



جمهورية العراق  
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي  
جامعة بابل  
كلية التربية للعلوم الصرفة / قسم الفيزياء

## حيود الاشعة السينية في البلورات

بحث تقدم به الطالب ( احمد واثق ياسين ) الى عمادة  
كلية التربية للعلوم الصرفة وهو جزء من متطلبات نيل  
شهادة البكالوريوس في قسم الفيزياء

بإشراف :

أ.د فؤاد شاكر هاشم

٢٠٢٤ م

١٤٤٥ هـ

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

( يَرْفَعِ اللَّهُ الَّذِينَ آمَنُوا مِنْكُمْ وَالَّذِينَ  
أُوتُوا الْعِلْمَ دَرَجَاتٍ )

صدق الله العلي العظيم

اية ١١ سورة المجادلة

## اهداء

اهدي ثمار جهدي الى روح والدي العزيز، الذي كان مصدر  
إلهامي و قوتي ، والى والدي الغالية التي زرعت في الامل  
والصبر ، والى اخوتي الذين وقفوا الى جانبي في كل خطوة ،  
والى أصدقائي الذين شاركوني الافراح و الصعاب و الى كل من  
درسني و علمني، الذين اناروا دربي بالعلم والمعرفة ، انتم  
البوصلة التي هدتني والسند الذي اعتمدت عليه بعد الله عز وجل  
لكم مني كل الحب والتقدير.

## شكر وتقدير

الحمد لله الأول بلا اول كان قبله والآخر بلا آخر يكون بعده الذي قصرت عن رؤيته ابصار الناظرين وعجزت عن نعته أوهام الواصفين، الحمد لله حمداً يبقى سائراً كفضله على جميع خلقه.

أتقدم بجزيل الشكر والامتنان الى كل من كان داعماً لي في مسيرتي الدراسية والى كل من تعلمت منه حرفاً.

والشكر موصول ايضاً الى اساتذتي في كلية التربية للعلوم الصرفة قسم الفيزياء وبالخصوص الى الأستاذ الفاضل الدكتور [ فؤاد شاكر هاشم ] الذي تفضل مشكوراً بقبول الاشراف على هذا البحث ولم يبخل بتقديم النصيحة والإرشاد لي لإتمام هذا البحث.

وفي الختام اسأل الله ان يوفقني وأياكم لكل خير يحبه و يرضاه وأكرر شكري لكم لأنه من لم يشكر المخلوق ما شكر الخالق فشكراً لكم من القلب مع فائق التقدير والاحترام.

الصفحة	المحتويات
	واجهة البحث
أ	الآية
ب	الاهداء
ج	الشكر و التقدير
د	المحتويات
٤-١	الفصل الأول
٤-١	نبذة عن الاشعة المستخدمة لادارة التركيب البلوري
١٧-٥	الفصل الثاني
٧-٥	١-٢ توليد الاشعة السينية
٩-٧	٢-٢ أطيااف الاشعة السينية
١٥-١٠	٣-٢ تشتت الاشعة السينية بواسطة الذرة
١٧-١٥	٢-٤ تشتت الاشعة السينية بواسطة بلورة
٢٢-١٨	الفصل الثالث
١٩-١٨	١-٣ عامل التركيب البنائي للشبيكة
١٩	٣-٢ الاشعة السينية في تحليل التركيب البنائي للمادة الصلبة
٢١-١٩	٣-٣ الحيود وقانون براغ
٢٢	٤-٣ الخلاصة
٢٣	المصادر

# الفصل الأول

” نبذة عن الأشعة المستخدمة لدراسة التركيب البلوري ”

## "نبذة عن الأشعة المستخدمة لدراسة التركيب البلوري"

### ١-١ الأشعة المستخدمة لدراسة التركيب البلوري

لكي تكون الأشعة مناسبة لدراسة التركيب البلوري للمادة في الحالة الصلبة يجب أن يكون الطول الموجي للأشعة مساويا تقريبا للمسافة بين الذرات.

وحيث ان المسافة بين ذرات المادة الصلبة تكون في حدود ( $10^{-8} cm$ ) فإن الأشعة التي بواسطتها يمكن الحصول على معلومات مهمة عن التركيب البنائي للمادة يجب أن يكون لها طول موجي في المرتبة نفسها ( $10^{-8} cm$ ).

عند سقوط بعض أنواع الإشعاعات على المادة الصلبة فإنها تنتشر بواسطة المستويات الذرية للمادة وتحيد عن مسارها وتتداخل معا مكونة نموذج حيود (patter Diffraction) يحمل في طياته معلومات عن التركيب البنائي للمادة.

يمكن استخراج هذه المعلومات والحصول على تفاصيل التركيب البنائي للمادة المتبلورة عن طريق تحليل نماذج الحيود الجيدة للأشعة داخل هذه المادة.

يمكن استخدام العديد من أنواع الفوتونات في تجارب الحيود لدراسة التركيب البنائي للمادة المتبلورة منها: الأشعة السينية، النيوترونات والإلكترونات.

بالرغم من أن هذه الأنواع تختلف فيما بينها في الطاقة (وبالتالي في الطول الموجي) إلا أن المعالجة الرياضية للأنواع الثلاثة تكون متشابهة تقريبا.

تعتمد زوايا حيود الفوتونات في المادة بصورة أساسية على كل من التركيب البنائي للمادة المسببة للحيود والطول الموجي للفوتونات المستخدمة.

تتبع طاقة فوتون الأشعة السينية طبقا لطولها الموجي من العلاقة:

$$E = hv = \frac{hc}{\lambda} \quad 1 - 1$$

• حيث  $h$  ثابت بلانك ( $6.62 \times 10^{-27} erg. sec$ )

•  $v$  تردد الموجة و  $c$  هي سرعة الضوء

ومن هذه العلاقة يمكن كتابة الطول الموجي للأشعة السينية على الصورة الآتية:

$$\lambda (A^\circ) = \frac{12.4}{E(kev)}$$

2 - 1

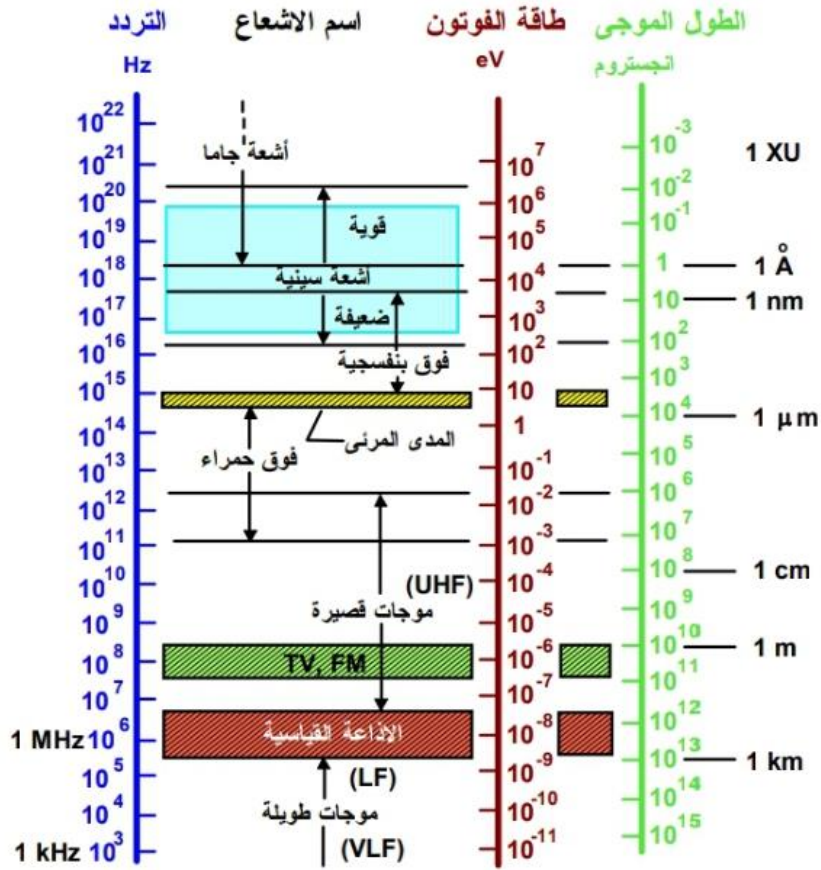
يتضح من هذه العلاقة أن طاقة فوتون الأشعة التي تكون في حدود 10-50 كيلو إلكترون فولت يعطى طول موجي في حدود ٠,٤-٠,٢ أنجستروم. يبين الشكل 1-1 موقع الأشعة السينية في طيف الموجات الكهرومغناطيسية. في هذا الطيف بسبب غياب القيم الدقيقة للحدود العلوية والسفلية لمناطق الموجات الكهرومغناطيسية المختلفة فإن الحدود بين المناطق تكون اختيارية. تصلح أشعة النيوترونات المعجلة في دراسة التركيب البنائي لبعض أنواع المواد الصلبة وذلك بسبب عزمها المغناطيسي، الأمر الذي يجعلها تتفاعل بشدة مع الكتلونات الذرات التي تكون المادة. ترتبط طاقة النيوترون المتحرك بسرعة كبيرة بطول موجات دي برولي المصاحبة له طبقاً للعلاقة:

$$E = \frac{h^2}{2M_n \lambda^2}$$

3 - 1

حيث  $M_n$  كتلة النيوترون ( $1.675 \times 10^{-24} gm$ )





الشكل ١-١ طيف الموجات الكهرومغناطيسية

وعندما نقوم بتعويض ثابت بلانك وكتلة النيوترون يكون الطول

$$\lambda (A^\circ) = \frac{0.28}{[E(ev)]^{\frac{1}{2}}} \quad 4 - 1$$

يكون الطول الموجي للنيوترون ذو الطاقة 0.08ev في حدود 1A° ويطلق على مثل هذه النيوترونات اسم النيوترونات الحرارية.

تصلح الالكترونات المعجلة للاستخدام في تجارب الحيود وذلك بسبب شحنتها الكهربائية وهذا الامر يجعلها تتفاعل بشدة مع ذرات المادة.

مسافة الاختراق للإلكترونات أقل مسافة الاختراق الأشعة السينية ولذلك تستخدم الأشعة الالكترونية في دراسة التركيب البلوري لأغشية رقيقة من المواد او دراسة أسطح البلورات السميكة.

ترتبط طاقة الالكترونات المتحركة بسرعة كبيرة بطول موجات

دي برولي المصاحبة لها حسب العلاقة:

$$E = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \quad 5 - 1$$

حيث  $m$  هي كتلة الالكترون  $9 * 10^{-34} gm$  ويمكن كتابة الطول الموجي المصاحب للإلكترون بالصورة الآتية:

$$\lambda(A^\circ) = \frac{12}{[E(ev)]^{\frac{1}{2}}} \quad 6 - 1$$

# الفصل الثاني

" توليد وخصائص الأشعة السينية "

## توليد وخصائص الأشعة السينية

### ٢-١ توليد الأشعة السينية

اكتشفت الأشعة السينية عام ١٩٨٥ على أيدي العالم رونتنجن وتأكدت طبيعتها الموجية ١٩١٣ عندما أجريت أولى تجارب الحيود التي اقترحها ((فون لاوا)). ثم بينت التجارب اللاحقة ان الأشعة السينية موجات مستعرضة وإنها موجات كهرومغناطيسية.

يتراوح الطول الموجي للأشعة السينية بين  $0.1 \text{ \AA}$  (وهو الحد الأدنى لأشعة كاما) و  $100 \text{ \AA}$  (وهو الحد الأقصى للموجات فوق البنفسجية). وينظر هذا المدى تراوح طاقتها من  $0.1 \text{ keV}$  الى  $100 \text{ keV}$ .

وتحسب طاقة الفوتون من الأشعة السينية (بوحدة فولت الإلكترون  $eV$ ) والذي طوله موجته  $\lambda$  (بالأنجستروم  $\text{ \AA}$ ) من العلاقة :

$$E = \frac{12400}{\lambda} \quad 1 - 2$$

$$\left( 1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Joule}, \quad E = hv = \frac{hc}{\lambda} \right)$$

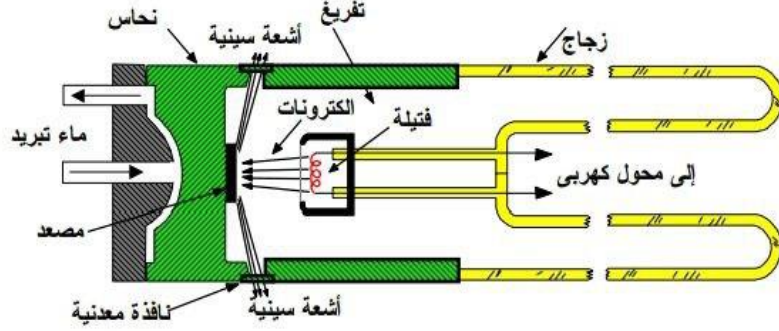
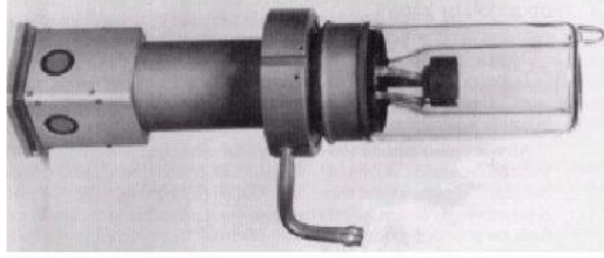
ويتراوح الطول الموجي للأشعة السينية المستخدمة في دراسة التركيب البلوري بين  $0.5 \text{ \AA}$  و  $2.5 \text{ \AA}$

وتنشأ الأشعة السينية عندما يصطدم إلكترون تم تعجيله في مجال كهربائي بهدف مصنوع من مادة فلزية ويسمى هذا الهدف المصعد.

ولا تتحول كل طاقة الإلكترون المعجل الى طاقة اشعاعية - لأسباب كثيرة- ولذلك اصطلح على تعريف مقدار يسمى بكفاءة توليد الأشعة السينية  $(\eta)$ .

$$\frac{\text{طاقة الفوتون}}{\text{طاقة الإلكترون}} = \eta = 1.1 \times 10^{-9} z. v$$

حيث  $z$  العدد الذري للمصعد و  $v$  الجهد الكهربائي المستخدم في تعجيل الإلكترونات مقاساً بالفولت. وقد تصل كفاءة مصعد التنجستن، الى نحو  $0.8\%$  اذا كان يعمل عند جهد مقداره  $100 \text{ kv}$ .



الشكل (١-٢)

### انبوبة حديثة لإنتاج الأشعة السينية

يبين الشكل (١-٢) انبوبة حديثة لإنتاج الأشعة السينية. في الأنبوبة مصعد مصنوع من الصلب وبها أربعة نوافذ مصنوعة من عنصر البريليوم الذي يعتبر شفافاً بالنسبة للأشعة السينية. ويتصل المصعد بكتلة من النحاس تتخللها أنابيب دقيقة يمر بها ماء التبريد.

وتنتهي الأنبوبة بعنق زجاجي تثبت بقاعه التوصيلات الكهربائية، ويحتفظ بالأنبوبة تحت تفريغ عالي لتجنب حدوث أكسدة للأجزاء المعدنية المعرضة لارتفاع درجة حرارتها، وحتى لا يحدث انهيار كهربائي بين عناصرها التي بينها فرق جهد مرتفع.

من أهم العناصر داخل الأنبوبة أيضاً فتيل من التنجستن يتم تسخينه بتيار كهربائي متردد، ويمكننا تغيير شدة التيار للحصول على درجة حرارة تسمح بالحصول على مستوى معين من الانبعاث الإلكتروني الذي يحدد بدوره مستوى تيار الأنبوبة.

ودانما ما يكون جهد الفتيل سالبا بالنسبة لجهد المصعد الذي يظل عند جهد الأرض (أي صفراً). وقد اختير هذا النظام من أجل سلامة الأنبوبة وكفاءة عملها.

يتم تركيز الشعاع الإلكتروني بواسطة غطاء معدني، فيسقط الشعاع على منطقة مستطيلة الشكل وصغيرة المساحة من الهدف، كما أن هناك مجمعات تتيح الحصول على شعاع من الأشعة السينية ذي شكل وهندسة محددتين لدى خروجه من الأنبوبة.

وتتراوح القدرة الكهربائية المستهلكة في انبوبة معتمدة بين ١,٥ الى ٢ كيلو وات.

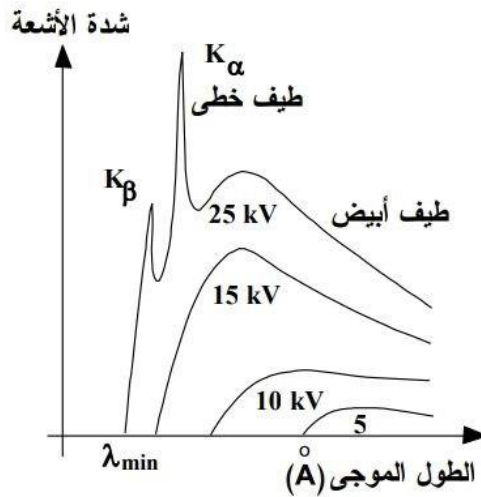
ويلاحظ ان معظم هذه القدرة تتحول الى طاقة حرارية قد تؤدي الى انصهار مادة المصعد وتدميره، ولهذا كان من الواجب إدارة المصعد حتى تنتزع الحرارة عليه.

وبعد خروج الاشعة السينية من نوافذ البريليوم يأتي دور المرشحات اللازمة لاستبعاد بعض الاطوال الموجية والسماح للبعض الاخر.

## ٢-٢ أطياف الاشعة السينية

من خلال دراسة طيف الاشعة السينية وجد انها مكونه من نوعين من الاطياف ، طيف متصل والذي يحتوي على جميع الاطوال الموجية للأشعة السينية وطيف خطي والذي هو عبارة عن فوتونات ذات اطوال موجية محددة.

تتغير شدة الطول الموجي للطيف المتصل مع الطول الموجي للفوتونات أي انه يبدأ باقل طول موجي  $\lambda_{min}$  ويتناقص الطول الموجي مع تناقص الجهد المطبق بين المصعد والمهبط كما بالشكل ٢-٢.

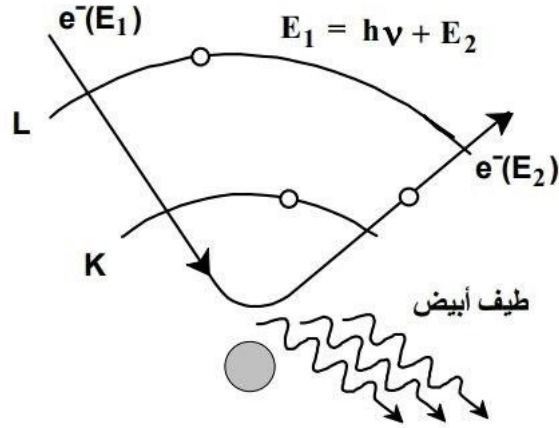


الشكل ٢-٢ اعتماد طيف الاشعة السينية لهدف من المولبديوم على فرق الجهد المطبق بين المهبط والهدف.

يشار إلى الطيف المتصل بالطيف الأبيض (أو طيف الفرملة) وينشأ عندما تفقد الإلكترونات المعجلة طاقتها عند اصطدامها مع ذرات مادة الهدف الذي معه تثار الإلكترونات وتنتقل إلى مستويات طاقة أعلى.

على الجانب الأخر عند مرور الإلكترون بالقرب من نواة ذرة الهدف فإنه يعاني من تأثير جذب مجال النواة له والذي يؤدي إلى تخفيض سرعته (فرملته) وفقد طاقة حركته بالتدريج وبشكل مستمر.

تنبعث هذه الطاقة المفقودة في شكل فوتونات أشعة سينية تحتوي على جميع الأطوال الموجية في مدى معين.



الشكل ٢-٣ منشأ الطيف الأبيض

بفرض ان طاقة الالكترن المعجل قبل التصادم هي  $E_1$  وطاقة الالكترن بعد التصادم هي  $E_2$  فان طاقة الفوتون المنبعث تعطى بالعلاقة الاتية:

$$E_1 = hv + E_2$$

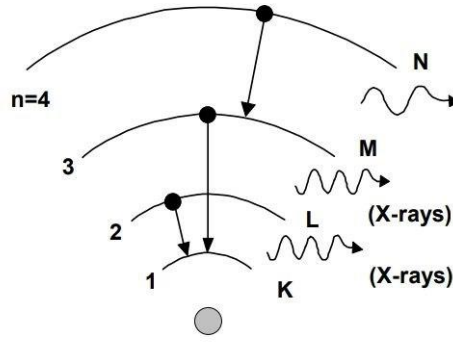
حيث  $v$  تردد الفوتون ويكون أكبر ما يمكن والطول الموجي اقل ما يمكن عندما تكون

$$E_2 = 0$$

كما بالشكل ٢-٣

فيما الطيف الخطي فيمكن تعريفه بأنه طيف مميز لذرات مادة الهدف المستخدم في توليد الاشعة أي انه يختلف باختلاف مادة الهدف.

وقد اقترح العالم كوسيل عام ١٩٢١ تفسيراً لمنشأ الطيف الخطي مستعيناً بنظرية بوهر للمستويات الالكترونية والتي تفترض ان الالكترونات تترتب في مدارات  $(N, M, L, K)$  طبقاً لعدد الكم الرئيسي  $(n)$  تتنبأ هذه النظرية بأن فروق الطاقة بين المدارات المتتالية تتزايد مع تناقص عدد الكم  $n$  وان انتقال الالكترن من المدار  $n=2$  الى المدار  $n=1$  يصاحبه انطلاق اشعاع قوي كما بالشكل ٢-٤



الشكل ٢-٤ اشعة سينية متولدة بواسطة انتقالات الإلكترونات بين المدارات الداخلية

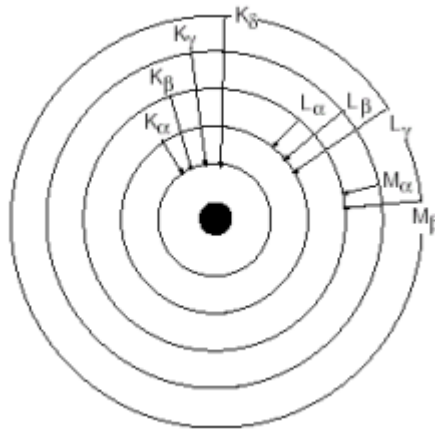
يتولد من الانتقالات بين المدارات الخارجية إشعاع ذي طاقة صغيرة وطبقاً لمعادلة ريديبيرج فإن طاقة الفوتون الناتج عن انتقال الكترون من مستوى بدائي  $n_i$  الى مستوى نهائي  $n_f$  تكون

$$\Delta E = \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) RZ^2$$

حيث R هو ثابت ريديبيرج و z هو العدد الذري.

من المعادلة السابقة يتضح ان فرق الطاقة المصاحبة لانتقالات الإلكترون تتزايد مع العدد الذري وان الطول الموجي للأشعة المنبعثة يزاح من  $10^{-7} \text{ m}$  الى  $10^{-10} \text{ m}$  مع زيادة العدد الذري ويعرف هذا المدى بالمدى الاشعة السينية.

تتكون فوتونات الأشعة السينية من مجموعات الأطياف المميزة والتي تسمى طبقاً للمدار النهائي والابتدائي للانتقال الإلكتروني كما بالشكل ٢-٥



الشكل ٢-٥ الانتقالات الإلكترونية التي تولد أطياف أشعة سينية خطية.



## ٢-٣ تشتت الأشعة السينية بواسطة الذرة

يمكن تقسيم عملية تشتت الأشعة على مرحلتين: (1) تشتت الأشعة بواسطة ذرات منفصلة، و (2) حيود بواسطة التداخل المتبادل بين الأشعة المشتتة. وحيث أن المرحلتين متميزتين بعضهما عن بعض، فمن الملائم معالجة كل منهما بشكل منفصل، كما نعلم تحاط أي ذرة بالإلكترونات التي تخضع للتعجيل تحت تأثير عمل المجال الكهربائي المرتبط بالشعاع. وبما أن الشحنة المعجلة تبعث إشعاعاً، فإن الإلكترونات تبعث إشعاعاً أيضاً. في الحقيقة، تمتص الإلكترونات طاقة من الشعاع وتسبب تشتته في جميع الاتجاهات. وحيث أن الإلكترونات تشكل سحابة شحنة حول النواة، فإننا يجب أن نأخذ في الاعتبار فروق الطور بين الأشعة المشتتة من المناطق المختلفة للسحابة الإلكترونية عند أخذ التشتت من الذرة ككل في الاعتبار. فيما يلي، سوف نبين كيف يتم ذلك.

أولاً نفترض إلكترون منفرد، كما هو مبين بالشكل ٢-٦ يسقط على الإلكترون مجال موجة مستوية ويعطى بالعلاقة

التالية

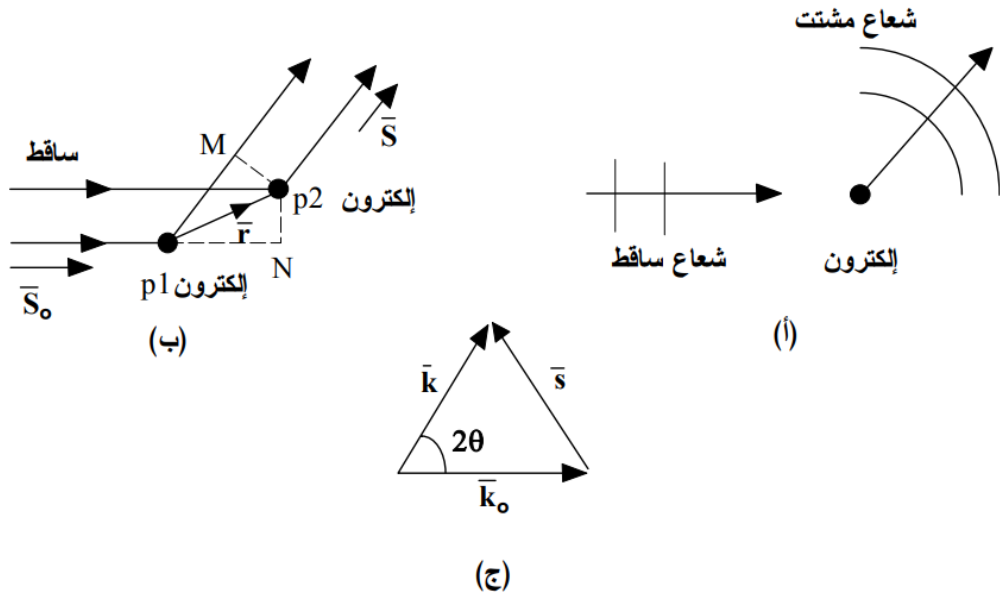
$$u = Ae^{i(k_0.r-wt)} \quad 2 - 2$$

حيث  $A$  سعة الموجة و  $k=2\pi/\lambda$  و  $w$  التردد الزاوي.

يكون المجال المشتت عبارة عن موجة كروية خارجة تمثل بالمعادلة الآتي

$$u = fe \frac{A}{D} e^{i(kD-wt)} \quad 3 - 2$$

حيث  $fe$  هو متغير يعرف بطول التشتت للإلكترون،  $D$  هو المسافة النصف قطرية من الإلكترون حتى النقطة التي عندها يتم حساب المجال. الكمية  $k$  هي العدد الموجي للموجة المشتتة ويكون لها نفس القيمة مثل  $k_0$ . نلاحظ ان سعة الموجة المشتتة تتناقص مع المسافة  $1/D$



الشكل ٦-٢ تشتت من: (أ) إلكترون منفرد، (ب) إلكترونين اثنين و (ج) متجه التشتت.

نفترض الآن أن الحزمة الساقطة تؤثر على إلكترونين اثنين، كما هو موضح بالشكل ٦-٢ (ب). في هذه الحالة يبث كلا الإلكترونين موجات كروية ويكون المجال المشتت الملاحظ عند نقطة بعيدة عبارة عن مجموع المجالات الجزئية، حيث يجب أخذ فرق الطور في الاعتبار.

وهكذا فإن

$$u' = f_e \frac{A}{D} \left[ e^{ikD} + e^{i(kD+\delta)} \right] \quad 4-2$$

حيث  $d$  مقدار تأخير الموجة المشتتة بواسطة الإلكترون رقم 1 عن الموجة المشتتة بواسطة الإلكترون رقم 2 (تم حذف عامل الزمن بغرض الإيجاز، ولكنه موجود ضمناً، كما تم اعتبار أن المسافة  $D$  إلى نقطة المجال كبيرة وإلا فإن المقام  $D$  لا يكون واحداً بالنسبة للإلكترونين) يسهل هذا الشرط الحسابات كما يوضح لماذا يوضع الكاشف (Detector) عادة على مسافة كبيرة من البلورة.

وبالرجوع للشكل ٦-٢ يمكن كتابة:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (\overline{P_1N} - \overline{P_1M}) = (\vec{r} \cdot \vec{S} - \vec{r} \cdot \vec{S}_0) k \quad 5-2$$

حيث  $\vec{r}$  متجه نصف القطر للإلكترون 2 نسبة إلى الإلكترون 1 و  $\vec{S}$  و  $\vec{S}_0$  متجهات الوحدة لاتجاهات السقوط والتشتت على نحو الترتيب.

ويعرف متجه التشتت على النحو التالي

$$\bar{s} = k(\bar{S} - \bar{S}_0) = \bar{k} - \bar{k}_0. \quad 6-2$$

ويمكن كتابته أيضاً بالصورة الآتية

$$s = 2k \sin \theta \quad 7-2$$

حيث  $\theta$  هي زاوية التشتت بالتعويض عن  $\delta$  بالمعادلة  $\delta = \bar{S} \cdot \bar{r}$  و تعويضها بالمعادلة 4-2 نحصل على

$$u' = f_e \frac{A}{D} e^{ikD} \left[ 1 + e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}} \right] \quad 8-2$$

في استنتاجنا هذا، اخترنا نقطة اصل المحاور عند الإلكترون 1. ويمكننا الآن اختيار نقطة أصل أكثر ملائمة عند أي نقطة اختيارية، وبهذا الأسلوب نعالج كلا الإلكترونين وبالتالي، يكون التعبير الرياضي للمجال المشتت الناتج على النحو التالي :

$$u' = f_e \frac{A}{D} e^{ikD} \left[ e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_1} + e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_2} \right], \quad 9-2$$

حيث  $\bar{r}_1$  و  $\bar{r}_2$  متجهات الموضع للإلكترونين بالنسبة إلى نقطة الأصل الجديدة. المعادلة 8-2 عبارة عن حالة خاصة من المعادلة 9-2، حيث  $\bar{r}_1 = 0$ ، بمعنى أن نقطة الأصل كانت مختارة عند الإلكترون 1، كما تم توضيحه من قبل.

يمكن تعميم المعادلة 9-2 لأي عدد من الأجسام المشتتة (الإلكترونات) على النحو التالي

$$u' = f_e \frac{A}{D} e^{ikD} \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_l} \quad 10-2$$

حيث  $\bar{r}$  هو متجه الموضع للإلكترون المرقم  $l$  ويتم إجراء المجموع على جميع الإلكترونات. وبالمثل، كما في حالة الإلكترون المنفرد، المعادلة 2-2 يمكن الحصول على طول التشتت للنظام ككل بالمجموع التالي

$$f = f_e \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_l} \quad 11-2$$

تشير المعادلة السابقة الى ان الطول الكلي للتشتت عبارة عن مجموعة اطوال التشتت الفردية وتتناسب شدة الحزمة المشتتة مع مربع مقدار المجال و بالتالي

$$I \sim |f|^2 = f_e^2 \left| \sum e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_l} \right|^2 \quad 12-2$$

ومن المعادلتين 11-2 و 12-2 التي حصلنا عليهما تمثلان تساؤلات مهمة في معالجة عمليات التشتت والحيود ومع ذلك سوف نستخدمها هذه المرة وفي الصفحات التالية مرة أخرى التشتت والحيود ومع ذلك سوف نستخدمها هذه المرة وفي الصفحات التالية مرة أخرى. يمكننا أن نشير باختصار إلى سمة مهمة من سمات التشتت وهي خاصية الترابط المصاحبة لعملية التشتت.

تعنى هذه الخاصية أن الأجسام المشتتة تحافظ على علاقات طوريه محددة فيما بينها، وبناءاً على ذلك، يمكننا التحدث عن التداخل بين الأشعة الجزئية. على الجانب الآخر، إذا تذبذبت الأجسام المشتتة بشكل عشوائي، أو غير مترابط، فإن الأشعة الجزئية لا تتداخل، وستكون شدة الأشعة عند الكاشف عبارة عن مجموع الأشعة الجزئية، أي أن

$$I \sim N f_e^2 \quad 13-2$$

حيث  $N$  عدد الأجسام المشتتة. لاحظ الفرق الملحوظ بين هذه النتيجة وبين التشتت المترابط في المعادلة 12-2. من الجدير بالذكر أن طول تشتت الإلكترون معروف جيداً، ويمكن إيجاده في أي كتاب كهرومغناطيسية وعلى كل حال تكتب قيمة طول تشتت الإلكترون على الصورة

$$f_e = \left[ (1 + \cos^2 2\theta) / 2 \right]^{1/2} r_e \quad 14-2$$

حيث  $re$  تسمى نصف قطر الإلكترون التقليدي وله قيمة في حدود  $10^{-15}m$

يمكننا الآن تطبيق هذه النتائج على حالة ذرة منفردة. عند محاولة تطبيق المعادلة 2-11 (حيث يظهر المجموع على الإلكترونات) نلاحظ انه ليس للإلكترونات مواضع محددة بل على هيئة سحابة شحنة متصلة تنتشر على امتداد حجم الذرة. ولذلك يجب تحويل المجموع المنفرد إلى التكامل المقابل، وهذا يؤدي إلى

$$f_e \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_l} \Rightarrow f_e \int \rho(\bar{r}) e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}} d^3 r \quad 15-2$$

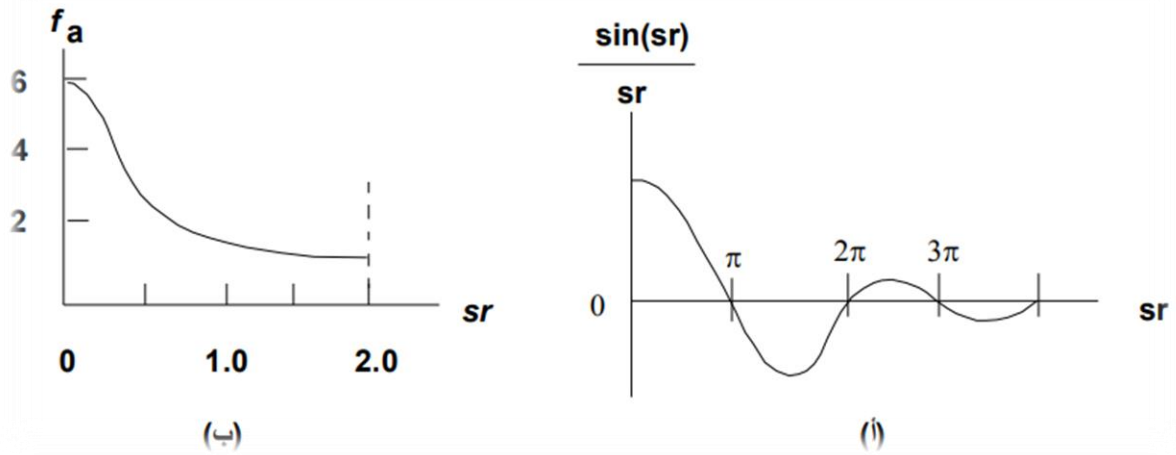
حيث  $\rho(\bar{r})$  هي كثافة السحابة (بوحدة عدد الإلكترونات لوحدة الحجم)، ويكون التكامل على مجمل الحجم الذري. يعرف عامل التشتت الذري،  $f_a$ ، بأنه عبارة عن التكامل الموجود في المعادلة السابقة، أي أن

$$f_a = \int d^3 r \rho(\bar{r}) e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}} \quad 16-2$$

نلاحظ أن  $f_a$  كمية ليس لها أبعاد. (يمكن تبسيط التكامل السابق وذلك باعتبار  $\rho(\bar{r})$  متماثلة كرويا حول النواة، لأنه حينئذ يمكن إجراء التكامل على الجزء الزاوي من عنصر الحجم. ويكون التعبير الناتج هو

$$f_a = \int_0^R 4\pi r^2 \rho(\bar{r}) \frac{\sin sr}{sr} dr \quad 17-2$$

حيث  $R$  نصف قطر الذرة (وتوضع النواة عند المركز). كما يتبين من المعادلة 2-3 ه فإن عامل التشتت  $f_a$  يعتمد على زاوية التشتت في حين ان  $s = 2k \sin \theta$  (هذا من وجود عامل التذبذب)  $\sin(sr) / sr$  في الكمية المطلوب تكاملها. يتناسب الطول الموجي للتذبذب عكسيا مع  $s$ ، كما يبين الشكل 2-6 (أ) و يزداد بسرعة التذبذب، بمعنى كلما كان الطول الموجي أقصر فإن  $f_a$  يتناقص، نتيجة التداخل بين حزم الأشعة المشتتة بواسطة المناطق المختلفة من سحابة الشحنة. وحيث ان  $s = 2k \sin \theta$  المعادلة 2-7 نجد أن  $s$  تزداد بزيادة زاوية التشتت  $2\theta$  ويؤدي هذا إلى تقليل عامل التشتت  $f_a$



الشكل ٢-٧ (أ) عامل التذبذب (ب) عامل التشتت الذري لذرة.

لكي نتابع تقدير  $f_a$  ، فإنه من الضروري معرفة كثافة الإلكترون  $\rho(\bar{r})$  في الذرة قيد الدراسة. يبين الشكل ٢-٧ (ب) عامل التشتت الذري لذرة الكربون كدالة في زاوية التشتت. يوجد اتجاه واحد خاص يمكن تقدير  $f_a$  له في الحال يسمى الاتجاه الأمامي. في هذه الحالة،  $\theta = 0$  ، و  $s=0$  بالتالي  $\sin(sr) / sr$  يختزل عامل التذبذب إلى الواحد الصحيح عندما تؤول  $sr$  إلى الصفر. و تصبح المعادلة 17-2 على الصورة

$$f_a = \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad 18-2$$

وببساطة، فإن التكامل يساوي العدد الكلي للإلكترونات في الذرة، أي العدد الذري  $Z$ ، ويمكننا كتابة المعادلة السابقة على الصورة

$$f_a(\theta = 0) = Z . \quad 19-2$$

وهذا يتفق مع الشكل ٢-٧ (ب). مازال وهكذا بالنسبة للكربون نجد أن  $f_a(\theta = 0)$  المعنى الفيزيائي للمعادلة 19-2 غير واضح تماما: عند النظر في الاتجاه الأمامي تكون كل الأشعة الجزئية في نفس الطور وبالتالي يحدث تداخل بناء.

#### ٤-٢ تشتت الأشعة السينية بواسطة بلورة

هذنا في هذا الباب هو فحص التشتت من البلورة لذا سنكمل تطبيق المعادلة 11-2 في هذه الحالة. بالمثل كما في الحالة الذرية، يعرف عامل التشتت البلوري،  $f_{cr}$ ، على النحو

$$f_{cr} = \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{r}_l}$$

20-2

حيث يمتد المجموع في هذه المعادلة ليشمل كل الالكترونات الموجودة في البلورة. للاستفادة من عامل التشتت الذري الذي نوقش من قبل، سوف نجزي المجموع (20-2) إلى قسمين. أولاً نقوم بإجراء المجموع على كل الالكترونات الموجودة في الذرة المنفردة، ثم نجري الجمع على كل الذرات الموجودة في الشبكة. يعادل هذا المجموع المزدوج المجموع على كل الالكترونات الموجودة في البلورة، كما هو مطلوب في المعادلة

حيث أن المجموع الأول من المجاميع السابقة يعبر عن عامل التشتت الذري، فإنه يمكن كتابة المعادلة 20-2 على النحو

$$f_{cr} = \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{R}_l}$$

21-2

حيث  $\bar{R}$  هو موضع الذرة المرقم  $l$

من الملائم الآن، إعادة كتابة المعادلة 21-2 كحاصل ضرب عاملين اثنين: أحدهما يشمل المجموع على خلية الوحدة والآخر يشمل المجموع على كل خلايا الوحدة في البلورة. وهكذا يتم تعريف عامل البناء الهندسي  $F$  على النحو

$$F = \sum_j f_{a_j} e^{i\bar{s} \cdot \bar{\delta}_j}$$

22-2

حيث يكون المجموع على كل الذرات الموجودة في خلية الوحدة ويكون  $\delta$  هو الموضع النسبي للذرة  $j$ . بالمثل، يمكن تعريف عامل التركيب البنائي للشبكة  $S$  على النحو

$$S = \sum_l e^{i\bar{s} \cdot \bar{R}_l^{(C)}}$$

23-2

حيث يمتد المجموع على كل خلايا الوحدة في البلورة والمتجه  $\bar{R}_l^C$  يمثل موضع الخلية رقم  $l$  في البلورة. وللتعبير عن  $f_{cr}$ ، بدلالة  $F$  و  $S$  نعود إلى المعادلة 23-2 ونكتب  $\bar{R}_l = \bar{R}_l^C + \bar{\delta}_j$  ثم نستخدم المعادلتين 22-2 و 23-2 تكون النتيجة

$$f_{cr} = FS$$

24-2

نلاحظ أن عامل الشبكة  $S$  يعتمد فقط على النظام البلوري الضمني، بينما يعتمد  $F$  على الشكل الهندسي بالإضافة إلى محتويات خلية الوحدة. في الحالة الخاصة، حيث تحتوي خلية الوحدة على ذرة واحدة يصبح العامل  $F$  مساويا للعامل  $fa$ . في الحقيقة، نجد تحليل العوامل  $f_{cr}$  المبينة في المعادلة 2-24 يستحق بعض التأكيد: لقد قمنا باستخلاص الخصائص البنائية للشبكة، المتضمنة في  $S$ ، تماما من الخصائص الذرية المتضمنة في  $F$  و تم اللجوء إلى تبسيط كبير في المعالجة، ويمكننا الآن معالجة هذين العاملين بشكل مستقل. وحيث أن العامل  $fa$  يتضمن المجموع على بضع عوامل ذرية فقط، فإنه يمكن بسهولة تقديره بدلالة العوامل الذرية للشبكة.



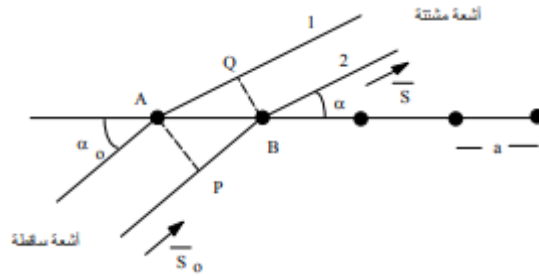
# الفصل الثالث

" استخدام الأشعة السينية في تحليل التركيب  
البنائي للمادة الصلبة "

## استخدام الأشعة السينية في تحليل التركيب البنائي للمادة الصلبة

### ١-٣ عامل التركيب البنائي للشبيكة

عند مناقشة تشتت الأشعة السينية يعتبر عامل التشتت ذو أهمية كبيرة حيث بالاعتماد على هذا العامل سوف نحسب قيمة  $S$  والتي عندها  $S$  عن المجموعة المنفصلة والمتعلقة بقانون براغ سنبدأ الفحص بأبسط الحالات الممكنة وهي تشتت حزمة من الأشعة بواسطة شبيكة في بعد واحد تتكون من ذرة واحدة، كما هو موضح في الشكل ١-٣



الشكل ١-٣ تشتت من شبيكة أحادية البعد

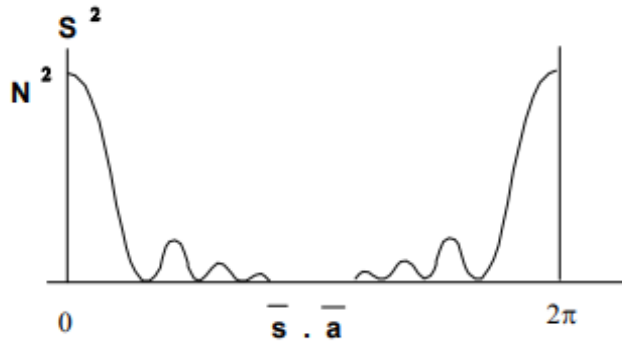
على فرض اننا نرسم لمعامل الأساس بالرمز  $\bar{a}$  بأنه يمكن كتابته عامل التركيب البنائي على النحو التالي

$$S = \sum_{l=1}^N e^{is \cdot l \bar{a}} \quad 1-3$$

حيث وضعنا  $\bar{R}_l^{(C)} = l \bar{a}$  و  $N$  هو العدد الكلي للذات والمتسلسلة في المعادلة 3-1 هي متوالية هندسية وتكون النسبة المشتركة لها  $e^{is \cdot \bar{a}}$  ويمكن تقديرها بسهولة ، حيث تكون النتيجة كالآتي :

$$S = \frac{\sin \left[ \left( \frac{1}{2} \right) N \bar{s} \cdot \bar{a} \right]}{\sin \left[ \left( \frac{1}{2} \right) \bar{s} \cdot \bar{a} \right]} \quad 2-3$$

نريد الان ان نعرف كيف تعتمد هذ الدالة على متجه التشتت  $\bar{s}$  كما نرى من المعادلة 2-3 حيث  $S$  هي نسبة الدالتين المتذبذبتين اللتين لهما فترة مشتركة  $\bar{s} \cdot \bar{a} = 0$  ، بسبب أن  $N$  أكبر بكثير من الوحدة في أي حالة عملية، فإن بسط الكسر يتذبذب بسرعة أكثر بكثير من تذبذب مقام الكسر. على أية حال، لاحظ انه للقيمة المعينة  $\bar{s} \cdot \bar{a} = 0$  يختفي تكون مساوية للعدد  $N$  كل من بسط ومقام الكسر في آن واحد، لكن القيمة المحددة ل  $S^2$  تكون مساوية للعدد  $N$  وتكون عدد كبير جداً بالمثل فإن قيمة  $S^2$  عند  $\bar{s} \cdot \bar{a} = 0$  تكون مساوية ل  $N^2$  وذلك طبقاً لدورية  $S^2$  المذكورة من قبل تم رسم الدالة  $S^2$  مع  $\bar{s} \cdot \bar{a}$  في المدى  $0 < \bar{s} \cdot \bar{a} \leq 2\pi$  كما في الشكل ٣-٢



الشكل ٣-٢ قمم التشتت

توجد لهذه الدالة قيمة عظمى أولية عند  $\bar{s} \cdot \bar{a} = 0$  وأخرى عند  $\bar{s} \cdot \bar{a} = 2\pi$  مفصولة بقيم ثانوية متداخلة تنتج من التذبذب السريع لبسط الكسر الموجود في المعادلة ٣-٢ ويمكن اهمال القيم الثانوية لصغر سعتها واعتبار الدالة  $S^2$  غير منتهية بالقرب من القمم الرئيسية.

### ٣-٢ الأشعة السينية في تحليل التركيب البنائي للمادة الصلبة

بنيت فكرة الاستخدامات العديدة للأشعة السينية في تحليل الترتيب البنائي الذرى للحالة الصلبة على حقيقة أنه يحدث للفوتونات المستخدمة حيود عند تفاعلها مع الأنظمة (مراكز الحيود) التي تكون مرتبة بشكل منتظم ومتكرر وبينها مسافات تساوى الطول الموجي للأشعة المستخدمة والتي تكون في حدود  $10^{-8}m$  تماما كما تكون للأشعة السينية

### ٣-٣ الحيود وقانون براغ

يتعين التركيب البنائي للمادة المتبلورة عادة بواسطة إحدى التقنيات المختلفة لحيود الأشعة السينية. كما يمكن الحصول على معلومات إضافية عن التركيب، أيضا، بواسطة حيود أنواع أخرى من الأشعات مثل الأشعة الإلكترونية والأشعة النيوترونية في جميع الحالات، يجب أن تكون الأطوال الموجية للإشعاع المستخدم في المدى من 0.1 الى 10 أنجستروم لأنه يجب أن تكون أقل مسافة بين الذرات والتي يمكن للإشعاع أن يعطى معلومات عنها تكون مساوية للطول الموجي للإشعاع وفى الحالة الصلبة يكون متوسط المسافة بين ذرتين متجاورتين في الصلب في حدود  $10^{-10}m$  (1 أنجستروم).

ونظراً لعدم وجود طريقة ملائمة لتركيز الأشعة السينية بواسطة العدسات ولا يمكننا تكبير الصور، لذلك فإننا لا نحاول النظر مباشرة للذرات ومشاهدتها. هذا بالإضافة إلى تأثيرات تداخل الأشعة السينية عندما تشتت بواسطة الذرات التي تشكل البلورة والتي يجب أن تؤخذ في الاعتبار. يمكن تشبيه ذلك بدراسة تركيب محزوز الحيود الضوئي عن طريق فحص نماذج التداخل الناتج عند سقوط ضوء مرئي على المحزوز. (تتراوح المسافة بين خطوط المحزوز من 0.5 الى 1 ميكرومتر ويكون الطول الموجي للضوء المرئي في حدود 0.4\_0.8 ميكرومتر) في المحزوز الضوئي تعمل الخطوط كمراكز تشتت، في حين تقوم الذرات (أو بالأحرى الإلكترونات) في البلورة بتشتيت الإشعاع.

كان العالم براغ (Bragg) أول من وضع شروط هندسية يجب أن تتحقق لكي يحدث الحيود في البلورة. لقد اعتبر براغ شعاع أحادي اللون (ذو طول موجي وحيد) من الأشعة السينية المتوائمة (موجات لها صدر مشترك) يسقط على البلورة، كما هو موضح بالشكل 3-3. علاوة على ذلك، لقد افترض أنه يمكن تمثيل الذرات التي تكون مراكز التشتت الفعلية بمجموعة من المستويات المتوازية يعمل كل منها كمرآة (تعكس الأشعة السينية). ترتبط المسافة الفاصلة بين هذه المستويات في النظام المكعبي،  $d_{hkl}$ ، مع ثابت الشبكة  $a$  بالعلاقة المعروفة الآتية

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad 1-3$$

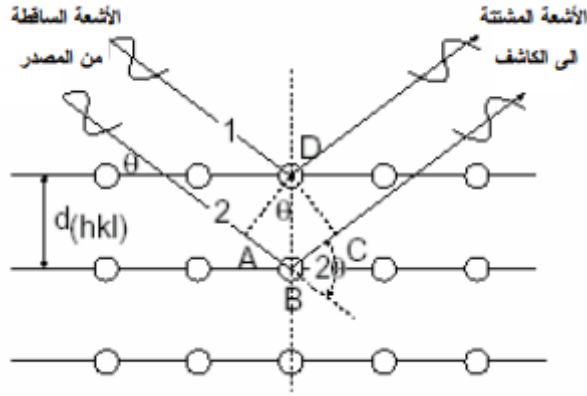
تتداخل الأشعة المشتتة مكونة نماذج يمكن منها استخراج المعلومات. بالنسبة للتداخل البناء للأشعة السينية المشتتة (والتي يظهر على شكل قمة للتشتت) يجب أن تكون الأشعة مشتتة بواسطة مستويات متعاقبة وفي طور واحد (مرة أخرى، يجب أن تشتت في صدر الموجة) بعد تركها سطح البلورة، بمعنى يجب أن تكون الأشعة الساقطة والمشتتة في الطور نفسه. كما يتضح من الشكل 3-3 يوجد فرق في المسار بين الأشعة المختلفة.

لتحقيق شرط التداخل البناء يجب أن يساوى فرق المسار بين الشعاعين 1 و 2 ،  $\overline{AB} + \overline{BC}$  ، عبارة عن مضاعف صحيح للطول الموجي للأشعة الساقطة. يمكن التعبير عن هذا الشرط بالعلاقة الآتية

$$\overline{AB} + \overline{BC} = n\lambda \quad n = 1, 2, 3 \dots \dots \quad 2 - 3$$

وحيث ان  $\overline{AB} = \overline{BC}$  ، و  $\sin \theta = \frac{\overline{AB}}{d_{hkl}}$  وبالتعويض بالمعادلة السابقة نحصل على

$$n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta \quad 3 - 3$$



الشكل ٣-٣ قانون براغ بافتراض ان المستويات الذرية تعمل كمستويات عاكسة

تعرف العلاقة السابقة بقانون براغ وتصف الوضع الزاوي للشعاع بدلالة  $\lambda$  و  $d_{hkl}$ .

في معظم الحالات نهتم فقط بالرتبة الاولى لتشتت  $n = 1$ ، وبالتالي يمكن كتابة قانون براغ على الصورة الآتية

$$\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta \quad 3 - 3$$

نستطيع وضع  $n = 1$  لانه يمكن اعزاء قمة التشتت المقابلة للرتب 2 و 3 و ... الى التشتت الناتج عن مضاعفات أدلة ميلر أي ان المستويات  $(nh \ nk \ nl)$  تعني انها من احدى المستويات المتوازية ذات الفاصلة  $d_{hkl}$

بفرض ان الشكل ٣-٣ يمثل مخطط لمطياف الحيود (كما سوف نرى فيما بعد) فإنه عندما يسقط شعاع مسدد

من الأشعة السينية على مجموعة المستويات يصنع زاوية  $2\theta$  مع اتجاه الكاشف الذي يسجل شدة الأشعة المشتتة. بالنسبة للشعاع الساقط غير المباشر (العرضي) والذي له زاوية  $\theta$  صغيرة فإن الكاشف سوف لا يحس به وسوف يسجل إشعاع الخلفية فقط (ذو شدة ضعيفة)

عند زيادة الزاوية  $\theta$  الى قيمة يتحقق عندها قانون براغ

(أي التي عندها  $2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda$ ) فإن الكاشف سوف يسجل شدة إشعاع عالية (قمة تشتت).

إن الكاشف سوف يسجل شدة إشعاع عالية (قمة تشتت). يجب ملاحظة ان زاوية التشتت  $\theta$  تزداد مع تناقص المسافة الفاصلة بين المستويات المتوازية  $d_{hkl}$

### ٣-٤ الخلاصة

تناول هذا البحث دراسة ظاهرة حيود الأشعة السينية في البلورات وكيفية استخدامها لفهم التركيب البنائي للمادة الصلبة. تم استعراض كيفية تفاعل الأشعة السينية مع الذرات داخل البلورة، مما يؤدي إلى حيود الأشعة وتكوين أنماط تداخل يمكن تحليلها للكشف عن البنية الذرية. من خلال التجارب والنمذجة الحاسوبية، تم استنتاج قانون براغ، الذي يصف العلاقة بين زاوية الحيود والمسافات بين مستويات الذرات في البلورة، ويُعطى بالعلاقة:

$$n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta$$

حيث  $n$  هي رتبة الحيود و  $\lambda$  الطول الموجي و  $d_{hkl}$  هو المسافة بين المستويات الذرية و  $\theta$  هي زاوية الحيود

كما تم تحديد الخصائص الأساسية للأشعة السينية التي تحيد في البلورات، بما في ذلك الطول الموجي والشدة، وكيف تؤثر هذه الخصائص على جودة الأنماط المحيطة. وقد أظهرت النتائج أهمية حيود الأشعة السينية كأداة قوية للتحليل البنيوي، مما يفتح آفاقاً جديدة للبحث في مجال علم المواد والكيمياء الفيزيائية.

# قائمة المصادر

## المصادر

١. كتاب علم البلورات والاشعة السينية للدكتور نعيمة عبد القادر والدكتور محمد امين سلمان
٢. محاضرة حيود الاشعة السينية وتطبيقاتها، للدكتور جابر الغول
٣. محاضرة الدكتور حازم فلاح سكيك حول توليد الاشعة السينية و تفسير الطيف المنبعث
٤. كتاب اساسيات الفيزياء الذرية الذي يتناول طيف الاشعة السينية وحيودها وفقاً لقانون براغ
٥. كتاب فيزياء الجوامد للدكتور محمد احمد الجلاي الذي يتناول قانون براغ في الحيود
٦. منصة (موضوع) تتكلم عن مصادر الاشعة السينية واستخداماتها.