode ser substituída por uma soma:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{S}} F(\mathbf{S}) \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{S})$$
 (1.45)

ou:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}} F(\mathbf{hkl}) \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{S})$$
 (1.46)

I. Introdução dos Princípios de Difração de Raios X

Até agora, foi assumida apenas a eq. 1.32 como condição de simetria do cristal. Existem outros elementos de simetria internos que geram 230 grupos espaciais^[9], todos tabelados^[10]. Levando em consideração o grupo espacial, a eq. 1.42 pode ser muito simplificada^[11], diminuindo o tempo necessário para os cálculos.

I.5 O problema das fases

Como já vimos antes, a amplitude da onda espalhada por um cristal é dada por (1.42). A intensidade da onda é, então, proporcional à |F(hk1)|² e a fase da onda espalhada é completamente perdida, o que impossibilita a obtenção da distribuição atômica utilizando diretamente a eq. 1.46.

Como alternativa, existem alguns métodos propostos:

- 1) Método de Patterson: é uma síntese de Fourier parecida com a eq. (1.46), mas com coeficientes |F(hk1)|²; será analisado no próximo capítulo.
- 2) Espalhamento Anômalo: explora os comprimentos de onda próximos às arestas de absorção dos átomos do cristal^[12].
- 3) Métodos Diretos: são expressões puramente matemáticas que relacionam fatores de estrutura^[13].
- 4) Substituição Isomorfa: trabalha com as diferenças entre dois ou mais cristais isomorfos^[14].

Capítulo II Sínteses de Fourier e Refinamento

II. Sinteses de Fourier e Refinamento

Neste capítulo, será descrito um dos métodos citados anteriormente para a determinação de estruturas: a função de Patterson. Na sequência, virão o método do átomo pesado, a síntese de Fourier-diferença e o método de refinamento por mínimos quadrados.

II.1 A Função de Patterson

A única medida das ondas difratadas por um cristal possível de se obter é a intensidade, proporcional a |F (hkl)|². Conhecendo apenas isto, A. L. Patterson derivou uma síntese de Fourier com coeficientes |F (hkl)|², definida como:

$$P(\mathbf{u}) = \int_{\mathbf{VCU}} \rho(\mathbf{r}) \, \rho(\mathbf{r} + \mathbf{u}) \, dV \qquad (2.1)$$

onde $\rho(\mathbf{r})$ é a densidade eletrônica em uma posição $\mathbf{xa} + \mathbf{yb} + \mathbf{zc}$ e $\rho(\mathbf{r} + \mathbf{u})$ é a densidade eletrônica em $(\mathbf{c} + \mathbf{u})\mathbf{a} + (\mathbf{y} + \mathbf{v})\mathbf{b} + (\mathbf{z} + \mathbf{w})\mathbf{c}$. Escrevendo

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} F(\mathbf{h}) \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot \mathbf{h})$$
 (2.2)

$$\rho(\mathbf{r} + \mathbf{u}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}'} F(\mathbf{h}') \exp \left[-2\pi i (\mathbf{r} + \mathbf{u}) \cdot \mathbf{h}' \right]$$
 (2.3)

$$\mathbf{h} = h \mathbf{a}^* + k \mathbf{b}^* + I \mathbf{c}^* \tag{2.4}$$

e a soma sobre h representa a soma tripla sobre h, k, l. Então

$$P(\mathbf{u}) = \frac{1}{V^2} \sum_{\mathbf{h}} \sum_{\mathbf{h}'} F(\mathbf{h}) F(\mathbf{h}') \exp(-2\pi i \mathbf{u} \cdot \mathbf{h}') \int \exp(-2\pi i \mathbf{r} \cdot (\mathbf{h} + \mathbf{h}')) dV \qquad (2.5)$$

mas a integral é sempre zero, a não ser que h' = -h quando é igual à V

$$P(\mathbf{w}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} F(\mathbf{h}) F(-\mathbf{h}) \exp(+2\pi i \mathbf{w} \cdot \mathbf{h})$$
 (2.6)

E, pela lei de Friedel^[17], $|F(\mathbf{h})| = |F(-\mathbf{h})|$

$$P(\mathbf{u}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} |F(\mathbf{h})|^2 \exp(2\pi i \mathbf{u} \cdot \mathbf{h})$$
 (2.7)

ou

II. Sinteses de Fourier e Refinamento

$$P(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w}) = \frac{1}{V} \sum_{h=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} |F(hkl)|^2 \cos 2\pi (\mathbf{u}h + \mathbf{v}k + \mathbf{w}l)$$
 (2.8)

Da eq. (2.1), podemos ver que $P(\mathbf{u})$ será diferente de zero somente se $\rho(\mathbf{r})$ e $\rho(\mathbf{r} + \mathbf{u})$ forem diferentes de zero. Isto implica que $\mathbf{u} - \mathbf{0}$ ou \mathbf{u} é um vetor interatômico.

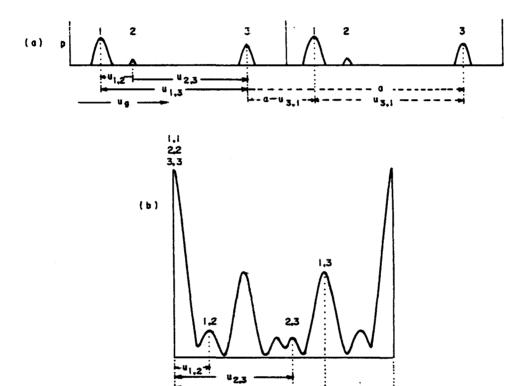


Figura 2.1: (a) densidade eletrônica em uma dimensão.(b) mapa de Patterson da parte (a).

Então, se há um conjunto de átomos em posições \mathbf{r}_i (j = 1, N) estes irão gerar um conjunto de picos de Patterson em posições $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ para i - 1, $N \in j - 1$, NTeremos, então, N picos, sendo que os N vetores nulos (autovetores) darão um grande pico na origem, que pode ser visto de (2.7):

$$P(0) = \frac{1}{V} \sum_{h} |F(h)|^{2}$$
 (2.9)

Os outros vetores aparecem como pares centro-simétricos $\mathbf{r_i}$ - $\mathbf{r_j}$ e $\mathbf{r_j}$ - $\mathbf{r_i}$. Esta série pode ser mais facilmente interpretada usando a fig. 2.1

II. Sinteses de Fourier e Refinamento

(caso unidimensional). Considere a variação da densidade eletrônica numa cela de comprimento a (fig. 2.1a). Esta função tem 3 máximos, chamados 1, 2, 3, cada um correspondendo ao centro de um átomo. Entre átomos a densidade eletrônica tem valores desprezíveis. Os máximos são separados por três vetores de comprimento u_{12} , u_{13} , u_{23} , e pelos vetores simétricos u_{21} , u_{31} , u_{32} .

Vamos, agora, generalizar a fig.2.1 para três dimensões. Considerando três picos de densidade eletrônica em \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 e \mathbf{r}_3 , a diferença entre eles é \mathbf{u}_{12} , \mathbf{u}_{13} , \mathbf{u}_{23} e os simétricos \mathbf{u}_{21} , \mathbf{u}_{31} , \mathbf{u}_{32} , além do pico dos autovetores.

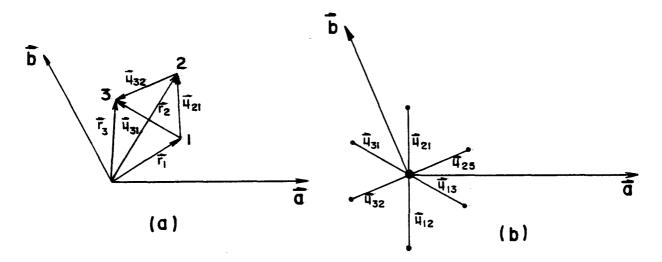


Figura 2.2: (a) átomos dentro de um cristal. (b) mapa de Patterson de (a)

Desta figura, pode-se ver mais claramente que o mapa de Patterson é centro-simétrico. Todos os arranjos possíveis para um mapa de Patterson são restritos à 24 grupos espaciais (os que contém centro de inversão), corespondendo aos 11 grupos de Laue (que são os grupos resultantes da adição de um centro de simetria aos 32 grupos puntuais). Pode-se, então, mostrar que as seguintes regras são válidas quando é feito um mapa de Patterson:

- 1) todas as funções de Patterson são centro-simétricas.
- 2) o tipo de rede (primitiva, centrada de face, corpo, etc...) é o tipo de rede do grupo espacial original.
- 3) o grupo espacial é derivado do grupo original trocando todos os elementos de simetria translacional (eixos helicoidais e planos de reflexão-translação) pelos correspondentes elementos de simetria

II. Sinteses de Fourier e Refinamento

não-translacional (eixos de ordem n e espelhos) e adicionando um centro de simetria se este ainda não está presente.

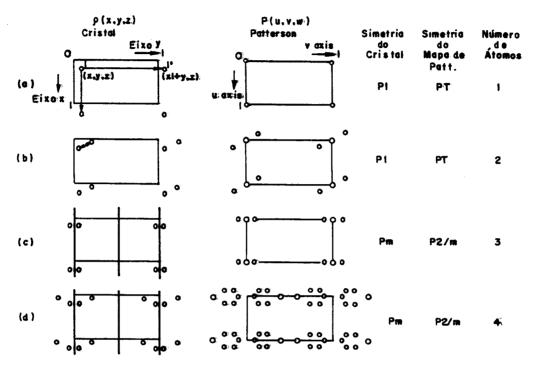


Figura 2.3: efeito dos átomos relacionados por simetria e átomos independentes no mapa de Patterson.

A simplificação produzida por estas regras é realçada particularmente em casos de grupos espaciais com baixa simetria. Os mapas de Patterson de cristais triclínicos mostram simetria P1, dos monoclínicos 2/m (P2/m, C2/m, dependendo do tipo da rede) e dos ortorrômbicos mostram simetria mmm (Pmmm, Cmmm, Fmmm ou Immm).

Na fig. 2.3 são mostrados algumas celas unitárias e os correspondentes mapas de Patterson.

De (1.42) e de (1.21) temos:

$$P(0) \propto \sum_{i=1}^{N} Z_i^2$$
 (2.10)

A cela unitária do mapa de Patterson tem o mesmo tamanho e forma da cela unitária do cristal, mas acomoda N^2 picos (N na origem e N(N-1) fora da origem) em vez de somente N e é, então, relativamente "superlotado". Então, os picos no espaço de Patterson tendem a se superpor

II. Sinteses de Fourier e Refinamento

quando há muitos átomos na cela unitária, sendo esta uma característica que introduz dificuldades no processo de resolução da função em termos da correta distribuição dos átomos em um cristal.

Outra característica importante é a existência de picos que aparecem de átomos relacionados por simetria. Estes picos foram notados pela primeira vez por Harker, em 1936, e aparecem em certas regiões do espaço de Patterson. Estas regiões podem ser linhas (chamadas *linhas de Harker*) ou planos (seções de Harker). Por exemplo, para o grupo espacial P2, teraos as seguintes posições relacionadas por simetria: (x, y, z) e (-x, y, -z). O vetor diferença entre estas posições é (2x, 0, 2z), que é a seção de Harker (u, 0, w). Para o grupo Pm, as posições gerais são (x, y, z) e (x, -y, z). A diferença é (0, 2y, 0), uma linha de Harker (0, v, 0). No caso dos grupos espaciais com centro de inversão, temos as posições (x, y, z) e (-x, -y, -z) com a diferença (2x, 2y, 2z). Nesta situação os picos de Harker estão em posições gerais no espaço de Patterson.

II.2 O Método do átomo pesado

Como já foi visto antes, a função de Patterson é proporcional ao produto de duas densidades eletrônicas, sendo esta última quantidade proporcional aos números atômicos dos átomos relacionados pelo vetor u.

A maior utilidade da função de Patterson é em estruturas com poucos átomos pesados e a maioria de átomos leves. Quando é feita a síntese de Fourier com coeficientes $|F(\mathbf{h})|^2$, teremos os picos mais intensos relacionando os átomos pesados, e podemos então inferir à estes as suas posições na cela unitária.

Vamos supor, então, um cristal que contém um grande número de átomos leves (L) e um pequeno número de átomos pesados (P). Reescrevendo $F(\mathbf{h})$:

$$F(\mathbf{h}) = \sum_{\mathbf{n_p}=1}^{P} f_{\mathbf{n_p}} \exp\left(2pi\mathbf{h} \cdot \mathbf{r_{m_p}}\right) + \sum_{\mathbf{n_l}=1}^{L} f_{\mathbf{n_l}} \exp\left(2pi\mathbf{h} \cdot \mathbf{r_{m_l}}\right) \tag{2.11}$$

$$F(\mathbf{h}) = F_{\mathbf{p}}(\mathbf{h}) + F_{\mathbf{L}}(\mathbf{h}) \tag{2.12}$$

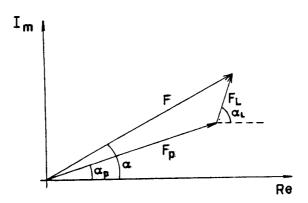


Figura 2.4: representação no plano complexo do fator de estrutura e suas componentes Real e Imaginária (para um dado h).

Podemos representar estes fatores de estrutura no plano complexo, como é feito na fig. 2.4.

Em prática, os dados observados ($|F_{obs}(\mathbf{h})|$) em escala apropriada substituem $|F(\mathbf{h})|$, e $F_p(\mathbf{h})$ se refere às posições conhecidas dos átomos pesados.

O Método do átomo pesado consiste em supor que a fase α da estrutura total é muito próxima da fase α_p dos átomos pesados. Então, é calculada a série de Fourier:

$$F(\mathbf{h}) = |F_{obs}(\mathbf{h})| \exp[i\alpha_p(\mathbf{h})]$$
 (2.13)

Com esta série, o mapa de Fourier pode apresentar também picos relacionados aos átomos leves. Introduzindo as posições destes átomos leves em um novo mapa de Fourier, temos que a fase total calculada se aproxima mais da fase real α e seguindo este procedimento pode-se chegar à estrutura real.

Para que o método do átomo pesado funcione, é necessário que a diferença α - α_p seja pequena. Uma "medida" para sabermos se o método do átomo pesado é aplicável é calcular a razão

$$r = \frac{\sum_{n_p=1}^{p} Z_{n_p}^2}{\sum_{n_l=1}^{L} Z_{n_l}^2}$$
 (2.14)

onde Z são os respectivos números atômicos (n_p referente aos átomos pesados e n_l aos leves). Os valores de r apropriados ao método estão em torno de 1,0. Se r for grande, a contribuição dos átomos pesados tendem a encobrir as contribuições dos átomos leves, e estes são difíceis de se localizar no mapa de densidade eletrônica. No caso oposto (r pequeno), a fase α_p é muito diferente da fase real α , e a suposição básica do método é violada, tornando-se impossível utilizá-lo.

II.3 Sintese de Pourier-diferença

Nos estágios finais da localização dos átomos de uma estrutura determinada parcialmente pelo método do átomo pesado, podemos encontrar dificuldades para determinar as posições dos átomos leves, pois os átomos pesados causam flutuações de fundo nos mapas de Fourier, muitas vezes com altura comparável aos picos dos átomos leves. Para eliminar estas flutuações, um mapa de Fourier-diferença pode ser feito, simplesmente subtraindo a contribuição dos átomos pesados (e dos átomos leves já encontrados).

Além das flutuações, alguns erros não são revelados pelos mapas de Fourier:

- a) átomos em posições completamente erradas tendem a retornar às mesmas posições pelo processo de Fourier, mas às vezes com uma densidade eletrônica relativamente baixa.
- b) à átomos corretamente posicionados podem ter sido relacionados o número atômico errado (Z - 7 por Z - 8) ou um fator de temperatura errado.
- c) pequenas correções às coordenadas fracionárias podem ser difíceis de serem realizadas por um mapa de Fourier.

Para ver melhor como funciona a série de Fourier-diferença, vamos considerar duas sínteses: uma em termos dos dados obtidos:

$$\rho_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} |F_{obs}(\mathbf{h})| \exp(-2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r} + i\alpha(\mathbf{h}))$$
 (2.15)

e outra em função dos fatores já conhecidos (calculados):

$$\rho_{c}(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} |F_{c}(\mathbf{h})| \exp(-2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r} + i\alpha_{c}(\mathbf{h}))$$
 (2.16)

Tomando a diferença entre as duas séries e considerando que a diferença α - α_c é muito pequena:

$$\rho_0(\mathbf{r}) - \rho_c(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} (|F_0(\mathbf{h})| - |F_c(\mathbf{h})|) \exp(-2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r} + i\alpha_c(\mathbf{h}))$$
 (1.17)

ou

$$\Delta \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}} (|F_0(\mathbf{k})| - |F_c(\mathbf{k})|) \exp(i\phi_c(\mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$
 (1.18)

onde α_c pelo método do átomo pasado é α_p .

Uma ilustração desta série é dada na fig. 2.5.

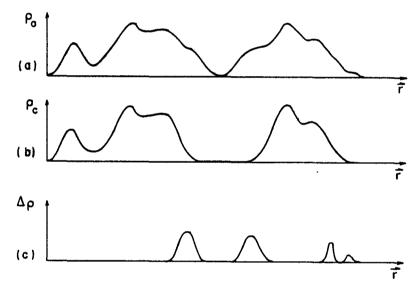


Figura 2.5: diagramas esquemáticos da projeção unidimensional (a) da estrutura total, (b) da estrutura parcial calculada e (c) da diferença entre as duas.

A síntese de Fourier-diferença tem propriedades muito poderosas:

- a) átomos incorretamente colocados correspondem à regiões de alta densidade eletrônica $\rho_c(\mathbf{r})$ e baixa densidade eletrônica $\rho_0(\mathbf{r})$. $\Delta\rho(\mathbf{r})$ é então negativa nestas regiões.
- b) átomos corretamente posicionados mas com pequeno número atômico ou alto fator de temperatura mostram uma pequena área positiva em Δρ. A situação oposta mostra picos negativos em Δρ.
- c) um átomo que precisa uma pequena correção na posição tende a ficar em uma área negativa ao lado de um pequeno pico positivo

II. Sínteses de Fourier e Refinamento

- (fig. 2.6). A correção é aplicada movendo o átomo em direção à área positiva.
- d) átomos muito leves, como hidrogênio, podem ser revelados pela síntese Δρ quando as fases estão essencialmente corretas.
- e) quando a estrutura proposta está correta, a síntese Δρ está efetivamente dentro de 3 vezes o devio padrão da densidade eletrônica.

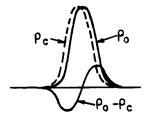


Figura 2.6: seção da síntese Δρ mostrando o efeito de um pequeno erro na posição.

Para melhorar a eficiência da síntese de Fourier-diferença, G. A. Sim^[19,20] mostrou que pode ser usado um sistema de pesos para a série (2.15). Sim sugeriu que o melhor sistema de pesos é aquele que resulta no erro quadrático médio mínimo no mapa de densidade eletrônica. Os pesos são definidos por:

$$W = \frac{I_1(X)}{I_0(X)} \tag{2.19}$$

onde I_0 e I_1 são respectivamente as funções de Bessel modificadas do primeiro tipo de ordem zero e um, respectivamente, e X é definido por

$$X = \frac{2|F(h)||F_{p}(h)|}{\sum_{n_{1}=1}^{L} f_{n_{1}}^{2}(h)}$$
(2.20)

e a série usada seria

$$\Delta \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{h}} (\mathbf{W} | \mathbf{F}_0(\mathbf{h}) | - | \mathbf{F}_c(\mathbf{h}) |) \exp(i\phi_c(\mathbf{h}) - 2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r})$$
 (2.21)

II.4 Refinamento pelo método de mínimos quadrados

Em qualquer situação sobredeterminada há mais observações do que parâmetros disponíveis. O caso mais simples é quando cada observação depende linearmente dos parâmetros. Considere os parâmetros $x_1, x_2, ..., x_n$ e as observações $b_1, b_2, ..., b_m$. As equações obtidas são:

$$\sum_{j=1}^{n} a_{1j} x_{j} = b_{1}$$

$$\sum_{j=1}^{n} a_{2j} x_{j} = b_{2}$$

$$\vdots$$

$$\sum_{j=1}^{n} a_{mj} x_{j} = b_{m}$$
(2.22)

onde são dados os a_{ij} e os b_i . Se m < nnão há solução única para o sistema, e é necessário fazer mais observações para aumentar o número de equações. Se m - n as equações podem ser resolvidas exatamente, mas a solução não dá nenhuma "medida" da precisão dos b_i nem dos x_i obtidos. Se m > n, a situação é sobredeterminada e não podemos (em geral) satisfazer as equações exatamente. Devemos, então, procurar a solução que melhor se ajusta às equações. Chamando d_i o erro da i-ésima equação para dados x_i podemos escrever:

$$d_{i} = \sum_{j=1}^{n} a_{ij} x_{j} - b_{i}$$
 (2.23)

Para termos a melhor solução, devemos ter o erro minimizado. Para o método dos mínimos quadrados, a função mais apropriada é

$$E = \sum_{i=1}^{m} d_i^2$$
 (2.24)

quando todas as equações (2.18) são independentes e igualmente confiáveis. Quando os erros nas equações podem estar interligados, a melhor função é a que leva em conta esta situação, ou seja, a que atribui um "peso" para cada erro:

$$M = \sum_{i=1}^{m} \omega_i d_i^2 \qquad (2.25)$$

onde ω_i é um peso aplicado a cada di de tal forma que todas as medidas tenham igual valor estatístico^[21]. Deve-se notar que as equações devem ser independentes. Minimizando a função M:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{x_k}} = 2 \sum_{i=1}^{m} \omega_i \, \mathbf{d_i} \, \frac{\partial \mathbf{d_i}}{\partial \mathbf{x_k}} = 0 \tag{2.26}$$

usando (2.1a):

$$\sum_{i=1}^{m} \omega_{i} a_{ij} \left(\sum_{k=1}^{m} a_{ik} x_{k} - b_{i} \right) = 0$$
 (2.27)

$$\sum_{i=1}^{m} \omega_{i} a_{ij} \left(\sum_{k=1}^{n} a_{ik} x_{k} \right) = \sum_{i=1}^{m} \omega_{i} a_{ij} b_{i}$$
 (2.28)

Estas equações (2.28) são conhecidas como "equações normais para x_i ". Há uma equação para cada j (de 1 até n), e então temos um sistema com n equações para n incógnitas, que pode ser resolvido exatamente para os x_j que minimizam M sem a ajuda de estimativas aproximadas.

No caso de análise de estruturas cristalinas, temos tipicamente a função

$$F_{caic}(\mathbf{h}) = \sum_{i=1}^{n} f_i \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}_i)$$
 (2.29)

A quantidade observada é $|F_{obs}(h)|$ e é comparada à $|F_{calc}(h)|$ que variam não-linearmente com $\mathbf{r_i}$. Para linearizar a função, é só desenvolvê-la em uma série de Taylor, desprezando os termos quadráticos e de ordem superior (supondo que estes são muito pequenos). Supondo que os parâmetros são p_1 , ..., p_n (incluindo posições, vibrações e escala), escolhemos a função a ser minimizada:

$$M = \sum_{i=1}^{m} \omega_{i} (|F_{oi}| - |F_{ci}|)^{2}$$
 (2.30)

A série de Taylor para (2.26) fica:

$$|F_{ci}| = |F_{ci}|_0 + \sum_{j=1}^n (pj - pj_0) \frac{\partial F_{ci}}{\partial_{pi}} + \dots$$
 (2.31)

onde p_{j0} são os valores iniciais dos p_j que resultam em $|F_{ci}| = |F_{ci}|_0$. Podemos, então, obter equações similares à (2.22):

$$\sum_{j=1}^{n} (p_{j} - p_{j0}) \left(\frac{\partial |F_{ci}|}{\partial_{pj}} \right)_{0} = |F_{oi}| - |F_{ci}|_{0}$$
 (2.32)

e $|F_{ci}|$ foi substituido por $|F_{oi}|$ porque os parâmetros p_j reduzem a zero a diferença entre $|F_o|$ e $|F_c|$. Desta forma, identificamos os x_j das equações anteriores como $(p_j - p_{j0})$, a_{ij} como $\frac{\partial |F_{ci}|}{\partial a_{ij}}$ e b_i como $|F_{oi}| - |F_{ci}|_0$.

As equações normais obtidas são, então:

$$\sum_{i=1}^{m} \omega_{i} \left(\frac{\partial F_{ci}}{\partial_{pi}} \right) \sum_{k=1}^{n} \left(\frac{\partial F_{ci}}{\partial_{pk}} \right) \left(p_{k} - p_{k0} \right) = \sum_{i=1}^{m} \omega_{i} \left(\frac{\partial F_{ci}}{\partial_{pi}} \right) \left(|F_{oi}| - |F_{ci}| \right) \quad (2.33)$$

Como estas equações foram obtidas desprezando os termos de ordem superior à $(p_j - p_{j0})$ e derivadas de ordem superior à $\frac{\partial |F_{ci}|}{\partial_{pj}}$, geralmente

não temos o resultado exato e podemos ser levados à um conjunto de parâmetros pior do que o inicial. Mas a linearidade de F_{c}/\cos os parâmetros é boa dentro de uma pequena faixa de erros posicionais, e o método de Patterson (ou métodos diretos) normalmente leva à posições precisas o suficiente para evitar divergência no refinamento pelo método de mínimos quadrados.

O método normalmente converge, mas como não dá diretamente os ajustes desejados, é necessário repetir os cálculos até que fique evidente que um novo ciclo de refinamento irá produzir mudanças insignificantes. Isto pode ser feito considerando, a cada ciclo, a relação

$$Q = \frac{p_i - p_{j0}}{\sigma(p_i)}$$
 (2.34)

para cada parâmetro, onde $\sigma(p_j)$ é o desvio padrão do parâmetro p_j . O refinamento atinge um bom estágio quando o fator Q é de aproximadamente 0.02 ou menos.

Uma forma de medir a qualidade do modelo proposto para a estrutura é o índice de discordância R dado por:

$$R = \frac{\sum_{\mathbf{h}} (|F_{obs}(\mathbf{h})| - |F_{calc}(\mathbf{h})|)}{\sum_{\mathbf{h}} |F_{obs}(\mathbf{h})|}$$
(2.35)

II. Sínteses de Fourier e Refinamento

e o índice R pesado:

$$R_{\mathbf{w}} = \frac{\sum_{\mathbf{h}} \sqrt{\omega(\mathbf{h})} \left(|F_{\mathbf{0}}(\mathbf{h})| - |F_{\mathbf{c}}(\mathbf{h})| \right)}{\sum_{\mathbf{h}} \sqrt{\omega(\mathbf{h})} \left(|F_{\mathbf{0}}(\mathbf{h})| \right)}$$
(2.36)

Capítulo III Obtenção dos Dados Experimentais

III. Obtenção dos Dados Experimentais

Nos dois primeiros capítulos, foi desenvolvida a teoria básica introdutória à determinação de estruturas cristalinas por difração de raios X. Agora estamos interessados em saber como coletar dados, especificamente com dois tipos de aparelhagens (a câmara de Weissenberg e o difratômetro automático CAD4), e como processá-los. Para isso, começaremos com uma melhor visualização do fenômeno da difração de raios X com a lei de Bragg e a construção de Ewald. Em seguida, virão os métodos de coleta de dados usando monocristais e o processamento inicial dos dados coletados.

III.1 A Lei de Bragg

Como foi visto no cap. I, as condições de Laue (eq. 1.36) definem o vetor **S** no espaço reciproco. Reescrevendo estas equações, temos

$$\mathbf{S} \cdot \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{h}} - \frac{\mathbf{b}}{\mathbf{k}}\right) = 0$$

$$\mathbf{S} \cdot \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{h}} - \frac{\mathbf{c}}{\mathbf{l}}\right) = 0$$

$$\mathbf{S} \cdot \left(\frac{\mathbf{b}}{\mathbf{k}} - \frac{\mathbf{c}}{\mathbf{l}}\right) = 0$$
(3.1)

e chegamos à conclusão que ou S = 0 ou os vetores entre parênteses são zero, ou S é perpendicular aos vetores diferença. No caso de ser nulo, temos que os feixes incidente e difratado estão na mesma direção. Quando a diferença $\frac{a}{h} - \frac{b}{k}$ ou qualquer um dos vetores diferença entre parênteses em (3.1) for nula, a rede recíproca em questão é bidimensional, o que é impossível para um cristal. Então, a alternativa possível é a em que o vetor S é perpendicular à $\frac{a}{h} - \frac{b}{k}$, $\frac{a}{h} - \frac{c}{l}$ e $\frac{b}{k} - \frac{c}{l}$. Estes três vetores formam um plano, e S é perpendicular à este plano (fig. 3.1).

III. Obtenção dos Dados Experimentais

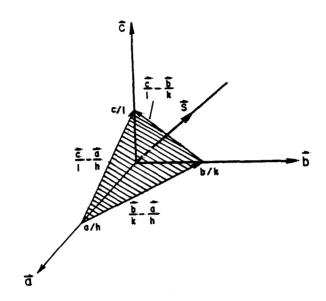


Figura 3.1: os três vetores e o vetor S é perpendicular ao plano.

A distância deste plano à origem é dada pela projeção de um dos vetores $\frac{a}{h}$, $\frac{b}{k}$, $\frac{c}{l}$ na direção de S (que é $\frac{S}{|S|}$). Temos, então:

$$d_{hkl} = \frac{a}{h} \cdot \frac{S}{|S|} \tag{3.2}$$

$$d_{hkl} = \frac{h}{h|S|} = \frac{1}{|S|} \tag{3.3}$$

ou

$$|\mathbf{S}| = \frac{1}{\mathbf{d}_{hkl}} \tag{3.4}$$

e o módulo do vetor **S** é o inverso da distância do plano *hkl* à origem. Da fig. 1.4, temos que

$$|\mathbf{S}| = \frac{2 \operatorname{sen} \theta}{\lambda} \tag{3.5}$$

e, substituindo em (3.4):

$$\frac{1}{d_{AA}} = \frac{2 \operatorname{sen} \theta}{\lambda} \tag{3.6}$$

rearranjando, temos:

$$\lambda = 2d_{hkl} \operatorname{sen} \theta \tag{3.7}$$

que é a lei de Bragg^[22]. A fig. 3.2 mostra os planos hkl e os feixes incidente e difratado na condição em que a eq. 3.7 é obedecida.

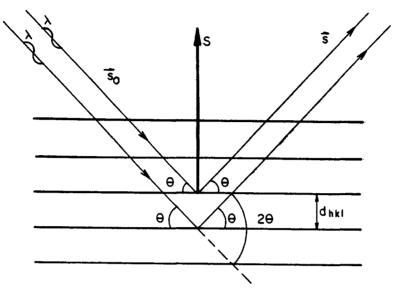


Figura 3.2: a lei de Bragg.

Os índices $\angle k$ / são conhecidos como índices de Miller^[23] e definem o plano cristalino que está em condições de difração.

È interessante notar que a lei de Bragg não está na forma usual $n\lambda = 2d$ sen θ . O significado de (3.7) pode ser visto reescrevendo:

$$\lambda = 2 \frac{d_{hkl}}{n} \operatorname{sen} \theta = 2 d_{nh \, nk \, nl} \operatorname{sen} \theta \tag{3.8}$$

Isto mostra que o termo de segunda ordem (n = 2) de, por exemplo, o plano (111) é representado pelos índices (222), que definem um plano paralelo a (111). Reflexões de ordem mais alta são, então, indexadas no espaço recíproco por nh nk, nl em vez de "n-ésima ordem de hkl".

III.2 A Construção de Ewald

A condição de difração de raios X por um cristal pode ser expressa em termos das equações de Laue ou da Lei de Bragg. Ewald^[24] propôs uma construção geométrica simples que junta as duas leis e que ao mesmo tempo é a ajuda mais útil na descrição da difração.

Uma esfera com centro no cristal (C) é desenhada com raio $1/\lambda$. A origem da rede recíproca é colocada no ponto O onde o feixe de raios X não difratado (que está na direção AC) encontra a esfera (fig. 3.3). A condição de que um raio particular, CB, seja um raio difratado pode ser expressa como: raios X serão difratados na diração CB se o ponto B representa um ponto da

rede recíproca hk! ou seja, o vetor OB é um vetor da rede recíproca $S = h a^* + k b^* + c^*$.

Então, para colocar a reflexão *hkl* em posição de difração o cristal deve ser girado de forma que este ponto particular da rede recíproca esteja sobre a esfera de reflexão.

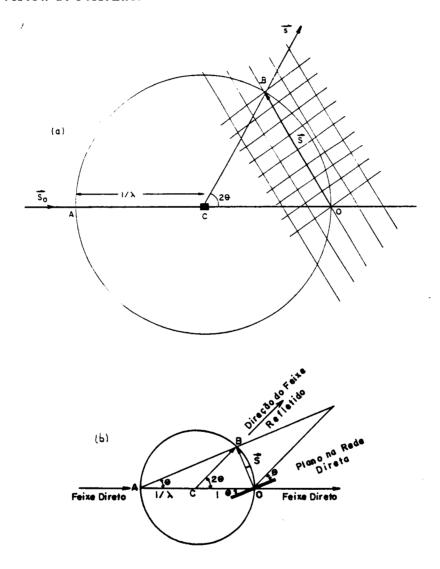


Figura 3.3: a construção de Ewald. (a) na rede reciproca. (b) na rede direta.

É importante notar que a figura 3.3 (a e b) foi desenhada em duas dimensões para simplicidade da demonstração. A representação mais geral desta figura é dada na fig. 3.4. Se qualquer ponto do espaço recíproco está sobre a esfera de raio $1/\lambda$, então a eq. 3.7 (ou 3.8) é obedecida e há um feixe difratado na diração CB. Isto permite pontos da rede recíproca com $|S| \le 2/\lambda$ serem difratados. O *locus* destes pontos recíprocos está, então, dentro de uma esfera, conhecida como *esfera limite* de raio $2/\lambda$.

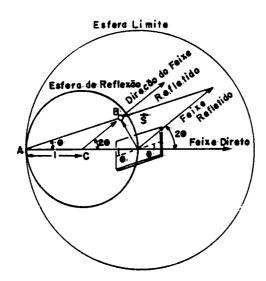


Figura 3.4: a esfera limite na construção de Ewald.

III.3 A Câmera de Weissenberg[25]

III.3.1 A fotografia de rotação

Os princípios utilizados neste método são muito simples. Vamos supor que um feixe de raios X está dirigido a um eixo escolhido do cristal, sendo que o ângulo de incidência do feixe em relação ao eixo é 90°. Por definição há um plano recíproco perpendicular ao eixo da rede direta. Quando o cristal é girado em torno do eixo escolhido, por exemplo, o eixo c[001], os pontos dos planos recíprocos perpendiculares à este eixo são postos em condição de difração (planos hk0*, hk1*, hk2*, etc...). A figura 3.5 mostra a relação entre a direção do feixe de raios X, o cristal girando, e a orientação e movimento dos planos recíprocos normais ao eixo de rotação.

Durante a rotação, os pontos recíprocos hk0* passam pela superfície da esfera cujo círculo tem traço AP. As reflexões correspondentes hk0 partem de 0 e se situam no plano deste círculo. Os planos recíprocos (hk1)* e (hk1)* cortam a esfera em círculos cujos traços são, respectivamente, BC e B'C'. As reflexões correspondentes hk1 e hk1 formam cones simétricos, coaxiais com o eixo de rotação e caracterizados pelo ângulo v. Da mesma forma, os planos (hk2)* e (hk2)*, e outros planos recíprocos que cortam a esfera, resultam em pares de cones simétricos, também coaxiais com o eixo de rotação, mas com ângulos v menores. A forma de gravar as reflexões é, então, colocar um filme fotográfico cilíndrico em volta do cristal, de maneira que o eixo do cilindro coincida com o eixo de rotação do cristal (fig. 3.6).

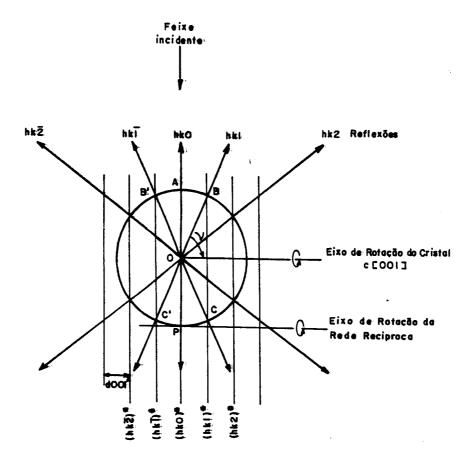


Figura 3.5: rotação do cristal em torno de um eixo direto e a intersecção dos planos da rede reciproca com a esfera de reflexão.

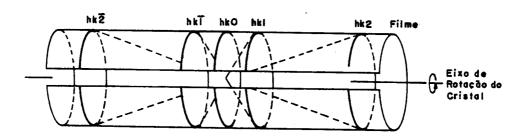


Figura 3.6: cones de difração interceptando um filme cilindrico coaxial com o eixo de rotação.

Os cones interceptam o filme em um conjunto de círculos, e quando o filme é desenrolado a reflexões relativas à um mesmo plano recíproco (hk0, hk1, hk2, ...) aparecem em linhas retas (fig. 3.7). Este método é conhecido como *método de rotação*

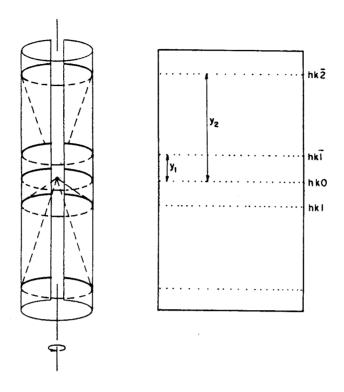


Figura 3.7: fotografia de rotação de um cristal e a correspondência com os cones de difração.

As dimensões da cela unitária direta podem ser determinadas pelo filme, já que para cada linha (hk0, hk1, hk2, ...) tem-se uma dada distância y. No caso do eixo escolhido ser c[001], é esta a dimensão da cela que pode ser determinada diretamente.

Um fato importante a ser notado é que normalmente o eixo cristalino não está orientado a um ângulo de 90° com o feixe de raios X. As correções a serem feitas são também muito simples^[26], possibilitando as fotografias necessárias.

Um desenho esquemático da câmara está na fig. 3.8.

Este método falha na análise completa do cristal, por vários motivos.

1) não há evidência direta da simetria do cristal. A simetria deve ser inferida ou comparando fotografias tomadas em torno de vários eixos de rotação ou obtida diretamente recorrendo-se a um método suplementar de monocristais.

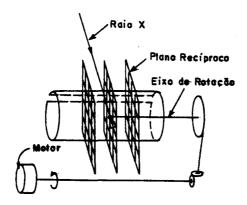


Figura 3.8: esquema da câmara de Weissenberg e três planos da rede reciproca.

- 2) a não ser que a simetria seja cúbica, o cristal deve ser remontado e girado em torno de dois ou mais eixos para estabelecer as constantes da cela. Isto quer dizer que os eixos requisitados devem ser reconhecíveis no cristal.
- 3) as reflexões não podem ser indexadas sem ambiguidade porque cada nível recíproco (bidimensional) é representado por uma linha (que é um padrão unidimensional de reflexões). As reflexões podem ser indexadas com fotografias de oscilação, sucessivamente oscilando segmentos selecionados da rede através da esfera de reflexão.

O método de oscilação será, então, descrito a seguir.

III.3.2 O método de oscilação

Este método é uma versão refinada da rotação, com as seguintes diferencas:

- 1) somente um cone de difração selecionado atinge o filme.
- 2) o filme tem movimento translacional controlado de forma que reflexões pertencentes à mesma linha da fotografia de rotação não estão mais confinadas à uma linha, mas são gravadas em todo o filme, formando, então, um padrão interpretável.

O esquema da aparelhagem utilizada está na fig. 3.9.

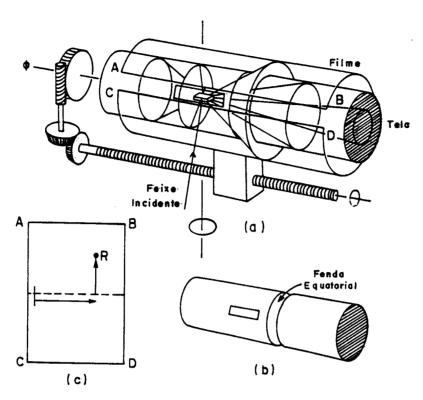


Figura 3.9: a câmara de Weissenberg para o módelo de oscilação, com desenho da tela para os cones difratados (b) e filme desenrolado (c).

Quando o cristal é oscilado no feixe, aparecem os cones de difração, coaxiais com o eixo de rotação. Este método consiste em selecionar apenas um dos cones de difração por uma tela (fig. 3.9 b) (que bloqueia todos os outros cones). Quando o cristal é girado, o filme é transladado (paralelamente ao eixo de rotação) de forma que reflexões que ocorrem em tempos diferentes são gravadas em lugares diferentes no filme.

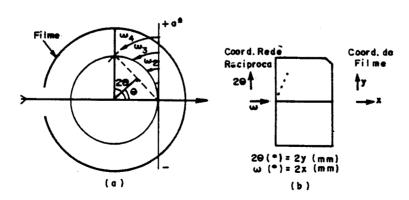


Figura 3.10: (a) linha central de nível zero. (b) aparência da linha central de (a) no filme.

A interpretação teórica das fotrografias obtidas com este método é quase direta. A fig. 3.10a mostra uma linha central^[27] de nível zero que é tangente à esfera de reflexão no ponto de saída do feixe de raios X. Quando o cristal é girado a rede recíproca (e esta linha) irá girar também. Os pontos igualmente espaçados ao longo da linha irão gerar reflexões (fig. 3.10b) quando passam pela esfera de reflexão. O ângulo que o n-ésimo ponto percorre até encontrar a esfera de reflexão é ω_n . O raio difratado faz um ângulo $2\theta_n$ com o feixe direto. Se $2\theta_n$ é bissetado, obtemos θ_n , que da fig. 3.10a pode-se ver que é igual a ω_n . Então $2\theta_n = 2\omega_n$ (ou, em geral, $2\theta = 2\omega$), que é a equação de uma linha reta em um sistema de coordenadas com 2θ ao longo de um eixo e ω ou longo do outro eixo (fig. 3.10b). O ângulo que esta reta faz com o eixo ω é de $63^{\circ}26'$.

A maioria das câmaras é construída de forma que as engrenagens que acoplam o filme e o cristal são escolhidas para que 1mm de translação do filme seja igual a 2° em rotação do cristal.

A fig. 3.11 mostra a aparência das linhas centrais no filme desenrolado.

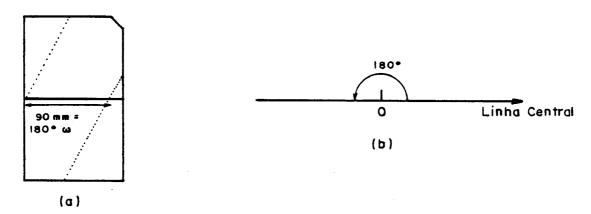


Figura 3.11: (a) aparência de uma linha central em um filme de Weissemberg de nível zero. (b) significado das duas linhas retas que aparecem na metade superior do filme.

Desta forma, podemos medir diretamente do filme o ângulo entre duas linhas centrais, sabendo que quando a distância entre as linhas é de 90 mm ($\omega = 180^{\circ}$) trata-se da mesma linha.

Uma linha não central^[27], por outro lado, fica para fora da esfera de reflexão por algum tempo durante uma rotação completa do cristal. Quando

III. Obtenção dos Dados Experimentais

este tipo de linha intercepta a esfera, o faz em geral em dois pontos, cada um representando uma reflexão potencial. Como consequência, as reflexões de uma linha não central devem estar em uma curva^[28]. A fig. 3.12 mostra o desenvolvimento deste tipo de curva no nível recíproco, representado por uma linha central e duas não centrais, girando 180° no caminho do feixe de raios X.

III.4 O Difratômetro Automático CAD-429/

O difratômetro automático CAD-4 foi o equipamento utilizado nas coletas de dados deste trabalho. Este equipamento tem uma geometria (chamada Kappa) que é bastante diferente da geometria dos difratômetros "clássicos" de quatro círculos (que usam a geometria Euleriana). A geometria Kappa apresenta uma série de vantagens sobre a Euleriana, entre elas a possibilidade de se utilizar em conjunto acessórios de baixa temperatura, alta e baixa pressão, e diminução das obstruções físicas (aumentando o espaço a ser utilizado).

A fig. 3.13 mostra uma comparação dos dois tipos de difratômetro (de quatro círculos e o Kappa) e a fig. 3.14 mostra o difratômetro Kappa com mais detalhes. O difratômetro consiste em um goniômetro com três graus de liberdade mais um grau de liberdade para o detetor (que é um contador de fótons de raios X). A cabeça goniométrica (que suporta a fibra onde está colado o cristal) é montada no eixo φ, que é suportado pelo bloco K. Este bloco pode girar em torno do eixo K, que, por sua vez, é apoiado pelo bloco ω. O bloco ω pode ser girado em torno do eixo ω, que é suportado pela base do difratômetro. O eixo 2θ (em torno do qual gira o detetor) é coincidente com o eixo ω. O ângulo entre os eixos ω e K é de 50°, e o mesmo vale para o ângulo entre os eixos K e φ.

O plano que passa pelo centro do difratômetro e é perpendicular ao eixo ω é denotado como plano horizontal. O feixe primário está neste plano, apontando para o centro do goniômetro. É no plano horizontal que são gravadas a posição e a intensidade do feixe de raio X difratado.

Pode-se caracterizar os vetores recíprocos S pelos ângulos ϕ , κ , ω e 20, ou por um sistema de coordenadas cartesianas com origem no centro do difratômetro (onde os eixos ϕ , κ , ω e 20 se interceptam e onde o cristal é posicionado). O eixo X deste sistema cartesiano é definido como o eixo que

III. Obtenção dos Dados Experimentais

aponta para a fonte de raios X, o eixo Z é dirigido para cima (ao longo do eixo ω) e o eixo Y completa um sistema ortogonal direito.

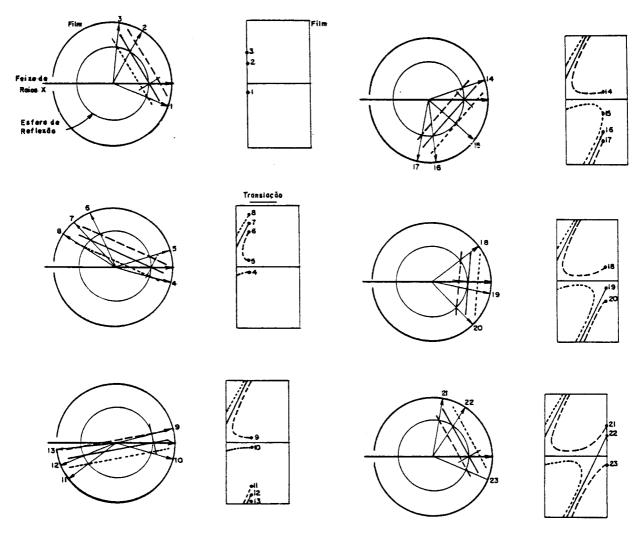


Figura 3.12: reflexões potenciais geradas por uma linha central e duas não-centrais de nível zero girando atavés da esfera de reflexão.

III.4.1 Determinação da matriz de orientação e coleta dos dados

O monocristal que a ser montado deve ter dimensões que não ultrapassem 0,3mm, se possível. Isto minimiza os efeitos de absorção dos raios X pelo cristal (seção 3.5.3).

A partir da posição inicial do cristal, através de um sistema automatizado, o difratômetro faz a localização, a centragem e o armazenamento de um certo número de reflexões. Isto permitirá o conhecimento da orientação absoluta do sistema cristalino recíproco (a*, b*, c*) em relação ao sistema XYZ fixo à cabeça goniométrica.

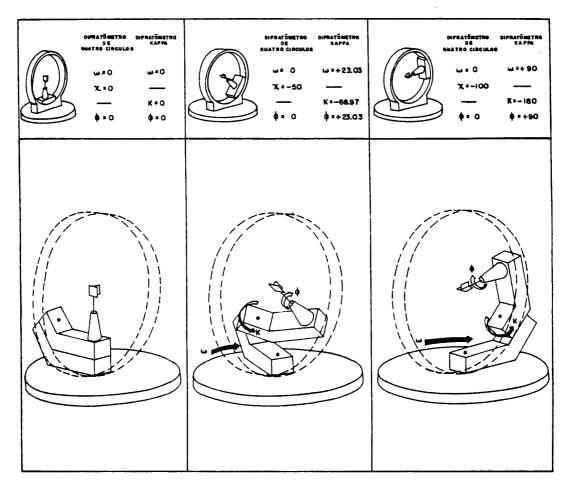


Figura 3.13: comparação entre o difratômetro de quatro círculos e o difratômetro Kappa.

Com as reflexões obtidas inicialmente, é composto um conjunto de vetores (V) composto dos vetores recíprocos iniciais, mais a soma e a diferença entre eles. Deste conjunto de dados, são selecionados três vetores que obedecem os seguintes critérios:

- a*: vetor de espaihamento V₁, com o menor módulo.
- b*: vetor de espaihamento V_2 , com o menor módulo, e que seja o mais perpendicular possível a V_1 .
- c*: vetor de espalhamento V_3 com o maior módulo que seja o mais perpendicular possível a V_1 e V_2 .

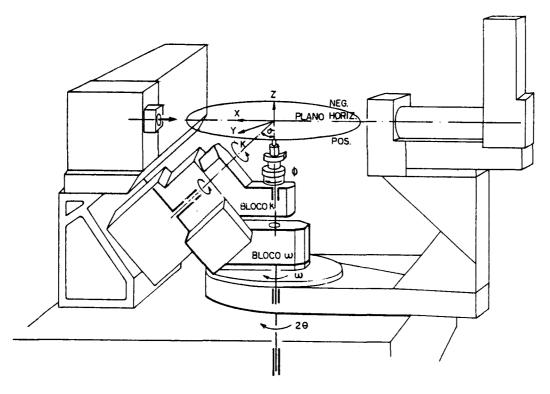


Figura 3.14: o difratômetro Kappa CAD-4.

Estes três vetores irão formar a base do espaço recíproco, a partir de qual todos os outros vetores serão indexados, por um procedimento de mínimos quadrados. Normalmente estes vetores têm índices fracionários próximos de inteiros, e por sucessivas recentragens (incuindo outros vetores de espalhamento) é possível obter-se uma cela unitária (recíproca e/ou direta) tentativa.

A partir destes três vetores pode-se construir uma matriz chamada tensor métrico que torna possível transformar a cela unitária de modo que a nova cela obtida apresente a simetria máxima do sistema^[30].

$$[D] = \begin{bmatrix} \mathbf{a} \cdot \mathbf{a} & \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} & \mathbf{a} \cdot \mathbf{c} \\ \mathbf{b} \cdot \mathbf{a} & \mathbf{b} \cdot \mathbf{b} & \mathbf{b} \cdot \mathbf{c} \\ \mathbf{c} \cdot \mathbf{a} & \mathbf{c} \cdot \mathbf{b} & \mathbf{c} \cdot \mathbf{c} \end{bmatrix}$$
(3.9)

Com o conhecimento destes dados, é possível posicionar qualquer vetor de espalhamento em condição de difração e então medir a intensidade da reflexão.

A medida da intensidade integrada é normalmente feita usando a varredura ω - 20, na qual o cristal e o detetor se movimentam de forma acoplada, e o perfil da reflexão é o apresentado na fig. 3.15.

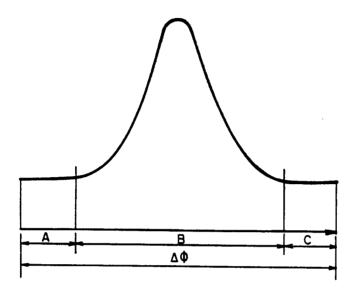


Figura 3.15: perfil do feixe difratado.

Considera-se que nas regiões A e C há somente radiação de fundo. Tomando-se N_A , N_B , N_C como o número de contagens medidas pelo detetor nas regiões A, B, C, w a velocidade com que é feita a varredura da reflexão e $w_{máx}$ a velocidade máxima de varredura, a intensidade I_0 é, então:

$$I_0 = \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{w}_{\text{out}}} \left[N_B - 2(N_A + N_C) \right]$$
 (3.10)

E o desvio padrão da reflexão é

$$\sigma(I_0) = \frac{w}{w_{max}} \left[N_B + 4(N_A + N_C) \right]^{1/2}$$
 (3.11)

A importância de $\sigma(I_0)$ está no fato de que $\sigma(|F_0|)$ derivado dele é utilizado no refinamento da estrutura (no cálculo do sistema de pesos e no refinamento dos parâmetros atômicos).

As intensidades são coletadas em uma escala arbitrária e é necessário conhecer a intensidade absoluta. Considerando onde $|F_{obs}|^2$ está em escala arbitrária e $|F|^2$ está na escala absoluta:

$$\left|F_{\text{obs}}\right|^2 = K \left|F\right|^2 \tag{3.12}$$

temos que:

$$|F|^{2} = \left[\sum_{i} f_{i} \exp \left[2\pi i \left(hx_{i} + ky_{i} + iz_{i}\right)\right]\right] \left[\sum_{j} f_{j} \exp \left[-2\pi i \left(hx_{j} + ky_{j} + iz_{j}\right)\right]\right] =$$

$$= \sum_{i} \sum_{j} f_{i} f_{j} \exp \left[2\pi i \left[h(x_{i} - x_{j}) + k(y_{i} - y_{j}) + i(z_{i} - z_{j})\right]\right]$$
(3.13)

que pode ser separada em duas partes, uma para i - j e outra para i = j:

$$|F|^{2} = \sum_{i} f_{i}^{2} + \sum_{i} \sum_{j=1}^{n} f_{i} f_{j} \exp \left[2\pi i \left[h(x_{i} - x_{j}) + k(y_{i} - y_{j}) + k(z_{i} - z_{j}) \right] \right]$$
(3.14)

Se ou a média ou a soma em (3.14) é feita sobre todos os indices hkl o último termo tende a zero, então:

$$\overline{|\mathbf{F}|^2} = \overline{\sum_{\mathbf{j}} \mathbf{f}_{\mathbf{j}}^2} \tag{3.15}$$

De acordo com (3.12):

$$\overline{\left|F_{obs}\right|^2} = K \overline{\left|F\right|^2} \tag{3.16}$$

e:

$$\overline{\left|F_{obe}\right|^{2}} = K \sum_{i} f_{i}^{2} \tag{3.17}$$

E, desta última equação, temos o fator de escala:

$$K = \frac{\overline{|F_{obs}|^2}}{\sum_{j} f_j^2}$$
 (3.18)

Incluindo as vibrações térmicas (eq. 1.25), pode-se chegar ao método proposto por Wilson^[31], onde o fator de temperatura pode ser encontrado ao mesmo tempo em que o conjunto de fatores de estrutura (derivados das intensidades) podem ser colocados em uma escala absoluta.

III.5 Fatores que afetam a intensidade

As intensidades coletadas (descritas na seção anterior) constituem o material do qual as estruturas cristalinas são determinadas. Na maioria dos casos elas representam toda a informação obtida de medidas físicas do cristal, e o desenvolvimento da determinação de uma estrutura depende de uma hábil extração da informação contida nas intensidades observadas. A

manipulação inicial destas intensidades e suas conversões para uma forma corrigida (e geralmente mais útil) é chamada de *redução dos dados*, onde são incluidos os *fatores que afetam a intensidade*. Os principais fatores serão discutidos a seguir.

III.5.1 Fator de Lorentz

O fator de Lorentz (L) aparece porque o tempo necessário para um ponto da rede recíproca passar pela superfície da esfera de reflexão não é constante, mas varia de acordo com a posição no espaço recíproco e da direção na qual o ponto se aproxima da esfera. Isto implica em que a rede recíproca não é composta de pontos ideais, e sim de volumes muito pequenos que demoram um certo tempo para entrar e sair da condição de difração.

A forma do fator de Lorentz depende da geometria do equipamento utilizado [32]. Para o difratômetro CAD-4 a forma do fator de Lorentz é:

$$L = \frac{1}{\sin 2\theta} \tag{3.19}$$

onde θ é o ângulo da Bragg da reflexão.

III.5.2 Fator de Polarização

O fator de polarização p (definido pela eq. 1.14) é uma função simples de 20, e é independente do equipamento usado para a coleta dos dados.

$$p = \frac{1}{2} + \frac{\cos^2 2\theta}{2} \tag{3.20}$$

Este fator aparece da natureza do feixe de raios X e pela maneira na qual sua eficiência de reflexão varia com o ângulo de reflexão (θ). Por este fator, a intensidade inicial pode ser diminuida por, no máximo, um fator 1/2.

Normalmente este fator não causa grandes dificuldades, mas em todo equipamento há um cristal monocromador a mais, e o fator de polarização deste monocromador deve ser também levado em conta^[33].

As correções para os fatores de Lorentz e polarização são normalmente feitas ao mesmo tempo e podem ser escritas:

$$|F(\mathbf{h})| = \sqrt{\frac{C I(\mathbf{h})}{L p}} \tag{3.21}$$

III. Obtenção dos Dados Experimentais

onde C é um fator que depende do tamanho do cristal, intensidade do feixe e outras constantes fundamentais^[34].

III.5.3 Atenuação

Depois de um feixe de raios X com intensidade I penetrar em uma porção do cristal cuja espessura é dt, a intensidade é reduzida por um fator dI. A diminuição, -dI, é proporcional à intensidade original I, à espessura dt, e à absorção específica µ (conhecida como coeficiente de absorção linear). Consequentemente:

$$-dI = \mu I dt \tag{3.22}$$

ou

$$-\frac{dI}{I} = \mu dt \tag{3.23}$$

Chamando a intensidade inicial do feixe de I_0 e a intensidade do feixe depois de atravessar o cristal (de espessura t) de I, a integração de (3.23) dá:

$$1n \frac{I}{I_0} = e^{-\mu}$$
 (3.24)

ou

$$I = I_0 e^{-\mu t} \tag{3.25}$$

O coeficiente de absorção linear pode ser computado a partir do conhecimento da composição química do cristal, sua densidade, e uma tabela de coeficientes de absorção de massa (p), que se relacionam por:

$$\mu = G\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \tag{3.26}$$

onde G é a densidade do cristal. Estes coeficientes estão tabelados para todos os elementos^[36].

Esta correção é a mais difícil de ser feita, pela complexidade dos cálculos no caso geral. Para obter a correção por absorção para uma reflexão é necessário calcular a absorção no caminho percorrido pelo feixe dentro do cristal para cada porção infinitesimal do cristal, e então integrar estes resultados por todo o volume cristalino [37].

III. Obtenção dos Dados Experimentais

III.5.4 $|\mathbf{F}_{obs}(\mathbf{h})|$ e seu desvio-padrão $\sigma(\mathbf{F}_{obs})$

As medidas obtidas são as intensidades $I_{obs}(\mathbf{h})$, e precisamos chegar aos módulos dos fatores de estrutura. Para isto, precisamos corrigir as intensidades medidas. Chamando a intensidade corrigida de $I_{corr}(\mathbf{h})$ e o seu desvio-padrão de $\sigma(I_{corr}(\mathbf{h}))$. temos:

$$I_{corr}(\mathbf{h}) = \frac{I_{obs}(\mathbf{h})}{L_{p} T_{r}}$$
 (3.27)

onde Tr é o fator de transmissão^[35], I_{obs} é dado por (3.10) e Lp são dados, respectivamente, por (3.19) e (3.20). Temos, também:

$$\sigma(I_{corr}) = \frac{\sigma(I_{obs}(h))}{Lp Tr}$$
 (3.28)

onde $\sigma(I_{obs}(h))$ é dado por (3.11).

Mas como

$$\left| F_{obs}(\mathbf{h}) \right|^2 = I_{corr}(\mathbf{h}) \tag{3.29}$$

então

$$\sigma(\mathbf{F}_{obe}) = \frac{\sigma(\mathbf{I}_{conr}(\mathbf{h}))}{2|\mathbf{F}_{obe}(\mathbf{h})|}$$
(3.30)

III.5.5 Fator de Temperatura

Como já foi citado anteriormente, o movimento térmico dos átomos faz com que o fator de espalhamento atômico seja diminuído por um fator:

$$\exp\left[-B\left(\frac{\operatorname{sen}\theta}{\lambda}\right)^{2}\right] \tag{3.31}$$

onde B é chamado coeficiente de temperatura

A expressão (3.31) é conhecida como fator de Debye-Waller.

Se considerarmos os índices de uma certa reflexão (hkl) como uma matriz

$$\underline{\mathbf{h}} = \begin{bmatrix} \mathbf{h} \\ \mathbf{k} \\ \mathbf{i} \end{bmatrix} \tag{3.32}$$

e, então

III. Obtenção dos Dados Experimentais

$$\mathbf{h}^{\mathbf{T}} = [\mathbf{h} \, \mathbf{k} \, \mathbf{i}] \tag{3.33}$$

temos que

$$\underline{h}^{T}\underline{h} = 4 \frac{\operatorname{sen}^{2} \theta}{\lambda^{2}} \tag{3.34}$$

e o fator de Debye-Waller pode ser escrito como

$$T = \exp\left(-2\pi^2 \underline{h}^T U \underline{h}\right)$$
 (3.35)

onde U é uma matriz simétrica 3×3:

$$U = \begin{bmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{12} & U_{22} & U_{23} \\ U_{13} & U_{23} & U_{33} \end{bmatrix}$$
(3.36)

onde $U_{ij} = \overline{u_{ij}^2}$. Esta matriz é chamada de *tensor de vibração térmica* O tensor (3.32) pode ser isotrópico ($U_{12} = U_{13} = U_{23} = 0$ e $U_{11} = U_{22} = U_{33}$) ou anisotrópico. Dependendo do grupo espacial cristalino, os valores de U_{ij} podem sofrer várias restrições.

Normalmente, em vez de se apresentar os elementos U_{ij} , utiliza-se um valor chamado "B equivalente" [38], dado por:

$$B_{eq} = \frac{4}{3} \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{3} B_{ij} \vec{a}_{i} \cdot \vec{a}_{j}$$
 (3.37)

onde a_i , a_j são os parâmetros da rede direta e B_{ij} é dado por $B=8\pi \mu_{ij}$.

Capítulo IV

As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Nos capítulos anteriores foi desenvolvida a teoria básica necessária para a determinação de estruturas por difração de raios X em monocristais. Neste capítulo serão descritas as estruturas de dois complexos de cobre com aminoácido utilizando os métodos já descritos.

IV.1 Dados experimentais

Os dados para as determinações das duas estruturas foram coletados com o difratômetro automático CAD-4. Os cristais utilizados eram azuis, na forma de paralelepípedos bem definidos.

Os compostos Cobre(II) bis (D,L-alaninato) monohidratado e Cobre(II) bis (L-valinato) monohidratado serão designados a seguir por $Cu(D,L-ala)_2 \cdot H_2O$ e $Cu(L-val)_2 \cdot H_2O$, respectivamente.

A determinação dos parâmitros de cela unitária e matriz de orientação para a coleta de dados foi feita utilizando 25 reflexões encontradas por varredura automática e centradas por critérios de mínimos quadrados. Os dados então obtidos estão na tabela 4.1.

As intensidades de difração foram medidas utilizando-se a varredura ω - 20 (pois é, estatisticamente, a varredura que permite obter a melhor relação sinal/ruído) com 0 na faixa indicada na tabela 4.2, e radiação K α do molibdênio (λ = 0,71073) selecionada por cristal de grafite. Para verificar se a radiação estava ou não danificando o cristal, a intensidade de uma reflexão foi monitorada a cada 1800 segundos (tabela 4.2), permanecendo essencialmente constante durante a exposição para os dois compostos.

Foram coletadas reflexões contidas em um quarto do espaço recíproco, incluindo as extinções sistemáticas que não eram conhecidas. O número de reflexões coletadas, o número de reflexões equivalentes e o número de reflexões com I > 3 σ (I) estão na tabela 4.2.

Os valores das intensidades dos feixes difratados formaram, então, os módulos dos fatores de estrutura e seus correspondentes desvios-padrão (dados pelas expressões 3.29 e 3.30). Os fatores de transmissão estão incluídos na tabela 4.2 para Cu(D,L-ala)₂·H₂O pois a correção por absorção foi feita somente para este complexo. As intensidades iniciais foram corrigidas pelos fatores de Lorentz e polarização.

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.1 - Principais dados cristalográficos dos complexos Cu(D,L-ala)₂·H₂O e Cu(L-val)₂·H₂O.

composto	Cu(D,L-ala)2·H2O	Cu(L-val)2·H2O
fórmula química	Cu(H2NCHCO2CH3)2·H2O	Cu[H2ONCHCO2CH(CH3)2]2·H2O
peso molecular	257,72	313,83
sistema cristalino	monoclínico	monoclínico
grupo espacial	C _{2/c}	C ₂
a(Å)	12.087(3)	21.314(5)
b(Å)	9.583(3)	9.586(2)
c(Å)	8.973(3)	7.417(2)
β(°)	110,85°(2)	108,89(2)
V(Å3)	971,3(9)	1434(1)
Dens _{calc} (g/cm ³)	1,762	1,454
$\mu(cm^{-1})$	22,388	15,298

Tabela 4.2 — Parâmetros usados nas medidas e número de reflexões coletadas

composto	Cu(D, L-ala)2·H2O	Cu(L-val)2·H2O
faixa de θ	11,5° a 24,3°	8° a 17,7°
$\theta_{ extbf{máx}}$	25°	30°
faixa de h	-14 a 13	-29 a 28
faixa de k	0a 11	0 a 13
faixa de l	0 a 10	0 a 10
reflexão padrão	$4\overline{4}\overline{8}$	$44\overline{4}$
nº de refleções coletadas	1127	2365
nº de refleções independentes	845	2198
n^{Q} de refleções com I > 3 σ (I)	737	1605
F(000)	532	660
Dimensões do cristal (mm)	$0.25\times0.25\times0.33$	$0.52\times0.38\times0.05$
fator de transmissão max. e min.	0.677 e 0.534	

Ambos os complexos teveram suas estruturas resolvidas por um mapa de Patterson (para localização do átomo de cobre) seguido por mapas de Fourier-diferença.

Passaremos, então, a discutir as duas estruturas e suas resoluções.

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

IV.2 Cobre(II) Bis (D.L-alaninato) monohidratado

IV.2.1 Determinação do grupo espacial

Com os dados corrigidos pelos fatores de Lorentz e polarização, foi feita uma análise dos índices h, k, l e dos módulos dos fatores de estrutura, que indicaram as seguintes condições de existência para as reflexões:

hkl: h + k = 2n

h01: 1 - 2n, (h - 2n)

0k0: (k - 2n)

Estas condições caracterizam dois grupos espaciais: Cc (número 9 das tabelas Internacionais de Cristalografia, volume I) e C2/c (número 15). Como não há mais condições suplementares, analisou-se o número de posições equivalentes a que um átomo em posição geral x, y, z é levado, dentro da cela unitária, pelos elementos de simetria do grupo. Este número de posições equivalentes para os dois grupos está apresentado na tabela 4.3.

Tabela 4.3 – Número do posições equivalentes dos grupos espaciais possíveis para Cu(D,L-ala)2·H2O

Grupo Espacial	Nº de pos. equiv.		
Cc	4		
C2/c	8		

O número de moléculas por cela unitária (Z) foi obtido de

$$Z = int \left(\frac{Da \cdot N \cdot V}{Pm} \right) \tag{4.1}$$

onde

int = inteiro par

Da - densidade aproximada

N - número de Avogadro

V = volume da cela unitária

Pm = peso molecular

Como sabia-se que a densidade deveria ser de aproximadamente 1,6 g/cm³, obteve-se Z = 4. Com isso, pode-se determinar a densidade correta por:

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

$$Dc = \frac{ZPm}{N \cdot V}$$
 (4.2)

que resultou em Dc = 1,762 g/cm³.

O número de moléculas por cela unitária não resolveu a ambigüidade do grupo espacial: Cc, com todos os átomos em posições gerais, ou C2/c, com o átomo de cobre em posição especial e as correspondentes moléculas de aminoácido relacionadas por simetria. Neste último caso, haveria somente uma molécula de aminoácido "independente". Decidiu-se, então, optar pelo grupo de maior simetria (C2/c), o que foi posteriormente confirmado no refinamento de estrutura.

IV.2.2 Solução e refinamento da estrutura

A estrutura foi resolvida pelo método do átomo pesado, sendo utilizado um mapa de Patterson para encontrar o átomo de cobre e subsequentes mapas de Fourier-diferença para encontrar os átomos restantes.

O mapa de Patterson, numa escala em que o pico na origem tem valor 999, apresintou os seguintes picos principais:

N do pico	altura	x/a	y/b	z/c
1	999	0,000	1,000	0.000
2	999	0,500	0,500	0,000
3	999	0,000	0,000	0,000
4	763	0,000	1,000	0,500
5	763	0,500	0,500	0,500
6	763	0,000	0,000	0,500

Tabela 4.4 - Mapa de Patterson do Cu(D,L-ala)2·H2O

O grupo espacial C2/c apresenta as seguintes posições equivalentes para um átomo em posição geral dentro da cela unitária:

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela	4.5 -	Posições e	quivalentes	para o	grupo	espacial	C2/c
--------	-------	------------	-------------	--------	-------	----------	------

Posição	Coordenadas
A	x, y, z
В	-x, -y, -z
С	-z, y, ¹ / ₂ - z
D	x, -y, 1/2 + z
E .	1/2 + x, $1/2 + y$, z
F	1/2 - x, $1/2 + y$, $1/2 + z$
G	1/2 + x, $1/2 - y$, $1/2 + z$

A partir destas posições, temos o seguinte conjunto de vetores interatômicos:

Tabela 4.6 - Vetores interatômicos do grupo espacial C2/c

Vetores Interatômicos			
2x, 2y, 2z			
$2x, 0, 2z + \frac{1}{2}$			
0, 2y, ¹ / ₂	······		

Da tabela 4.4 excluindo os picos 1, 2 e 3 (que são a origem), os três picos relevantes 4, 5, 6 representam a distância entre átomos de cobre (Cu - Cu). Estes três picos mostram que há um átomo de cobre em

$$x_{Cu} = 0.25$$

 $y_{Cu} = 0.25$ (conjunto I)
 $z_{Cn} = 0.25$

ou em

$$x_{Cu} = 0.0$$

 $y_{Cu} = 0.0$ (conjunto II)
 $z_{Cn} = 0.5$

Como o átomo de cobre deve necessariamente estar em posição especial, o conjunto I implica em um deslocamento da origem de 0, 0, 0 para 0.25, 0.25, 0.25 e o átomo de cobre estaria sobre um centro de inversão. O conjunto II indica diretamente que há um átomo de cobre sobre um centro de inversão. Desta forma, este átomo pesado teve suas coordenadas fracionárias fixadas em

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

$$x_{Cu} = 0$$

$$y_{Cu} = 0$$

$$z_{Cu} = 0$$

e consequentemente, os outros átomos de cobre, relacionados pelas operações de simetria, estão em (0, 0, 0.5), (0.5, 0.5, 0) e (0.5, 0.5, 0.5).

Desta forma, as duas moléculas de aminoácido ligadas ao cobre estão relacionadas por um centro de inversão, havendo somente uma molécula "independente" de alanina.

Como há somente uma molécula de água para cada átomo de cobre, o átomo de oxigênio da molécula de água também deve estar em posição especial (centro de inversão ou eixo de rotação de ordem 2).

A partir da posição do átomo pesado, foi atribuida a ele a sua fase, e, a partir desta, foram feitas sínteses de Fourier-direrença que revelaram as fases dos outros átomos (excluindo hidrogênios). Foi então encontrado o átomo de exigênio da molécula de água em

$$x_0 = 0$$

 $y_0 = -0.1538$
 $z_0 = 0.25$

que é uma posição especial (0, -y, 1/4) (no eixo de rotação de ordem 2). Consequentemente, os átomos de hidrogênio que completam a molécula de água estão relacionados pelo elemento de simetria e, da mesma forma que as moléculas de aminoácido, é necessário encontrar somente um dos átomos de hidrogênio.

Com os átomos encontrados (exceto os hidrogênios), o modelo foi refinado pelo método de mínimos quadrados com fatores de temperatura isotrópicos. Foi feita, então, a correção por absorção utilizando o método DIFABS^[39]. As seguintes séries de Fourier-diferença, com os fatores temperatura anisotrópicos, permitiram localizar no mapa todos os átomos de hidrogênio (que foram mantidos com fatores de temperatura isotrópicos). Os fatores finais R e R pesado ficaram em 0,032 e 0,033, respectivamente, onde foi usado o esquema de pesos:

$$W = \frac{1}{\sigma(|F_0|)^2}$$

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

As correções dos parâmetros no último ciclo de refinamento por mínimos quadrados foram todas inferiores a 5% dos correspondentes desvios-padrão. Na solução e refinamento da estrutura, os fatores de espalhamento atômico dos átomo de hidrogênio ligados foram tomados segundo Stewart et al^[40], fatores de espalhamento foram dados por Cromer & Waber^[41] e os coeficientes de correção por dispersão anômala dados por Cromer & Ibers^[42]. Todos os cálculos foram executados no computador VAX-11/780 do IFQSC-USP, usando os sistemas de programas SHELX^[43] e SDP^[44].

As tabelas a seguir apresentam as coordenadas atômicas fracionárias com os respectivos fatores de temperatura isotrópicos(tabela 4.7), as distâncias e ângulos entre as ligações(tabela 4.8), os ângulos em torno do oxigênio da molécula de água (O(W)) (tabela 4.9), as distâncias e ângulos entre as pontes de hidrogênio(tabela 4.10), e os fatores de temperatura anisotrópicos(tabela 4.11). As tabelas contendo os fatores de estrutura observados e calculados estão no apêndice I.

Tabela 4.7 – Coordenadas atômicas fracionárias e fatores de temperatura isotrópicos(Å²) para Cu(D,L-ala)₂·H₂O.

átomo	I/a	y/b	z/c	Biso
Cu	0	0	0	1.79(2)
0(1)	0.1100(2)	0.1304(2)	0.1478(2)	2.09(6)
0(2)	0.2939(2)	0.2071(2)	0.2269(3)	2.72(6)
C(1)	0.2147(2)	0.1273(3)	0.1476(3)	1.81(7)
C(2)	0.2394(3)	0.0217(3)	0.0336(4)	2.40(9)
H(C2)	0.2265(0)	0.0753(0)	-0.0748(0)	4.99
C(3)	0.3636(3)	-0.0321(4)	0.0954(6)	3.8(1)
H(C3)	0.3918(0)	-0.0955(0)	0.1953(0)	4.99
H'(C3)	0.4273(0)	0.0434(0)	0.1263(0)	4.99
H*(C3)	0.3807(0)	-0.0895(0)	0.0139(0)	4.99
N	0.1470(2)	-0.0866(2)	-0.0050(3)	1.84(6)
H(N)	0.1666(0)	-0.1467(0)	0.0595(0)	4.99
H'(N)	0.1377(0)	-0.1190(0)	-0.0962(0)	4.99
O(₩)	0	-0.1538(3)	0.25	2.63(8)
H(OW)	0.0613(0)	-0.2147(0)	0.2681(0)	4.99

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.8 - Distâncias interatômicas (A) para Cu(D,L-ala)2·H2O.

• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •		
	Cu - O(1)	1.958(2)
	Cu - N	1.976(3)
	$Cu - O(\mathbf{W})$	2.684(2)
	O(1) - C(1)	1.266(4)
	O(2) - C(1)	1.234(4)
	C(1) - C(2)	1.542(4)
	C(2) - C(3)	1.495(6)
	C(2) - N	1.473(4)
	<u>ângulos interatômicos (°)</u> O(1) – Cu – N	para Cu(D.L-ala) ₂ ·H ₂ O. 83.35(9)
	Cu - O(1) - C(1)	115.0(2)
	O(1) - C(1) - O(2)	123.7(3)
	O(1) - C(1) - C(2)	116.5(3)
	O(2) - C(1) - C(2)	119.7(3)
	C(1) - C(2) - C(3)	112.7(3)
	C(1) - C(2) - N	108.0(3)
	C(3) - C(2) - N	114.9(3)
	Cu - N - C(2)	108.1(2)
	N - Cu - O(W)	93.20(7)

Tabela 4.9 – Angulos (*) em torno do átomo de oxigênio da molécula de água.

 $O(1) - Cu - O(\overline{W})$

$Cu - O(\mathbf{W}) - Cu$	113.4(1)
Cu - O(W) - H(OW)	105.00(4)
$Cu - O(\mathbf{W}) - H'(O\mathbf{W})$	116.40(3)
$ \underline{\hspace{1cm} H(OW) - O(W) - H'(OW)} $	100.3(2)

89.22(7)

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.10 – Distâncias das pontes de hidrogênio (Å) para Cu(D,L-ala)2·H₂O (os átomos doador e aceitador estão indicados por D e A, respectivamente).

	indicados	por De A, r	espectivamen	nte).	
D	Н	A	DA	HA	D-H
O(W)	H(OW)	0(2)	2.767(3)	1.890(2)	0.911(2)
N	H(N)	0(2)	3.062(3)	2.283(2)	0.791(2)
N	H,(N)	0(1)	3.015(3)	2.203(2)	0.845(2)
	ângulo	s (°) entre	as pontes de l	<u>hidrogênio</u>	
	D	H	A	ângulos D-F	I A
	O(W)	H(OW)	0(2)	161.0(1)	1
	N	H(N)	0(2)	168.5(2)	}
	N	H'(N)	O(1)	161.3(2)	•

Tabela 4.11 – Fatores de temperatura anisotrópicos (A^2) para $Cu(D,L-ala)_2 \cdot H_2O$.

átomo	U(1,1)	U(2,2)	U(3,3)	U(2,3)	U(1,3)	U(1,2)
Cu	0.0172(4)	0.0206(4)	0.0286(4)	-0.0066(2)	0.0063(3)	-0.0021(2)
0(1)	0.024(1)	0.025(1)	0.032(1)	-0.0078(8)	0.0115(8)	-0.0046(8)
0(2)	0.030(1)	0.031(1)	0.043(1)	-0.0136(9)	0.013(1)	-0.0126(9)
C(1)	0.025(2)	0.020(1)	0.024(1)	0.001(1)	0.008(1)	-0.003(1)
C(2)	0.024(2)	0.029(2)	0.040(2)	-0.009(1)	0.014(2)	-0.007(1)
C(3)	0.026(2)	0.046(2)	0.067(3)	-0.022(2)	0.011(2)	-0.001(2)
N	0.025(1)	0.019(1)	0.028(1)	-0.0032(9)	0.0106(9)	-0.003(1)
0(W)	0.025(2)	0.024(2)	0.050(2)	0	0.013(1)	0

IV.2.3 Descrição da estrutura

Existem quatro átomos de cobre em cada cela unitária, situados sobre centros de inversão localizados em (0, 0, 0), $(0, 0, \frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$ e $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$. Cada um deles está coordenado a dois átomos de oxigênio e a dois átomos de nitrogênio de duas moléculas de alanina (relacionadas pelo centro de inversão), e este arranjo resulta em um plano cristalograficamente perfeito. A figura 4.1 mostra esta parte do complexo, junto com os outros átomos (excuindo os hidrogênios) que compõem o complexo cobreaminoácido. Dois átomos de oxigênio de duas moléculas de água (ralacionadas pelo centro de inversão), localizados em eixos de rotação de ordem 2,

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

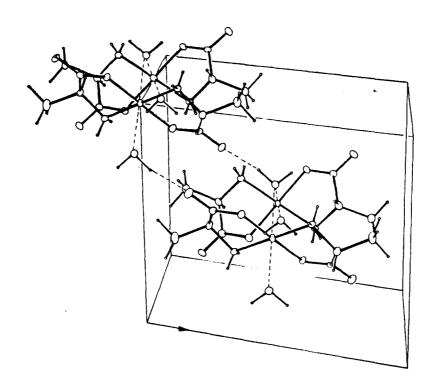
completam os vértices de um octaedro alongado em volta do átomo de cobre, o que resulta em uma coordenação 6 para este íon. Como as distâncias Cu - N e Cu - O(1) são levemente diferentes, a simetria local é um pouco distorcida.

No empacotamento cristalino, cada átomo de oxigênio da molécula de água está em um vértice comum a dois octaedros vizinhos e seus orbitais eletrônicos livres apontam para os correspondentes íons cobre(II). A molécula de água também está ligada por fortes pontes de hidrogênio a átomos de oxigênio das carboxilas de duas moléculas vizinhas. Outra interação que mantém as moléculas unidas é uma rede de pontes de hidrogênio relativamente fraças entre o átomo de nitrogênio e o oxigênio carboxilato de moléculas vizinhas. Estas interações podem ser vistas na figura 4.2.

$$C(3)$$
 $C(2)$
 $C(1)$
 $C(1)$
 $C(2)$
 $C(1)$
 $C(2)$
 $C(3)$

Figura 4.1: desenho da estrutura molecular do complexo Cu(D,L-ala)2·H2O mostrando o esquema de numeração dos átomos (molécula de água excluída).

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina



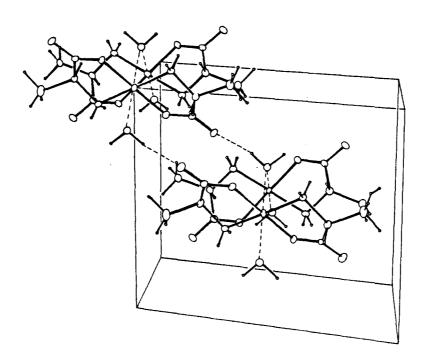


Figura 4.2: projeção estereoscópica da estrutura cristalina do complexo Cu(D,L-ala)₂·H₂O.

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Os átomos de cobre estão mais próximos na direção do eixo c(d(Cu - Cu) - 4,487 Å) do que os relacionados pela operação de simetria de centragem de face C(d(Cu - Cu) - 7,712 Å). Além disso, as moléculas de água estão fortemente ligadas aos átomos de cobre do eixo c, o que sugere um comportamento magnético bidimensional (interação de superexchange).

IV.3 Cobre(II) Bis (L-valinato) monohidratado

IV.3.1 Determinação do grupo espacial

Para determinar o grupo espacial deste complexo foi utilizada a câmera de Weissenberg, além do difratômetro automático CAD-4.

Primeiramente foi feita uma fotografia de rotação, com o objetivo de alinhar o cristal para as seguintes fotografias de oscilação para os níveis zero e um (figuras 4.3 e 4.4). Nesta câmera foi utilizada radiação $K\alpha$ do cobre $(\lambda = 1.5418 \text{ Å})$ filtrada por níquel.

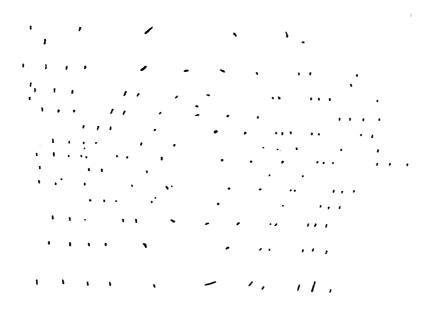


Figura 4.3: fotografia de rotação para Cu(L-val)2·H2O.

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

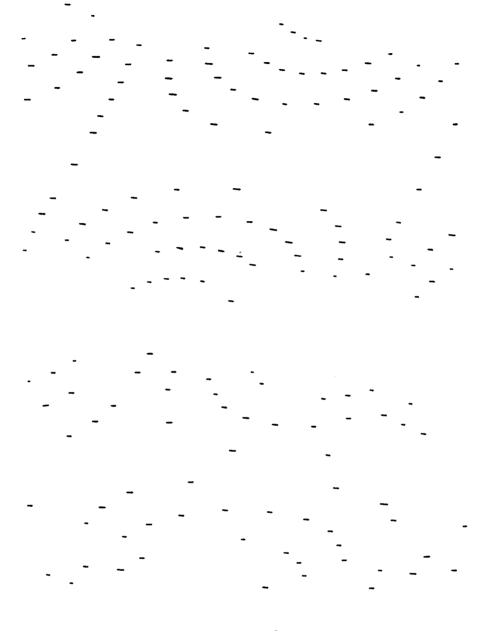


Figura 4.4: (a) fotografia de Weissenberg de nível zero para Cu(L-val)2·H20.(b) fotografia de Weissenberg de nível um para Cu(L-val)2·H20.

Por estas fotografias, pode-se concluir que o sistema cristalino é monoclínico, e o grupo espacial é C2. As reflexões permitidas para este grupo ocorrem para

hkl: h + k = 2n

h01: (h - 2n)

0k0: (k = 2n)

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Estas condições foram confirmadas com o uso do difratômetro automático, pela análise dos índices h, k, l e módulos dos fatores de estrutura (corrigidos pelos fatores de Lorentz e polarização), e pelo mapa de Patterson.

IV.3.2 Solução e refinamento da estrutura

Este complexo teve sua estrutura resolvida por um mapa de Patterson e séries de Fourier-diferenca.

O mapa de Patterson apresentou os seguintes picos relevantes (o pico na origem foi normalizado para o valor 999):

Tabela 4.12 – Mapa de Patterson para Cu(L-val)₂·H₂O

nº do pico	altura	x/a	У/b	z/c
1	999	0,000	1,000	0,000
2	999	0,500	0,500	0,000
3	999	0,000	0,000	0,000
4	584	0,500	1,000	0,500
5	584	0,000	0,500	0,500
6	584	0,500	0,000	0,500
7	177	0,043	0,135	0,191

No grupo espacial C2 existem as seguintes posições equivalentes para um átomo em posição x, y, z dentro da cela unitária:

Tabela 4.13 – Posições equivalentes para o grupo espacial C2

Posição	Coordenadas
A	x, y, z
В	-x, y, -z
С	1/2 + x, $1/2 + y$, z
D	1/2 - x, $1/2 + y$, $-z$

Com estas posições, o possível vetor interatômico é (2x, 0, 2z), sendo que este vetor corresponde aos picos 4, 5 e 6 do mapa da Patterson. Como estes picos são muito maiores do que o pico 7, conclui-se que representam as distâncias entre os átomos de cobre. Este átomo está localizado então, em

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

$$x_{Cu} = 0.25$$

 $y_{Cu} = 0.5$
 $z_{Cu} = 0.25$

e os outros três relacionados por simetria estão em (0.75, 0.5, 0.75), (0.75, 0.0, 0.25) e (0.25, 0.0, 0.75).

As séries de Fourier-diferença feitas após a localização do átomo de cobre permitiram localizar somente onze dos dezessete átomos não hidrogenóides. Estes átomos que não puderam ser localizados pertencem à cadeia lateral do aminoácido, sendo que os átomos que estão coordenados com o cobre foram facilmente identificados. Os mapas de Fourier-diferença apresentaram picos de desidade eletrônica nas regiões prováveis de se encontrar os átomos da cadeia lateral do aminoácido, mas quando foram incluídos no modelo seus parâmetros posicionais e de vibração térmica (isotrópicos) não atingiram valores com sentido físico. Desta forma, decidiuse refinar os fatores de ocupação destes átomos, com suas posições retiradas do mapa de Fourier-diferença. Este procedimento também não forneceu resultados coerentes, o que foi atribuido à desordem dos átomos na cadeia lateral. Foi, então, refinado o modelo pelo método de mínimos quadrados (excuindo os átomos que apresentam desordem ocupacional) sendo que somente o átomo de cobre foi tratado com fator de temperatura anisotrópico. Com a impossibilidade de encontrar alguns dos átomos de carbono, foi impossível também localizar os átomos de hidrogênio presentes no complexo.

No último ciclo de refinamento foi liberada a posição do átomo de cobre (já que este não está em posição especial). Neste estágio, as correções dos parâmetros estavam todas inferiores a 5% dos correspondentes desviospadrão, e foi então considerada concluída a determinação da estrutura do complexo. Os fatores R e R pesado finais foram 0,12 e 0,13, repectivamente, e os pesos utilizados seguiram

$$\mathbf{w} = \frac{1}{\sigma^2(\mathbf{F_0})}$$

Os fatores de espalhamento foram dados por Cromer & Waber^[41] e coeficientes de correção por dispersão anômala foram tomados segundo Cromer & Ibers^[42], sendo que todos os cálculos foram feitos em um computador VAX-11/780 com os sistemas de programas SHELX^[43] e SDP^[44].

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

As tabelas que contém coordenadas atômicas fracionárias e fatores de temperatura isotrópicos (tab. 4.14), distâncias interatômicas (tab. 4.15), ângulos interatômicos (tab. 4.16), prováveis pontes de hidrogênio com seus respectivos ângulos (tab. 4.17), melhores planos e ângulos diédricos e de torção (tab. 4.18) são apresentadas a seguir. Os fatores de estrutura observados e calculados estão no apêndice II.

IV.3.3 Descrição da estrutura

Este complexo consiste de íons cobre(II) arranjados em camadas paralelas ao plano bc. Os íons cobre(II) estão ligados ao nitrogênio e um oxigênio de dois residuos do aminoácido valina, sendo que a unidade CuN₂O₂ é praticamente planar. Interação adicional com uma molécula de água completa a coordenação 5 do cobre. Os ligantes equatoriais (N₂O₂) formam a base de uma pirâmide quadrada um pouco distorcida, em cujo vértice está o átomo de oxigênio da molécula de água. O cálculo por mínimos quadrados do melhor plano que passa pelos ligantes equatoriais mostra que o cobre e o átomo de oxigênio da molécula de água estão acima deste plano 0,214(3) e 2,52(2) Å, respectivamente.

Como não foram localizados os átomos de hidrogênio neste complexo, as possíveis interações por ponte de hidrogênio foram calculadas pelas distâncias entre os átomos não-hidrogenóides. Desta forma, a molécula de água provavelmente forma um par de pontes de hidrogênio relativamente fortes com os oxigênios carboxilatos de duas moléculas vizinhas (vide tabela 4.17). Além destas ligações, as moléculas possivelmente estão ligadas dentro das camadas por um conjunto de pontes de hidrogênio entre os nitrogênios e oxigênios carboxilatos de moléculas vizinhas (tabela 4.17).

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.14 — Coordenadas atômicas fracionárias e fatores de temperatura isotrópicos (A2) para Cu(L-val)₂·H₂O.

átomo	x/a	y/b	z/c	Biso
Cu	0.2409(1)	0.5	0.2419(3)	3.33(6)
N(1)	0.197(1)	0.654(2)	0.055(3)	3.6(4)
C(11)	0.161(1)	0.594(3)	-0.149(4)	4.0(5)
C(12)	0.185(1)	0.442(3)	-0.147(3)	3.2(4)
0(11)	0.1761(8)	0.383(2)	-0.296(3)	4.6(4)
0(12)	0.2193(8)	0.383(2)	0.023(2)	3.8(3)
N(2)	0.294(1)	0.623(3)	0.457(3)	4.2(5)
C(21)	0.332(1)	0.535(3)	0.637(4)	4.8(6)
C(22)	0.329(2)	0.388(3)	0.572(4)	4.9(5)
0(21)	0.363(1)	0.300(2)	0.688(3)	4.9(5)
0(22)	0.2876(9)	0.351(2)	0.398(3)	4.1(4)
O(W)	0.1509(7)	0.312(3)	0.359(2)	4.9(3)

fatores de temperatura anisotrópicos

átomo	U(1,1)	U(2,2)	U(3,3)	U(2,3)	U(1,3)	U(1,2)
Cu	0.058(1)	0.0302(9)	0.036(1)	-0.002(2)	0.0128(9)	-0.005(3)

Tabela 4.15 - Distâncias interatômicas (A) para Cu(L-val)₂·H₂O.

Cu - N(1)	2.03(2)	
Cu - O(12)	1.90(2)	
Cu - N(2)	2.01(2)	
Cu - O(22)	1.90(2)	
$Cu - O(\mathbf{W})$	2.35(2)	
N(1) - C(11)	1.57(3)	
C(11) - C(12)	1.54(4)	
C(12) - O(11)	1.20(3)	
C(12) - O(12)	1.36(3)	
N(2) - C(21)	1.57(4)	
C(21) - C(22)	1.48(4)	
C(22) - O(21)	1.25(4)	
C(22) - O(22)	1.35(4)	

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.16 – Angulos interatômicos (°) para Cu(L-val)₂·H₂O.

N(1) - Cu - O(12)	85.1(8)
N(1) - Cu - N(2)	97.6(9)
N(1) - Cu - O(22)	173.5(8)
$N(1) - Cu - O(\mathbf{W})$	88.0(8)
O(12) - Cu - N(2)	160.1(9)
O(12) - Cu - O(22)	90.6(8)
$O(12) - Cu - O(\mathbf{W})$	110.1(8)
N(2) - Cu - O(22)	84.7(9)
$N(2) - Cu - O(\mathbf{W})$	89.7(9)
$O(22) - Cu - O(\mathbf{W})$	98.1(8)
Cu - N(1)u - C(11)	111.(1)
N(1) - C(11) - C(12)	106.(1)
C(11) - C(12) - O(11)	119.(1)
C(11) - C(12) - O(12)	119.(1)
O(11) - C(12) - O(12)	122.(1)
Cu - O(12) - C(12)	117.(1)
Cu - N(2) - C(21)	111.(1)
N(2) - C(21) - C(22)	106.(1)
C(21) - C(22) - O(21)	117.(1)
C(21) - C(22) - O(22)	120.(1)
O(21) - C(22) - O(22)	122.(1)
Cu - O(22) - C(22)	116.(1)

Tabela 4.17 — Distâncias (Å) e ângulos (°) das prováveis pontes de hidrogênio para Cu(L-val)₂·H₂O (os doadores e aceitadores estão representados por D e A, respectivamente).

D	A	D A	ângulo Cu-D A
O(W)	O(11a)	2.734(3)	112.8(8)
O(W)	O(21b)	2.786(4)	94(1)
N(1)	O(12¢)	3.00(3)	119.4(8)
N(1)	O(21b)	2.97(3)	95.9(9)
N(2)	O(11c)	2.92(3)	108(1)
N(2)	O(22b)	3.19(3)	116.2(9)

Código de simetria:

(a) x, y, 1 + z

(b) 1/2 - x, 1/2 + y, 1 - z

(c) 1/2 - x, 1/2 + y, -z

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

Tabela 4.18 – Melhores planos (por mínimos quadrados), ângulos diédricos(°) entre os planos e ângulos de torção (°) para Cu(L-val)₂·H₂O.

A equação do plano é da forma: $A \times x + B \times y + C \times z - D = 0$, onde A, B, C e D são constantes e x, y e z são coordenadas ortogonalizadas.

plano nº	A	В	С	D	átomo	x	у	z	distância ^a
1	0.9506	0.1363	-0.2789	4.7226		átomos no plano			
					0(12)	4.6189	3.6714	0.1614	0.124
					N(1)	4.0668	6.2692	0.3860	-0.110
					0(22)	5.1742	3.3647	2.7931	-0.124
					N(2)	5.1690	5.9721	3.2071	0.111
						outros átomos			
					Cu	4.5537	4.7930	1.6976	-0.214
					0(₩)	2.3543	4.9080	2.5194	-2.518
2	0.9694	0.2161	-0.1166	5.2521		átomos no plano			
					0(12)	4.6189	3.671 4	0.1614	0.000
					N(1)	4.0668	6.2692	0.3860	0.000
					Cu	4.5537	4.7930	1.6976	0.000
3	0.9039	0.0689	-0.4222	3.7293		átomos no plano			
					0(22)	5.1742	3.3647	2.7931	0.000
					N(2)	5.1690	5.9721	3.2071	0.000
					Cu	4.5537	4.7930	1.6976	0.000

a) Distâncias de sinais opostos correspondem à átomos que estão em lados opostos do plano.

<u>ângulos diédricos entre planos</u>									
	plano nº	plano nº	ângulo di	édrico					
	1	2	10.63 ±	1.56					
	1	3	9.47 ±	2.31					
	2	3	19.89 ±	1.20					
		ângulos de	torção						
átomo 1	átomo2	átomo3	átomo4	ângulo					
N(1)	C(11)	C(12)	0(11)	-164.03 (2.26)					
N(1)	C(11)	C(12)	0(12)	11.71 (3.02)					
N(2)	C(21)	C(22)	0(21)	171.84 (2.58)					
N(2)	C(21)	C(22)	0(22)	-12.25 (3.58)					

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina

A fig. 4.5 mostra o fragmento que pode ser encontrado no complexo (com o esquema de numeração dos átomos) e a fig. 4.6 mostra uma visão estereoscópica do modelo. Um esquema das ligações de hidrogênio em uma das camadas está na fig. 4.7.

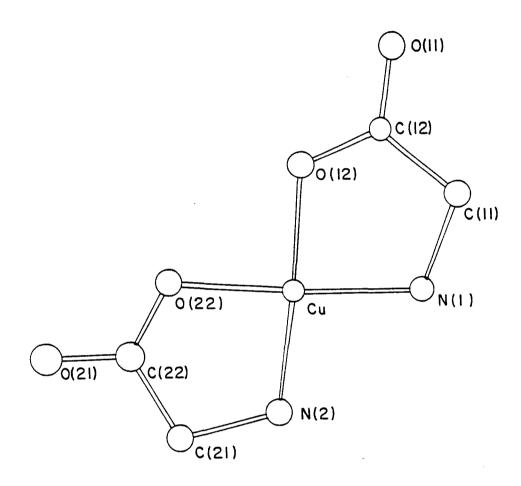
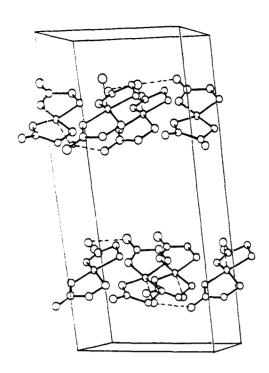


Figura 4.5: esquema do fragmento da molécula Cu(L-val)2·H2O

Como este complexo cristalizou em camadas, provavelmente deve ter um comportamento magnético bidimensional, como o $Cu(D,L-ala)_2 \cdot H_2O$. Para este composto também estão sendo feitas medidas de ressonância paramagnética eletrônica.

IV. As estruturas cristalinas dos complexos de cobre(II) com os aminoácidos alanina e valina



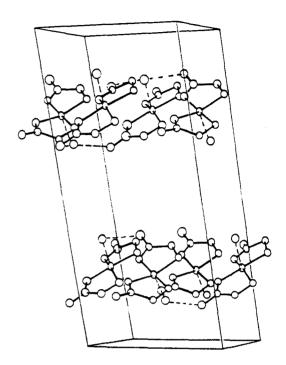


Figura 4.6: projeção estereoscópica do Cu(L-val)2·H20.

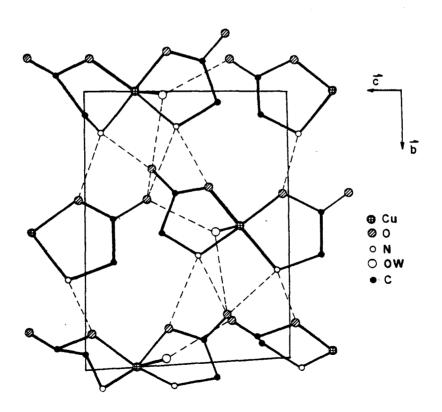


Figura 4.7: projeção em um plano perpendicular ao eixo real \vec{a} de uma das camadas do $Cu(L-val)_2 \cdot H_2O(x = 1/4)$. As pontes de hidrogênio estão indicadas por linhas pontilhadas.

Considerações Finais

As estruturas cristalinas e moleculares propostas foram resolvidas até onde foi possível: uma integralmente e outra parcialmente (por problemas de desordem ocupacional). Nos dois casos foi determinado o conjunto de ligantes do íon metálico e as pontes de hidrogênio entre as moléculas. Os dois complexos estudados, pelas suas estruturas moleculares e cristalinas, provavelmente apresentam interações antiferromagnéticas tipo Heisenberg. Em Cu(D,L-ala)2·H2O o possível caminho de interação entre os átomos de cobre é mediado pela molécula de água, enquanto que em Cu(L-val)2·H2O a interação deve seguir o caminho Cu-O(12)···H(N1)-N(1)-Cu ou Cu-O(22)···H(N2)-N(2)-Cu. Desta forma, este trabalho é a base para futuras investigações de outras propriedades físicas neste tipo de sistema.

Referências Bibliográficas

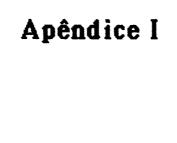
- [1] Compton, A. H. & Allison, S. K. "X-rays in Theory and Experiments", D. Van Nostrand Company, London (1967)
- [2] Compton, A. H. Phys. Rev. 21, 715 (1923); 22, 409 (1923)
- [3] James, R. W. "The Optical Principles of the Diffraction of X-rays", "The Crystalline State", Vol 2 G. Bell & Sons, London, 1950 (pag 115)
- [4] Thomson, J. J. "Conduction of electricity through gases" Cambridge University Press, Cambridge, England, 3ª ed., Vol 2, (1933) 256-259
- [5] Levine, I. N. "Quantum Chemistry", Allyn & Bacon, Boston, 1974 (2ª edicão)
- [6] James, R. W. "The Optical Principles of the Diffraction of X-rays", "The Crystalline State", Vol 2 G. Bell & Sons, London, 1950 (pag 123)
- [7] James, R. W. "The Optical Principles of the Diffraction of X-rays", "The Crystalline State", Vol 2 G. Bell & Sons, London, 1950, Cap. IV
- [8] Debye, P. Annl. Phys. 43, 49 (1914)
- [9] Buerger, M. J. "Elementary Crystallography", John Wiley, New York, 1963
- [10] International Tables for X-ray Crystallography Vol I, Birmingham, The Kynoch Press, 1974
- [11] International Tables for X-ray Crystallography, Vol II, Birmingham, The Kynoch Press, 1974
- [12] Ramaseshan, S., in "Advanced Methods in Crystallography", Ed. por Ramachandran, G. N, Academic Press (1964).
- [13] Woolfson, M. M. "Direct Methods in Crystallography", Oxford University Press, London, 1961
- [14] Blundell, T. L. & Johnson, L. N. "Protein Crystallography" Academic Press, London, 1976 (Cap. 6)
- [15] Patterson, A. L. "A Fourier series method for the determination of the components of interatomic distances in crystals" Phys. Rev 46, 372-376 (1934)
- [16] Patterson, A. L. "A direct method for the determination of the components of interatomic distances in crystals" Z. Krist, (A) 90, 517-542 (1935)

Referências Bibliográficas

- [17] Ladd, M. F. C. & Palmer, R. A. "Structure Determination by X-ray Crystallography", Plenum Press, New York and London, Pag 156-158 (1977)
- [18] Buerger, M. J. "Vector Space", Wiley, New York, Pag 198-200 (1959)
- [19] Sim, G. A. Acta Cryst. 12, 813 (1959)
- [20] Sim, G. A. Acta Cryst. 13, 511 (1960)
- [21] Rollett, J. S. "Least Squares Procedures in Crystal Structure Analysis", em "Crystallographic Computing", editado por F. R. Ahmed, Munksgaard, Copenhagen, 1970
- [22] Bragg, W. H. & Bragg, W. L. "The Crystalline State A general Survey", em "The Crystalline State", vol. I, G. Bell & Sons, 1949, cap. II.
- [23] Ladd, M. F. C; & Palmer, R. A. "Structure Determination by X-ray Crystallography", Plenum Press, New York and London, 1978, pag. 10.
- [24] Ewald, P. P. Z. Kristollagr Miner 56, 129 (1921)
- [25] Buerger, M. J. "X-ray Crystallography", John Wiley & Sons, New York, 1949.
- [26] Stout, G. H. & Jensen, L. H. "X-ray Structure Determination", The Macmillan Company, London, 1969, pag. 91 a 93.
- [27] Nuffield, E. W. "X-ray Diffraction Methods", John Wiley & Sons, New York, London, Sidney, 1966, pag. 304.
- [28] Buerger, M. J. "X-ray Crystallography", John Wiley & Sons, New York, 1949, cap. 14.
- [29] CAD4 Operation Manual, Enraf Nonius, Delft, Holland (1977).
- [30] Roof, R. B. "A Theoretical Extension of the Reduced Cell Concept in Crystallogruphy" Report of the Los Alamos Scientific Laboratory, USA. Atomic Energy Commission, 1969.
- [31] Wilson, A. J. C. Nature 150, 152 (1942).
- [32] Buerger, M. J. "Crystal Structure Analysis", John Wiley & Sons, New York, London, Sidney, 1960, cap. 7.
- [33] Santos, C. O. P. Dissertação de Mestrado. U.S.P., Instituto de Física e Química de S. Carlos, Departamento de Física e Ciência dos Materiais, 1983, pag. 17.

Referências Bibliográficas

- [34] Buerger, M. J. "Crystal Structure Analysis", John Wiley & Sons, New York, London, Sidney, 1960, cap. 7, pag 46.
- [35] Castellano, E. E. Tese de Livre Docência, IFQSC-USP(1978).
- [36] International Tables for X-ray Crystallography, Vol. III Birmingham, The Kynoch Press, 1974.
- [37] Busing, W. R. & Levy, H. A. Acta Cryst. 10, 180 (1957) Meulenaer, J. & Trompa, H. Acta Cryst. 19, 1014 (1965) Coppens, P.; Meulenaer, J. & Trompa, H. Acta Cryst. 22, 601 (1967).
- [38] Hamilton, W. C. Acta Cryst. 12, 609 (1959).
- [39] Walker, N & Stuart, D. Acta Cryst. (1983) A39, 158-166.
- [40] Stewart, R. F; Davidson, E. R; Simpson, W. T. J. Chem Phys (1965) 42, 3175.
- [41] Crower, D. T. & Waber, J. T. "International Tables for X-ray Crystallography", Kynoch Press Birmingham, England, 1974, vol. IV, p. 71.
- [42] Crower, D. T. & Ibeis. J. A. "International Tables for X-ray Crystallography", vol. IV, p. 149.
- [43] Sheldrich, G. M. "SHELX, a program for crystal structure determination"; University of Cambridge: Cambridge, England, 1976.
- [44] Frenz, B. A. "Enraf-Nonius Structure Determination Package"; Enraf-Nonius, Delft, The Neatherlands, 1983.



[Bis(D.L-alaninato)copper(I)].H2O,

I>3sisma(I)

5 Feale &

5 Fobs,

Pase

5 Sisma(Fobs)

5 Sisma(Fobs)

á

Apêndice	· II	

**

H , Feale Solumns dive values of 5 Fobs. ž 5 Sisma(Fobs) -20 -18 -16 -14 -12 -10 0 L 760 141 212 93 174 106 126 129 119 9 11 13 50 54 54 5 78 124 207 K≠ 2 48 94 15 K= 54 79 خ 74-76731 114 114 82958 78574954337 845450638574957350 3324721 200 130 21 9099779678816 6 1521 1111 7 さいいいいい 3165 871 23 40 K= 002 70 49 Participation of the second of 12 á 6 K = 1 L= 349577 38 121625737 5)4 133 2111 1 1211 133 2111 1 1211 Ċ, 190 11-222K211111----33 K= 415 415 141 141 77 CICICICIONISIONISIONA CICICICIONISIONISIONA CICICICIONISIONISIONI CICICICIONISIONISIONI CICICICIONISIONISIONI CICICICICIONISIONISIONI CICICICICIONI CICICICICICIONI CICICICICICIONI CICICICICICICIONI CICICICICICICI CICICICICI CICICICICI CICICICI CICICICI CICICICI CICICI 111885555 -8 111232 35534451 0-642024 276491921 4857944360 051360691 11297665400726218420 3222111 4333333CCCCCCCCCCCCSSSS43 K = 1112333 7 148440999 6322331 11111222 8 L= 303 229 229 36544431 20 = ±3: 4 0910063451 11112199 114 123 81 12564231 121995891 K115319753 <u>3</u> 111 × 220964208 46 L7 198095691 11111 9 L= K 579 28 57264 11004 11004 11101 493537951L671798 0530 111111131221 0085312221 113579=02 42 235010A 42 235010A K = 112558244 12558244 りがいいいいいいいいい 254 3181 196 3186 -42024 1214 966572. 93 53 81 : 4 69 47 11501109 /2 L= 45 77 12 14 15 1 5 L= K24 22 162 118 K =

5 Feale Columns sive values of 5 Fobs, S Sisma(Fobs) ž 93146569 = 12146569 L88 233 81 657 45 53 45 45 12222K2197531 4 -20 -18 11233223 -1135791 99 1111179=2095 -2111 -2111 -1642 -120 11233332344553 3 3 ક 59 L= 1219 128451 -8 -6 19282108 11108 39 -6 2 1-00 5 236 156 K----11 - T 65 72 -14 -12 -10 -9 197135585584732 93 14557531092905124 110344521211 -- 7 -5 <u>ა</u> Ŏ 71 58 137192575 192575 129 - 1 1. 133 74 6217240350037902514002 11336861 342 2221 0 1226752872945 1226751254 1 K208644208 当ファウ MUMBERS CONTRACTOR CON 180 = 5319753197 ----11197 111122 1847 32 483 54 554 3 L4 555 95 1357=642086420 ----11120 64440400CICICICICICICIOSOS40044 5 5 346235528A 9 23344 11344 1135 1135 124957569 11396 71 14858 124 166 155 152 13559546 = 13560 -5 56 88 -3 -1 162 147 1198 -8 172 235 176 142 128 87 1112K2222111111------6 138 -4 142 237130867991740188 111 122 211 221 -002 120 138 48/ 1119864 1119864 1135=86420422 ------47 4 4 4 64 34 1357913=0864208 ----1 580246804=9753 111122K11153 LÓ 1111 1111222 221 57 3/4 57 2-7 96 1 122235 34 11 12223565511 5 342 38 575 59 1222223332 1222223327 102=753197 -----51379170 -6 -119753t 11 3457 557 527 5435 75435 110 11 547214432 5472 160 105 37 58 51 34 -5

Columns dive values of H , 5 Fabs, Feale Sisma(Fobs) -12 -10 -8 -4 -42 -20 24 -21 -19 -17 47 89 49 71 113 184 141 184 109 173 190 212 200 765 89 151 109 170 **BENEROLDE BENEROLDE A** Δ ã9 1237 1593 -133 204 182 95 71 92 -1.19851874779178150149457877 3357775374197543275727554 33 11121111 K22222211111 12 3550 1272 1373 1373 132 -7 1122K211153 -5 -3 11099702 34229187811 11090084255444552357 47 54 43 20 14 -1 $\frac{101}{127}$ きらつつ 45)44 3 11 01555555513 47 83 1028L0751524122795 11642895 1431803577 11408574987 111111 11233222 132 11 111111 1794187747035021475 132 11 111111 1794187747035021475 146=19539 --11539 -10 -6 -131-77-53 --1-7-53 -4 14555553110 54 -/ -5 K = + 12332232221 -18 -16 -14 -12 -10 - 1 1.3 કર્કે 11976 8313210 7 9 94 47 -8 1111 002 = 19753 --113 13 15 -6 -4 34 51 1 46633868068324 122222233222233 1K22222364 L= -14208 -1-14208 15792956 157 -13 -11 -7 -5 -3 180 158 12 14 -164 -120 -108 -1-108 -1-108 74 49 14865 1217 1217 144 47 = 7 = 527 = 570 -19753+ -1 9044 104 2106 1148776276 65820358 113579-1357=44208642086420 1111-K22222111111----241 241 241 97 51 42 58 77 12 14 11 L= K1-93113579 100.820112619 543533563 K175319753 L 377 160 160 140 140 -10 -a . Ľ= 53 24 ਲੇ -6 -4 209 -13 -14

5 Feale

5 Sisma(Fobs)

L=

6 L= 7 L= 23

817 L72518L286L65729L92L92144328317L1L413796L529L9530 817 L72518L286L65729L92L92144328317L1L413796L529L9530 817 L72518L286L65729L92L92144328317L1L413796L529L9530 817 L72518L286L65729L92L92144328317L1L413796L529L9530

40

i,

31

38

3123332

211

27 2

4 11 2 13

10

159

9 10

Columns give values of H ,

69

7

台アフ

9

á

138

15

\$ 0

220 25

ō

25 8

21

1 12131 1234

î₂

-25391225 -2212225

K2K22222

K---2K2179

K-840

11K115=208420

10

K = 725

5 Sisma(Fobs)