

# الباب الأول

## المقدمة

### 1-1 المقدمة:

تنتشر الأمواج الكهرومغناطيسية عبر الأوساط المختلفة (الفراغ، الهواء، المواد الصلبة، الأجسام الحية، .....)، وتختلف نفاذية هذه الأمواج من وسط إلى آخر، وهي تتعلق بشكل رئيسي بطبيعة الوسط وبترددات الأمواج المستخدمة. تتعرض الأمواج الكهرومغناطيسية خلال إنتشارها إلى مجموعة من الظواهر الفيزيائية، أهمها التشتت والإمتصاص، مما يؤدي إلى تخامد شدة هذه الأمواج. تُعتبر هذه الظواهر الفيزيائية دليلاً على وجود التفاعل المتبادل بين هذه الحقول الكهرومغناطيسية وبين مكونات الوسط.

### 2-1 أهمية المشروع:

يستخدم التحليل الطيفي في الفيزياء الضوئية والتحليلية للتحليل النوعي والكمي للمواد الكيميائية، سواء كانت ذرية لتلك العناصر، أو جزيئات باستخدام الأشعة المرئية أو فوق البنفسجية أو تحت الحمراء. كذلك يُستخدم في علم الفلك والاستشعار عن بُعد.

### 3-1 أهداف المشروع:

إن إحدى الخصائص المهمة للمادة العازلة هي السماحية الكهربائية التي نسعى لإيجاد العلاقة بينها وبين الحقول الكهربائية المسلطة على المادة العازلة.

### 4-1 محتويات المشروع:

يشتمل المشروع على أربعة أبواب، الباب الأول يشمل مقدمة عن الأمواج الكهرومغناطيسية، الباب الثاني يشمل الخصائص العامة للمواد العازلة والأمواج الكهرومغناطيسية والآلية التي تنتشر بها هذه الأخيرة في الأوساط العازلة. أما الباب الثالث نقوم باستخدام نموذج كلاسيكي بسيط لإظهار الآلية التي يحدث بها التبدد في الأوساط العازلة. وفي الباب الرابع سنعمل على إظهار تعلق استجابة هذه الأوساط بشدة الأمواج الكهرومغناطيسية.

## الباب الثاني

مقدمة :

### 1-2 تعريف العوازل:

العوازل هي تلك المواد التي تكون فيها الجسيمات مشدودة بقوة ببقية مكونات الوسط المادي ، وتنحصر استجابة الجسيمات المشحونة (الإلكترونات والأيونات) للحقل الكهربائي في قدرتها على الإنزياح قليلا عن مواضعها الأصلية، حيث يسلط الحقل الكهربائي قوة على كل جسيم مشحون، فتندفع الجسيمات الموجبة باتجاه الحقل الكهربائي، وتندفع الجسيمات السالبة بالاتجاه المعاكس؛ مما يؤدي إلى إزاحة جزأي الجزيئة، الموجب والسالب، عن مواضع الإتزان، باتجاهين متعاكسين. ينشأ أثناء ذلك عزم ثنائي قطب كهربائي متغير  $p(t)=q r(t)$  حيث  $r(t)$  إنزياح الإلكترون عن وضع التوازن وتحدد إسقطائية العازل بالقيمة المتوسطة لمجموع العزوم في وحدة الحجم. إذا كانت جميع هذه العزوم متعلقة خطيا بالحقل الكهربائي  $E(t)$  للموجة فإن الإستقطاب  $p(t)$  يتناسب مع الحقل  $P = \epsilon_0 \chi E$ .

تُعرف العوازل أيضا بأنها المواد التي تكون إلكترونات التكافؤ في ذراتها مرتبطة ارتباطا "وثيقا" بالذرة، لهذا تحتاج إلى حقل كهربائي شديد جدا "للتخلص من جذب النواة، فالعوازل لا تحتوي شحنات حرة في الظروف العادية [1]، وتتميز حزم الطاقة فيها بما يلي:

- لها حزمة تكافؤ مملوءة بالإلكترونات.
- لها حزمة توصيل خالية من الإلكترونات.
- لها ثغرة طاقة كبيرة نسبيا.

تصنف جزيئات الوسط العازل إلى جزيئات قطبية وجزيئات لاقطبية، ففي الجزيئات اللاقطبية ينطبق مركز الشحنات الموجبة على مركز الشحنات السالبة عند غياب الحقل الخارجي أما في الجزيئات القطبية فإن مركز الشحنات الموجبة لا ينطبقان على مركز الشحنات السالبة حتى بغياب الحقل الخارجي ، وعند تسليط حقل كهربائي على الجزيئات اللاقطبية يظهر ثنائي قطب محتث، أما عند تسليط حقل كهربائي على الجزيئات القطبية فإنها تتأثر بعزم مزدوجة تعمل على تدوير ثنائيات الأقطاب باتجاه الحقل الكهربائي وهذا الحقل يزيد من قيمة عزمها الكهربائي وتدعى الجزيئة القطبية بثنائي قطب دائم [10].

درجة الإستقطاب لا تعتمد على الحقل الكهربائي فحسب وإنما على جزيئات الوسط العازل كذلك وبالتالي تصنف الأوساط إلى:

- أوساط خطية: وهي الأوساط التي يرتبط فيها الاستقطاب بعلاقة خطية مع الحقل الكهربائي.
- أوساط متجانسة: وهي الأوساط التي تكون فيها الخواص الفيزيائية لجميع نقاط الوسط متماثلة.
- أوساط متماثلة المناحي: وهي الأوساط التي تكون فيها الخواص الفيزيائية متماثلة في جميع الاتجاهات.

## 2-2 إنهاء العازل:

الانهيار هو فقدان المادة العازلة لخاصية العزل وتحولها لموصل ، ويسمى أقصى حقل كهربائي مطبق على المادة العازلة دون حدوث الانهيار بمتانة العزل [5].

## 3-2 المعاملات الفيزيائية للعازل:

السماحية الكهربائية هي مقدار فيزيائي يصف استجابة الوسط العازل للحقل الكهربائي وهي تتعلق بقابلية المادة على السماح للحقل الكهربائي بالنفوذ فيها [7].

تنشأ سماحية المادة العازلة من التغيرات التي تحصل في ذراتها وجزيئاتها عند وضعها في مجال كهربائي ، فكل ذرة منها تستقطب [4].

في الكهرومغناطيسية يمثل حقل الانزياح الكهربائي  $D$  الكيفية التي يؤثر بها الحقل الكهربائي  $E$  في ترتيب الشحنات الكهربائية في وسط ما يدخل في ذلك هجرة الشحنات وإعادة توجه ثنائيات القطب الكهربائية والعلاقة التي تربطهما هي  $D = \epsilon E$  ، حيث  $\epsilon$  هي السماحية الكهربائية للوسط .

سماحية الوسط هي النسبة  $D/E$  وتظهر السماحية في قانون كولوم:

$F = q_1 q_2 / 4\pi\epsilon R^2$  حيث  $f$  هي القوة الكهربائية الفاعلة في الشحنتين النقطيتين  $q_1, q_2$  الموضوعتين على بعد  $R$  من بعضهما.

تقدر السماحية الكهربائية في النظام الدولي ب كولوم مربع لكل نيوتن في متر تربيع وتساوي قيمتها في الفراغ  $8,85 \cdot 10^{-12} m^{-3} kg^{-1} S^4 A^2$

وترمز بـ  $\epsilon$  [3] ، أما في نظام (cgs) فهي تساوي الواحد. إن سماحية مادة إلى سماحية الفراغ تعطى بالسماحية النسبية ورمزها  $\epsilon_r$

ليست السماحية مقدارا "ثابتا" في الحالة العامة إذ يمكن أن تتغير بتغير كل من الموضع في الوسط وتردد الحقل المطبق ودرجة الحرارة كما يمكن أن تعتمد على شدة الحقل الكهربائي وذلك في الأوساط اللاخطية [2][3].

يمكن إيجاد ثابت العزل لمادة بقياسات كهربائية سكونية مختلفة. من أكثر الطرق استخداما "هي قياس سعة مكثفة مستوية.

إن النفاذية المغناطيسية هي الزيادة النسبية أو الانخفاض النسبي في الحقل المغناطيسي داخل مادة مقارنة بالحقل الممغنط الذي وضعت فيه ويرمز لها بالرمز  $\mu$  ، ولأغلب المواد العازلة تكون النفاذية النسبية قريبة من الواحد.

الجدول التالي يعطي قيم الناقلية الكهربائية ثابت العزل والمجال الكهربائي الذي يحدث عنده الإنهيار لبعض المواد العازلة :

الناقلية $\sigma(\Omega m)^{-1}$	ثابت العزل $r$	المتانة $E(V/m)$	المادة
$10^{-4}$	81	-	الماء المقطر
$10^{-11}$	7	$6^{12} \times 10$	الورق
$10^{-12}$	$10^{-5}$	$6^{12} \times 10$	الزجاج
$10^{-15}$	6	$6^{12} \times 10$	الميكال
$10^{-12}$	6	-	الخزف
$10^{-17}$	5	$6^{12} \times 10$	الكوارتز
$10^{-15}$	3.1	$6^{12} \times 10$	المطاط
-	8 - 2.3	-	الخشب
-	2.55	-	البوليسترين
$10^{-15}$	2.2	$6^{12} \times 10$	بارفان
-	2.1	$6^{12} \times 10$	زيت البترول

؛1

الجدول (1-2) الناقلية وثابت العزل والمجال الكهربائي الذي يحدث عنده الإنهيار لبعض المواد العازلة .

## 2-4 تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع العازل:

عندما تنتشر موجة كهرومغناطيسية في وسط عازل، فإنها تمنح طاقتها للحركة الاهتزازية للإلكترونات والأيونات المرتبطة، وتعتبر الإلكترونات والأيونات المهتزة ثنائيات أقطاب مهتزة، أي أنها تصدر أمواج جديدة. يعطى جزء من طاقة ثنائيات الأقطاب المثارة إلى الحركة الحرارية لجزيئات المادة. نتيجة لذلك يحدث امتصاص الموجة من قبل العازل وهكذا تنتشر الموجة وتتخامد وترتفع تبعاً لذلك درجة حرارة العازل.

أثناء انتشار الموجة الكهرومغناطيسية خلال المادة تنشأ مفاعيل أخرى منها [7]:

الإصدار الضوئي: أي إصدار الضوء بتردد آخر تحت تأثير الإشعاعات الكهرومغناطيسية

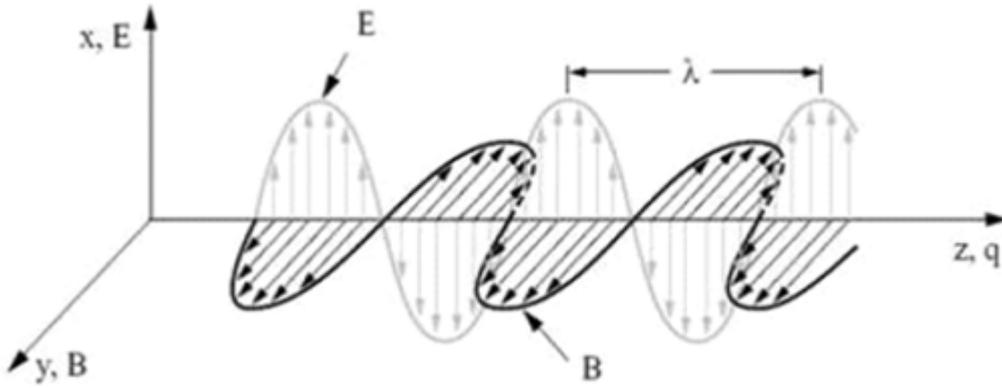
المفعول الضوئي الداخلي: ظهور ناقلية كهربائية للعازل تحت تأثير الإشعاع.

## الباب الثالث

### الأمواج الكهرومغناطيسية

1-3 مقدمة:

هي انتشار اضطراب الحقل الكهربائي  $\vec{E}$  المصحوب باضطراب الحقل المغناطيسي  $\vec{H}$  ويكون الحقلان متعامدين في ما بينهما وعموديين على منحنى الانتشار [10]



الشكل (1-3) تمثيل الحقلين الكهربائي والمغناطيسي

تنتشر الموجة بسرعه  $V$  تعطى بالعلاقة :

$$V = \sqrt{\frac{1}{\epsilon\mu}}$$

الموجة الكهرومغناطيسية موجة عرضية منحنى اهتزازها عمودي على منحنى الانتشار لذلك هي تستقطب

ولها ما يميز الأمواج عامة كالطول الموجي وهو المسافة الخطية التي تقطعها الموجة خلال الزمن اللازم للقيام باهتزازة كاملة والذي يسمى الزمن الدوري ، أى أن:

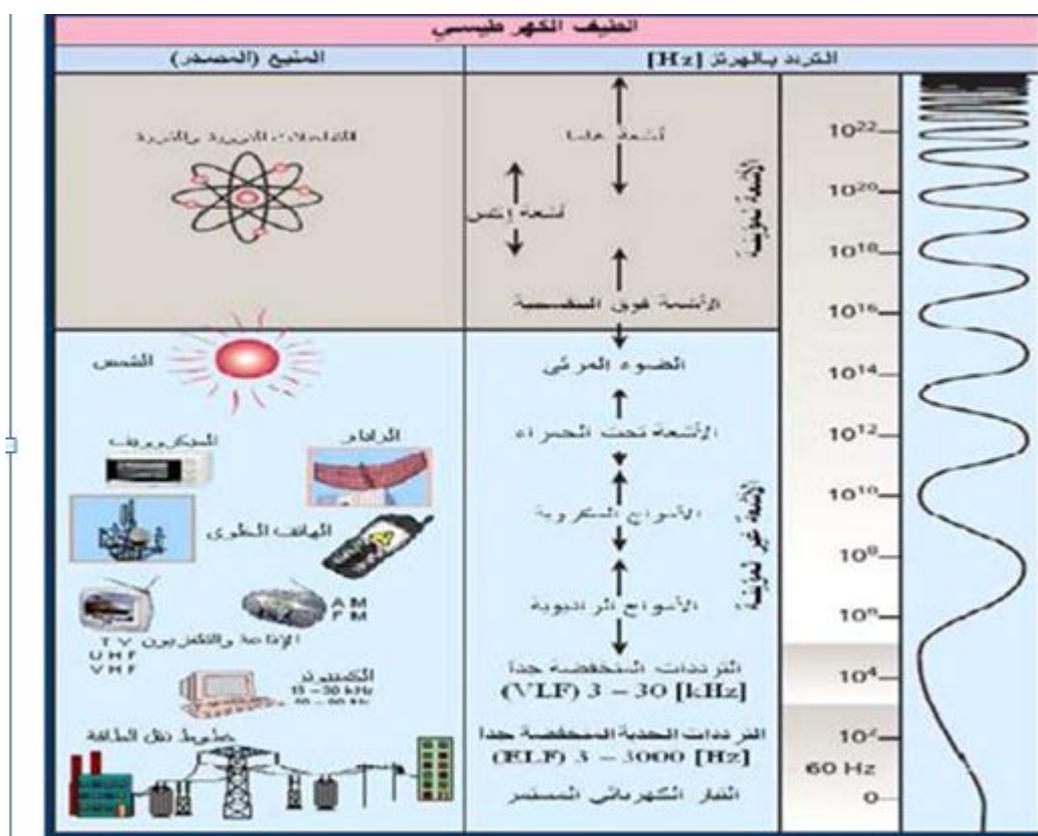
$$\lambda = VT$$

أما ترددها فهو عدد الاهتزازات في وحدة الزمن .

### 2-3 طيف الموجات الكهرومغناطيسية:

ينقسم طيف الموجات الكهرومغناطيسية إلى [5]:

- 1- الموجات الراديوية .
- 2- الأشعة تحت الحمراء .
- 3- الضوء المرئي .
- 4- الأشعة فوق البنفسجية .
- 5- الأشعة السينية .
- 6- أشعة جاما .



الشكل (2-3) الطيف الكهرومغناطيسي بدلالة الطول الموجي والتردد [22]

الموجة الكهرومغناطيسية تقطع الفضاء الخالي من الجسيمات بسرعة الضوء ، فيجب أن نبحث الآن كيفية احداث الشحنات المتذبذبة في الجزيئات لتغير محسوس في معدل انتشار الموجة في الوسط

### 3-3 معادلات ماكسويل في الأوساط العازلة:

تكتب معادلات ماكسويل داخل المادة العازلة وفي المناطق التي لا تحمل شحنات حرة .

$$\text{div } \vec{D} = 0$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \epsilon \mu \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\vec{B} = \frac{1}{\mu} \vec{H} \text{ و } \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

إذا كان الوسط خطي ومتجانسا ومتماثل المناحي فإن كلا من السماحية والنفاذية لا تتغير من موضع لآخر . في هذه الحالة تكتب معادلات ماكسويل :

$$\text{div } \vec{E} = 0$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

$$\vec{E} \overrightarrow{\text{rot}} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \epsilon \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

هذه المعادلات تشبه معادلات ماكسويل في الفراغ . إذا" الموجه الكهرومغناطيسية تنتشر في العوازل بسرعة تساوي :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r}}$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \text{ و } v = \frac{c}{n}$$

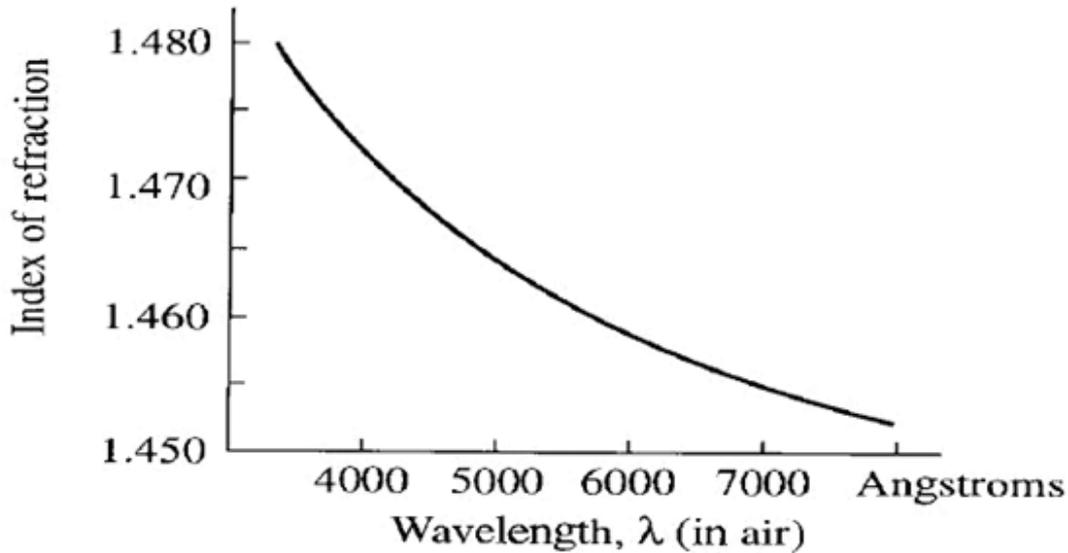
ولإغلب المواد العازلة النفاذية النسبية تساوي الواحد ، إذا" :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{ ، } n = \sqrt{\epsilon_r}$$

### 3-4 انتشار الموجات الكهرومغناطيسية في المادة وخصائصها:

إن خصائص المادة والتي تتحكم في انتشار الأمواج الكهرومغناطيسية هي السماحية الكهربية والنفاذية المغناطيسية والناقلية الكهربية وهي ترتبط إلى حد بتردد الموجات . إذا كانت

السماحية ثابتة فإن قرينة انكسار الوسط الشفاف أيضا" ثابتة ونعلم أن قرينة الانكسار دالة في الطول الموجي في الشكل :



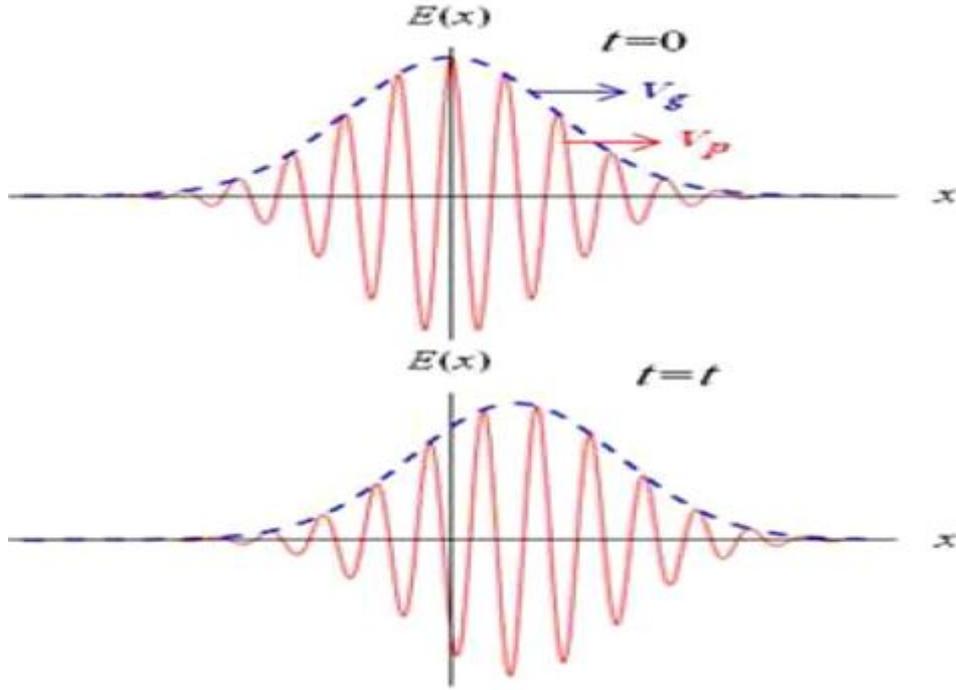
شكل (3-3) يوضح تغير قرينة الانكسار بدلالة الطول الموجي [15]

إن المنشور أو قطرة المطر يحنيان الضوء الأزرق أكثر مما يحنيان الضوء الأحمر ويبددان الضوء الأبيض إلى ألوان قوس قزح تدعى هذه الظاهرة بالتبديد .

بما أن الأمواج ذات الترددات المختلفة تنتقل داخل الوسط المبدد بسرعات عالية فإن شكل الموجة سيتغير عندما تنتشر فيه . تنتقل كل مركبة موجية بسرعة موجية هي معدل تغير طور المجال الكهربائي أو المغناطيسي فإن الحزمة ككل تنتقل بما يعرف بسرعة المجموعة [15].

### 1-4-3 سرعة الطور وسرعة المجموعة:

إذا كان لدينا موجة مستقرة فإن هذه الموجة قد يكون لها طول موجي واحد وتردد واحد ، ولكنها ليست مناسبة لنقل الإشارة لأن الإشارة تقتضي أن تبدأ في وقت ما وتنتهي في وقت لاحق ؛ أي لها شكلا" مشابها" لما هو مبين في الشكل أدناه وتسمى بالنبضة .



الشكل (4-3) سرعة الطور وسرعة المجموعة

تبدو النبضة غير توافقية فسعتها ليست ثابتة على امتداد المحور فعلى أن نجري تحويل فوريي حتى نلاحظ أنها تحتوي على ترددات مختلفة وأطوال موجية مختلفة . سوف نعتبر موجة مكونة من ترددين متقاربين وسعتيهما العظمتين متساويتان إذا " :

$$A = A_0 \sin(kx - \omega t)$$

$$A' = A_0 \sin(\tilde{k}x - \tilde{\omega} t)$$

$$A + A' = A_0 \sin(kx - \omega t) + A_0 \sin(\tilde{k}x - \tilde{\omega} t)$$

وبما أن  $\omega' \cong \omega$  و  $k \cong \tilde{k}$

فإنه بإمكاننا استخدام :

$$\omega = \frac{1}{2}(\omega + \tilde{\omega}) \quad \text{و} \quad K = \frac{1}{2}(k + \tilde{k})$$

تمثل المعادلة  $A + A'$  حركة موجية تنتشر بسرعة :

$$v_g = \frac{\omega' - \omega}{k' - k} = \frac{d\omega}{dk}$$

وهي سرعة المجموعة التي تنتشر بها الموجة وهي متماثلة بالخط المتقطع في الشكل (3-4) أي أن النهاية العظمى للنبضة تنتشر بسرعة المجموعة وعليه ففي الوسط المشتت تكون سرعة الإشارة هي سرعة المجموعة . عندما نتذكر أن :

$$\omega = k v_p$$

فإذا كانت سرعة الطور لا تعتمد على الطول الموجي ؛ فإن :

$$v_g = v_p$$

وذلك في الوسط غير المبدد بسرعة الطور هي نفسها سرعة المجموعة [1].

### 3-5 مبررات تغليب قوى الحقل الكهربائي على قوة الحقل المغناطيسي:

سنعتبر أن لكل ثنائي قطب شكلا اهتزازيا للإلكترون خارجي في ذرة أو جزيء وفي هذا النموذج سندرس تلك الاهتزازات وفق قوانين الميكانيك الكلاسيكي .

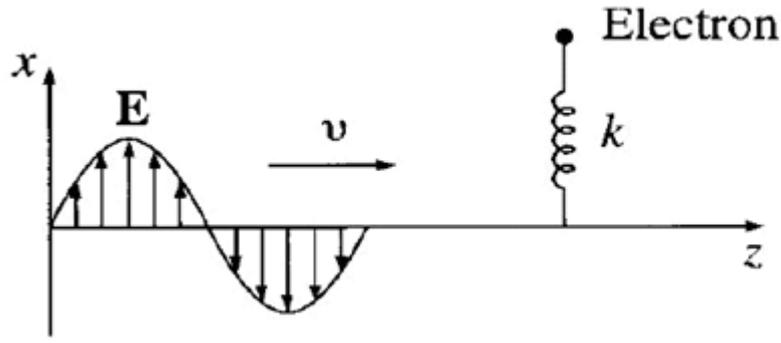
في الموجة الكهرومغناطيسية يوجد لدينا مع الحقل الكهربائي حقل مغناطيسي يؤثر على العزوم المغناطيسية ، ولكن التأثيرات المتبادلة مع الحقل الكهربائي غالبا أكبر بكثير منها مع الحقل المغناطيسي وبالتالي يمكن اهمال تأثير الحقل المغناطيسي للموجة على ثنائيات الأقطاب . تملك الإلكترونات في الذرات سرعة أصغر بكثير من سرعة الضوء في الفراغ وحتى الإلكترونات الناقلة لها سرعة صغيرة أمام  $c$  وينتج من هنا أن القوى المغناطيسية تشكل جزءا من مئة من القوة الكهربائية ؛ أي أنها صغيرة بشكل كاف لإهمالها .

### 3-6 ارتباط السماحية بتردد الموجة الكهرومغناطيسية:

#### 3-6-1 نموذج الهزاز التوافقي البسيط والقوة المؤثرة على الإلكترون:

نريد أن ندرس ارتباط السماحية للعوازل بإستخدام نموذج مبسط لسلوك الإلكترونات في العوازل . هذه الإلكترونات تكون مقيدة بجزيئات محددة ، قوة الترابط الفعلية معقدة لذلك سنمثل كل إلكترون وكأنه متصل بنهاية نابض ، الشكل (3-5) يخضع إلى قوة إرجاع [15]:

$$F_1 = -kx = -m\omega_0^2 x$$



الشكل (5-3) تمثيل ارتباط الإلكترون بالنواة بواسطة نابض [15].

سنعتبر الموجة مستقطبة خطيا ونجعل مبدأ الاحداثيات ينطبق على موضع توازن الإلكترون ، بحيث يكون المحور x موازيا للحقل الكهربائي للموجة بالتالي تكون لدينا مركبة وحيدة غير معدومة للحقل الكهربائي رمزها  $(E,0,0)$  ، وبالتالي يخضع الإلكترون إلى قوة انسياق من الشكل :

$$F_2 = g_0 E_0 \cos \omega t$$

إضافة إلى قوة تخامد تتناسب طرديا مع سرعة الهزاز :

$$F_3 = -m\gamma \frac{dx}{dt}$$

وترمز X هنا إلى إزاحة الإلكترون عن مبدأ الإحداثيات K و Y على ثابت مرونة ارتباط الإلكترون في الذرة وثابت المقاومة المحدد لقيمة قوة الاحتكاك على الترتيب وتؤثر كلتا القوتين وفق المحور X .

إن إدخال القوتين F1 و F3 يوافق الحساب النموذجي للقوانين الكوانتية . هكذا يكون منشأة القوة F1 التي تثبت الإلكترون في وضع التوازن كهربائيا ، غير أن القوى الكهربائية يمكنها أن تخلق صوراً مستقرة للجسيمات المشحونة فقط عند أخذ الخواص الكوانتية بعين الاعتبار ، وبالتالي يحسب هذان المقداران نظريا في النظرية الكوانتية فقط ، وتفسر الحقيقة التي تثبت وجود تواتر ذاتي للاهتزازات الإلكترونية في الذرة ادخال القوة F1 ، وتبرر الحقيقة التجريبية لتخامد تلك الاهتزازات بعد إثارة الذرة إدخال القوة F3 [7].

### 2-6-3 حل المعادلة التفاضلية لحركة الإلكترون في نموذج الهزاز التوافقي:

معادلة الحركة للإلكترون الخاضع للقوى السابقة باستخدام قانون نيوتن للحركة:

$$\sum \vec{F} = m\ddot{x}$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m \omega_0^2 x + m\gamma \frac{dx}{dt} = q_0 E_0 \cos \omega t$$

(1-3)

المعادلة (1-3) تصف إلكترون النموذج كهزاز توافقي متخامد وحلها يتكون من مجموع تكاملين [11]:

- التكامل العام للمعادلة التفاضلية دون طرف ثان ، وهو يميل في كل الحالات حركة متخامدة ، تصبح مهملة بعد مرور فترة زمنية ويطلق علي النظام في هذه الحالة بالانتقالي .
- التكامل الخاص للمعادلة مع طرفها الثاني، وهذا التكامل يتعين بالمعادلة (7.2) لأن ثاني التكامل

للمعادلة من الدرجة الثانية يتضمنها النظام الإنتقالي .

بسهولة يتم معالجة المعادلة الأخيرة إذا ما اعتبرنا الجزء الحقيقي للمعادلة المركبة :

$$\frac{d^2\tilde{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\tilde{x}}{dt} + \omega_0^2 \tilde{x} = \frac{q_0}{m} E_0 e^{-i\omega t}$$

(2-3)

بعد مرور زمن كاف ،يتعلق بنوع التخامد وسعة قوة الانسياق يختفي النظام الإنتقالي ويصبح

النظام مستقرا " ويهتز بتردد الانسياق:

$$\frac{d^2\bar{x}}{dt^2} = -\bar{x}_0 \omega^2 e^{-i\omega t}$$

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = -\bar{x}_0 i \omega e^{-i\omega t}$$

$$-\bar{x}_0 \omega^2 e^{-i\omega t} - \bar{x}_0 i \gamma \omega^2 e^{-i\omega t} + \omega_0^2 \bar{x}_0 e^{-i\omega t} = \frac{q_0}{m} E_0 e^{-i\omega t}$$

بالقسمة نجد:

$$-\bar{x}_0 \omega^2 - \bar{x}_0 i \gamma \omega^2 + \omega_0^2 \bar{x}_0 = \frac{q_0}{m} E_0$$

$$\Rightarrow \bar{x}_0 = \frac{q_0/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

(3-3)

3-6-3 استجابة الإلكترون للحقل الكهربائي:

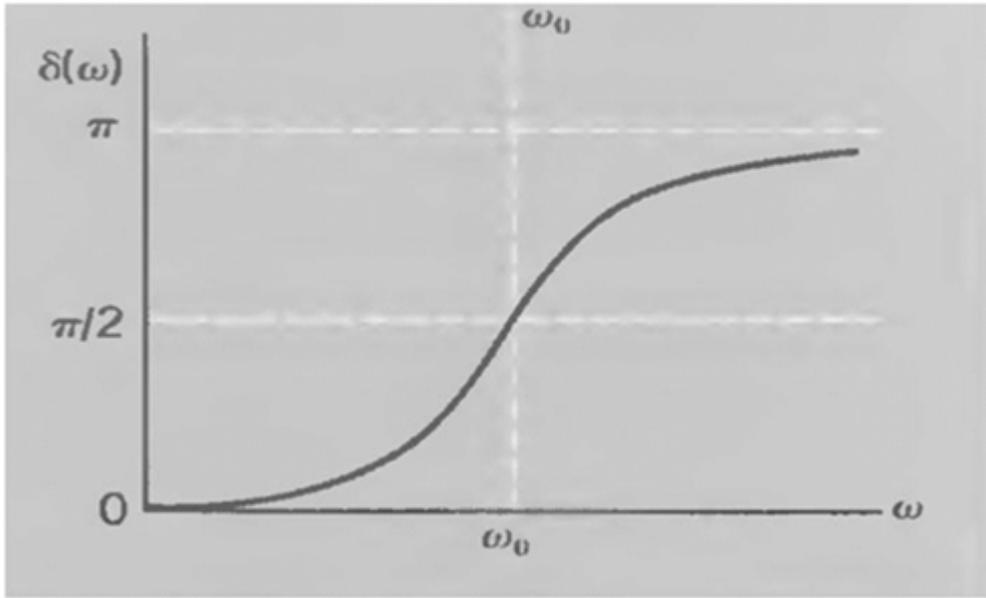
يؤثر الحقل الكهربائي للموجة بشكل دوري على الإلكترونات السطحية للجسيمات، فيؤدي إلى ظهور عزم ثنائي أقطاب كهربائي، هو الجزء الحقيقي من:

$$\dot{p}(t) = g_0 \dot{x}(t) = \frac{g_0^2/m}{\omega_0^2}$$

يقترّب  $\text{tg} \delta$  من الصفر بقيم أكبر عندما يكون تردد الانسياق  $\omega$  صغير جدا" أمام التردد الطبيعي للنظام؛ أي عند  $\omega \ll \omega_0$  ويصل إلى المالا نهائية عندما يكون  $\omega \approx \omega_0$  ثم يتناقص بعد ذلك إلى الصفر بقيم أقل عندما يكون تردد الانسياق كبير جدا" أمام التردد الطبيعي؛ أي عند:

$$\omega \gg \omega_0 [12]$$

نستنتج أن العزم  $P$  متفق مع الحقل الكهربائي  $E$  عندما يكون تردده ضئيلا" ثم يتأخر عنه تأخرا" متزايدا" حتى يصبح على ترابع معه. وذلك عندما يتساوى هذان الترددان، ثم يصبح معاكسا" له عند الترددات العالي جدا". الشكل (3.2) يوضح ذلك:



الشكل (5-3) الاختلاف في الطور بين الحقل الكهربائي وعزم ثنائي الأقطاب [14]

في الحالة العامة تعاني الإلكترونات المختلفة التموضع داخل الجزيء ترددات طبيعية مختلفة ، ومعاملات تخامد مختلفة أيضا" . نفترض أن هناك  $F_j$  الكترونا" بتردد  $\omega_j$  ، ومعامل تخامد :

$\gamma_j$

في كل جزيء ، فإذا كان هناك  $N$  جزيئا" في وحدة الحجم فإن شعاع الاستقطاب يعطي ب :

$$\vec{P} = \frac{Nq_0^2}{m} \left( \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \right) \vec{E}$$

(4-3)

في هذه الحالة الإستقطاب المركب ليس متناسبا" مع المجال الكهربائي المركب بسبب إختلاف الطور بينهما إلا أن الإستقطاب المركب متناسب مع الحقل الكهربائي المركب مما يجعلنا نقترح تأثيرية كهربائية مركبة كثابت تناسب بينهما :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \tilde{\chi} \vec{E}$$

(5-3)

$$\tilde{\chi}(\omega) = \frac{Nq_0^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \quad (6-3)$$

تمت الخطوات السابقة على أساس أن الاستقطاب الفيزيائي هو الجزء الحقيقي للاستقطاب المركب كذلك بالنسبة للحقل الكهربائي ، هذا التناسب بينهما يعطي السماحية المركبة وهي :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0(1 + \tilde{\chi})$$

و ثابت العزل في هذا النموذج هو :

$$\tilde{\epsilon}_r = 1 + \tilde{\chi} = 1 + \frac{Nq_0^2}{\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega} \quad (7-3)$$

4-6-3 مناقشة قيمة السماحية عند بعض مناطق الطيف في الغازات:

عادة يكون الجزء التخيلي ضئيل ؛ ولكن عندما تكون  $\omega$  قريبة جدا من أحد ترددات الرنين  $\omega_j$  فإن هذا الجزء التخيلي سيؤدي دورا مهما .

من مجال الترددات المنخفضة أي من أجل  $\omega \gg \omega_j$  و  $\omega\gamma_j \ll 1$  يمكننا بدل التأثيرية الكهربائية  $\chi(\omega)$  أن نضع  $\omega^2 = 0$  و  $\gamma_j\omega = 0$  فتصبح  $\chi(\omega)$  حقيقة تماما وموجبة [7] :

$$\chi(\omega) = \chi(\omega = 0) = \frac{Nq_0^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2} \quad (8-3)$$

وهكذا تكون السماحية الكهربائية في مجال الترددات المنخفضة:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{Nq_0^2}{\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2} > 1$$

(9-3)

وهي ذات قيمة حقيقية سالبة وموجبة أي أن التخامد يختفي عمليا في الترددات المنخفضة 0

في الترددات العالية أي من أجل  $\omega \gg \omega_j$  يمكننا إهمال  $\omega_j^2$  و  $\gamma_j \omega$  أمام  $\omega^2$  في المعادلة  $\chi(\omega)$  وبالتالي تأخذ  $\chi(\omega)$  عند الترددات العالية الصيغة [7]

$$\chi(\omega) = -\frac{Nq_0^2}{m\varepsilon_0\omega^2} \sum_j f_j$$

ويكون

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{Nq_0^2}{m\varepsilon_0\omega^2} \sum_j f_j$$

(10-3)

من الملاحظ أنه في حالة الترددات العالية جداً تتناقص التأثيرية  $\chi$  بإزدیاد التواتر  $\omega$  وتكون إشارتها سالبة كما أن السماحية الحقيقية تماماً وبالتالي يختفي التخامد عملياً في الترددات العالية جداً

### 3-6-5 قرينة الإنكسار ومعامل الإمتصاص في الوسط المبدد:

تكتب معادلة الموجة في الوسط المبدد:

$$\nabla^2 \vec{E} = \tilde{\varepsilon} \mu_0 \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2}$$

(11-3)

وهي تحقق حلول موجة مستوية :

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}z - \omega t)}$$

(12-3)

حيث  $\vec{k}$  العدد الموجي المركب :

$$\vec{k} = \sqrt{\tilde{\varepsilon} \mu_0} \omega = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r \varepsilon_0 \mu_0} \omega = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} \frac{\omega}{c}$$

(13-3)

ويمكن اختصاره كالاتي :

$$\tilde{k} = k_r + ik_i$$

وبالتعويض عنه في المعادلة (12.3) يمكن كتابته :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-k_i z} e^{i(k_r z - \omega t)}$$

وهي موجة متخامدة .

وحيث أن شدة الموجة متناسبة مع  $E^2$  وبالتالي مع  $e^{-2k_i z}$  فإن المقدار  $\alpha \equiv 2k_i$  يدعى

معامل الامتصاص 0 وتكون سرعة الموجة  $\frac{\omega}{k_r}$  وقرينة الانكسار  $n = \frac{ck_r}{\omega}$ .

في الغازات يكون  $\tilde{\chi}$  صغير جدا؛ لذا يمكننا تقريب الجذر التربيعي ل  $\tilde{\epsilon}_r$  باستخدام النشر المحدد بجوار الصفر والاكتفاء بالحد ذي القوة الأولى فقط فيكون

$$\sqrt{\tilde{\epsilon}_r(\chi)} = (1 + \tilde{\chi})^{1/2} \cong 1 + \frac{1}{2}\tilde{\chi} = 1 + \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega}$$

:[15]

إذا

$$\begin{aligned} \bar{k} &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\tilde{\epsilon}_r} \cong \frac{\omega}{c} \left[ 1 + \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} \right] \\ &\cong \frac{\omega}{c} \left[ 1 + \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j(\omega_j^2 - \omega^2)}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \gamma_j^2 \omega^2} + i \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j \gamma_j \omega}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \gamma_j^2 \omega^2} \right] \end{aligned}$$

(14.3)

وهو عدد مركب له جزءان ، الأول حقيقي له علاقة بقرينة الانكسار ، والثاني تخيلي له علاقة بالامتصاص:

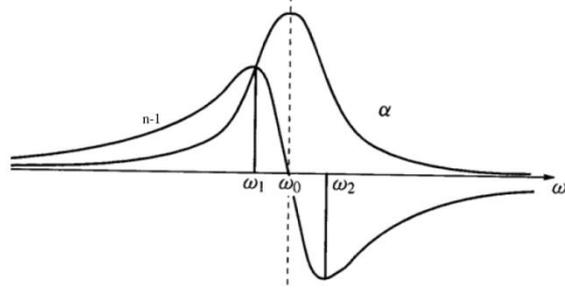
$$n(\omega) = \frac{ck_r}{\omega} \cong 1 + \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j(\omega_j^2 - \omega^2)}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \gamma_j^2 \omega^2}$$

(15-3)

$$\alpha(\omega) = 2k_i \cong \frac{Nq_0^2\omega^2}{\epsilon_0 mc} \sum_j \frac{f_j \gamma_j}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \gamma_j^2 \omega^2}$$

(16-3)

يبين الشكل قرينة الانكسار ومعامل الامتصاص بجوار ترددات الرنين.



الشكل (7.3) تغير قرينة الانكسار ومعامل الامتصاص بتغير التواتر.

### 6-6-3 مناقشة المنحنيات البيانية لقرينة الانكسار ومعامل الامتصاص:

من الملاحظ من الشكل السابق أن قرينة الانكسار  $n$  تزداد بإزدياد التواتر ، بدءاً من التواترات الصغيرة جداً حتى القيمة  $\omega_1$  والتي توافق تقريباً منتصف الامتصاص الأعظم ويبدأ الأمر ذاته بدءاً من  $\omega_2$  إلى ما لا نهاية .

لكن الأمر مختلف ما بين التواترين  $\omega_1$  و  $\omega_2$  حيث تتناقص  $n$  بزيادة  $\omega$  ، وهذا ما يعرف بالتبدد الشاذ . وهو يوافق منطقة الامتصاص الأعظم . وتكون المادة معتمدة عملياً في هذا المجال من الترددات، والسبب هو أننا نقود الإلكترونات إلى تردداتها المفضلة ، وفي هذه الحالة تمتص كمية كبيرة من الطاقة .

إن قرينة الانكسار  $n$  تكون أكبر من 1 عليه فإن سرعة الموجة تكون أقل من  $C$  بإستثناء بعض الترددات القريبة من ترددات الرنين التي تكون فيها  $n$  أقل بقليل من 1 مشيرة إلى أن سرعة الموجة تفوق  $C$  وهذا يناقض النتائج المستخلصة من مبدأ النسبية .

في الحقيقة إن طاقة الموجات الكهرومغناطيسية لا تنتقل بسرعة الموجة بل بسرعة المجموعة كما أن البيان لا يتضمن بقية الحدود في الجمع ، والتي تضيف ثابت خلفية نسبي يبقى في بعض الأحيان  $n > 1$  على جانبي الرنين.

### 7-3 تعميم عبارة التأثيرية الكهربائية:

تؤثر الأمواج الكهرومغناطيسية على المادة وبشكل فعال على الإلكترونات الخارجية في الذرات فقط . وبالتالي تكون جميع المواد شفافة بالنسبة للأمواج الواقعة للمجال البعيد للأشعة تحت

الحمراء ومجال الأشعة الراديوية ، وكذلك الأمواج فوق البنفسجية القاسية والأمواج ذات التواترات الأعلى، غير أن الحقائق التجريبية تبين أن ذلك لا يطابق الواقع حيث توجد آليات أخرى للتأثير المتبادل بين الأمواج الكهرومغناطيسية والعازل . [7]

ويمكن تعميم الصيغة التي تصف التأثيرية الكهربائية  $\chi$  التي تشكلها الاهتزازات الذاتية للإلكترونات تابعة لتواتر موجة  $\omega$  ومتعلقة بالتواترات الذاتية للإلكترونات  $\omega_j$  وثوابت تخامدها  $\gamma_j$  إلى حالتين [7]:

الحالة الأولى: إذا كان عزم ثنائي القطب الكهربائي متولد عن اهتزاز أيون بدلا من إلكترون، نطبق نفس العمليات (4-4-ii) بالنسبة للترددات العالية و نستبدل كتلة الإلكترون  $m$  بكتلة الأيون  $M$  ، وشحنة الإلكترون  $q$  بشحنة الأيون  $Q$  ، ويعبر كل من  $\omega$  و  $\gamma$  عن التواتر الذاتي وثابت التخامد للاهتزازات الأيونية .

وتكون التأثيرية الشاردية

$$\tilde{\chi}_{ion}(\omega) = \frac{NQ^2}{\epsilon_0 M} \dots (17.3)$$

وبما أن كتلة الأيونات أكبر بكثير من كتلة الإلكترونات ،  $M \gg m$  ، وتواترتها الذاتية أصغر بكثير من التواترات الذاتية للإلكترونات  $\omega_{ion} \ll \omega_e$  فإنه عند التواترات تحت الحمراء المنخفضة تكون التأثيرية الشاردية ذات مساهمة أساسية في تحديد قيمة  $\chi(\omega)$  ؛ والاستقطاب الشاردي عند التواترات المنخفضة يفوق الاستقطاب الإلكتروني .

الحالة الثانية: عند الترددات المنخفضة توصف التأثيرية بالصيغة (8.3) ومنها يمكن استنباط التواترات الذاتية .

$$\chi(0) = \frac{Nq_0^2}{\epsilon_0 m} \frac{f_j}{\omega_j^2} :$$

لتردد ذاتي وحيد تكتب الصيغة أعلاه كالآتي  
 فيكون :

$$\frac{Nq_0^2}{\epsilon_0 m} = \chi(0) \frac{\omega_j^2}{f_j} .$$

(18-3)

$$\tilde{\chi}(\omega) = \chi(0) \frac{\omega_j^2}{f_j} \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} = \chi(0) \frac{\omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega}$$

وبتعميمها لكل الترددات الذاتية يكون :

$$\tilde{\chi}(\omega) = \chi(0) \sum_j \frac{\omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega} \quad (19-3)$$

إن أي اهتزاز ذاتي في المادة يرافقه بظهور عزوم ثنائية أقطاب تتبادل التأثير مع الأمواج الكهرومغناطيسية وتساهم هذه العلاقة في تحديد قيمة التأثيرية ، والجزيئات الشاردية من نوع ملح الطعام إذ توجد عدة أصناف في آن واحد وتسمى الاهتزازات الجماعية .

في بلورة ملح الطعام تكون الأمواج المحتملة أمواجاً تشبه الأمواج الصوتية ، يتم فيها ابتعاد واقتراب شوارد الصوديوم والكلور حيث تنشأ في المادة اهتزازات ثنائيات أقطاب . إن بلورة ملح الطعام شفافة بالنسبة للمجال المرئي والمجال المجاور للأشعة تحت الحمراء ، وتكون معتمة تماماً للأشعة تحت الحمراء البعيدة .

### 8-3 مناقشة عامة:

تبدأ المادة بامتصاص الأمواج الكهرومغناطيسية في المجال فوق البنفسجي البعيد ، فتتهتز إلكترونات المدارات الداخلية ، ويظهر مفعول كوانتي هو مفعول ضوئي ؛ أي انتزاع الإلكترونات من الذرة بواسطة حقل الموجة ويضعف مفعول الامتصاص في الأمواج السينية لأن تواتراتها أبعد من أي تواتر ذاتي للمادة وبالتالي فإن أغلب المواد تعتبر شفافة للأشعة السينية وأكثر شفافية للأشعة غاما .

عند إهمال التخامد تبسط صيغة قرينة الانكسار إلى [8]

$$n = 1 + \frac{Nq_0^2}{2m\epsilon_0} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (20-3)$$

لمعظم المواد تتوزع الترددات الطبيعية على كامل الطيف بشكل عشوائي ، ولكن للمواد الشفافة تقع

أقرب الترددات المهمة في المنطقة فوق البنفسجية من الطيف حيث  $\omega \ll \omega_j$  في هذه الحالة [15]

$$n = 1 + \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2} + \omega^2 \frac{Nq_0^2}{2\epsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^4} \quad (21-3)$$

أو بدلالة الطول الموجي  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$

$$n = 1 + A \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} \right)$$

(22-3)

وتعرف هذه العبارة بصيغة كوشي، A عامل الانكسار و B معامل التبدد وهي تطبق بشكل جيد لمعظم الغازات في المجال المرئي (6).

### 9-3 الموجات الكهرومغناطيسية في الأوساط الخطية:

#### 1-9-3 الموجات المستوية في الفضاء الحر:

في حالة عدم وجود التأثيرات الخارجية والتيارات فان معادلات ماكسويل في الفضاء الحر تأخذ الشكل:

$$\nabla \cdot H = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot E = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times H = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4)$$

الخطية لمعادلات ماكسويل في الفضاء الحر . يمكننا إسقاط الجزء الحقيقي والتعامل مع المجمع الطوري الذي يصف موجات مباشرة يمكن اتخاذها الجزء الحقيقي في نهاية كل الحسابات لإنتاج الحقول الحقيقية الكهربائية والمغناطيسية للموجة المستوية .

يمكن إعادة كتابة معادلات ماكسويل في الموجة المستوية كما يلي :

$$k \times \epsilon = \omega \mu_0 \quad (7) \quad , \quad K \cdot \epsilon = 0 \quad (5)$$

$$k \times H = -\omega \epsilon \epsilon_0 \quad (8) \quad , \quad K \cdot H = 0 \quad (6)$$

بعد ذلك يمكننا استبعاد الحقل المغناطيسي من معادلة ماكسويل الرابعة :

$$K \times (k \times \epsilon) = -\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \epsilon \quad (9)$$

إعادة ترتيب الجانب الأيسر من المعادلة مرتين يوصلنا إلى :

$$K (k \cdot \epsilon) - k^2 \epsilon = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \epsilon \quad (10)$$

مع الاستعانة بالمعادلة (5) نحصل على :

$$(k^2 - \mu_0 \epsilon_0 \omega^2) \epsilon = 0 \quad (11)$$

مما يعني أن :

$$K = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c} \quad (12)$$

حيث فرضنا سرعة الضوء في الفراغ :

$$(13) c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \times 10^8$$

معادلة (12) هي علاقة تشتت عند الموجات الكهرومغناطيسية المستوية في الفراغ الحر يربط العدد الموجي إلى تردد الموجة . السعة E و H التي تحدد اتجاهات E هي ليست مستقلة بل هي ذات صلة بمعادلات ماكسويل وعلى سبيل المثال . من معرفة E يمكن تحديد H باستخدام المعادلة (7)

$$H = \frac{(e_k \times \epsilon)}{\eta_0} \quad (14)$$

حيث:  $e_k = \frac{k}{k}$  و  $\eta_0$  هي مقاومة مساحة حرة على النحو المحدد . وعلى نفس المنوال  $E_0$  يمكن الاستدلال على ذلك من  $H_0$  مع مساعدة من المعادلة (8)

$$\eta_0 = \cong 377 \Omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (15)$$

$$\epsilon = - \eta_0 ( e_k \times H ) \quad (16)$$

ويتبع في وقت واحد من المعادلة (14) و (16)، أن  $\epsilon$  و k و H متعامدة ببعضها مع بعض للموجة المستوية في الفضاء الحر .

يرتبط استقطاب الموجة مع تطور الزمن في متجه المجال الكهربائي .

إذا اختلف اثنين من المكونات المتعامدة في الطور في المعادلة :

$$\epsilon_x e_x + \epsilon_y e_y = ( e_x |\epsilon_x| \cos \theta_{ox} + e_y |\epsilon_y| \cos \theta_{oy} ) + i ( e_x |\epsilon_x| \sin \theta_{ox} + e_y |\epsilon_y| \sin \theta_{oy} ) \quad (17)$$

باختلاف  $\frac{\pi}{2}$  و  $|E_{ox}| = |E_{oy}|$  وقيل أن موجة الاستقطاب دائري ، في هذه الحالة :

$$E(z, t) = |\epsilon| [ e_x \cos(kz - \omega t + \phi_0) \pm \sin(kz - \omega t + \phi_0) ] \quad (18)$$

موجة الاستقطاب دائري و e له نفس الحجم ولكن يتحرك على طول الدائرة .

### 3-9-2 الموجات المستوية في العوازل المتجانسة:

نعتبر أن الظواهر الكهربائية الأساسية عامة ثابتة والأوساط الخطية متجانسة . الوسط يمكن أن يكون متباين الخواص والتشتت .

إن جميع خصائص هذه الوسائط هي ثابتة فيما يتعلق بالتحويلات الزمنية والإزاحة في الفضاء .

$$D(r, t) = \int d\omega \int dk D(k, \omega) e^{i(kr - \omega t)} \quad (19)$$

$$D_i(r, t) = \epsilon_0 \sum_{j=x,y,z} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int d\hat{r} \epsilon_{ij}(r-\hat{r}, t-\hat{t}) E_j(\hat{r}, \hat{t}) \quad (20)$$

$$J_i(r, t) = \sum_{j=x,y,z} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int d\hat{r} \delta_{ij}(r-\hat{r}, t-\hat{t}) E_j(\hat{r}, \hat{t}) \quad (21)$$

توسعات فوريي تعطي جميع الموجات المستوية الممكنة ومعاملاته تحدد سعة مجال هذه الموجات المستوية ، نجد أن سماحية وموصلية فوريي تعطى بالعلاقات الآتي

$$\epsilon_{ij}(r, t) = \int d\omega \int dk \epsilon_{ij}(k, \omega) e^{i(kr - \omega t)} \quad (22)$$

$$\sigma_{ij}(r, t) = \int d\omega \int dk \sigma_{ij}(k, \omega) e^{i(kr - \omega t)} \quad (23)$$

يمكننا استخدام خصائص الالتواء لتحويلات فوريي من المعادلة (20) (21) :

$$D_i(k, \omega) = \epsilon_0 \sum_{j=x,y,z} \epsilon_{ij}(k, \omega) \epsilon_j(k, \omega) \quad (24)$$

$$J_i(k, \omega) = \sum_{j=x,y,z} \sigma_{ij}(k, \omega) \epsilon_j(k, \omega) \quad (25)$$

هنالك علاقة بين السماحية والتوصيل في فضاء فوريي تعطى ب :

$$\epsilon_{ij}(k, \omega) = \delta_{ij} + \frac{i}{\omega \epsilon_0} \sigma_{ij}(k, \omega) \quad (26)$$

3-10 الموجات المستوية في الأوساط المتجانسة الخواص مع عدم وجود تشتت مكاني:

متوسط توحيد الخواص وتبسيطه ينطوي إلى حد كبير إلى موتر السماحية. إذا افترضنا أن في النطاق الطيفي  $\epsilon(\omega) \neq 0$  ، فإننا في هذه الحالة نستنتج أنه يجب أن تكون الموجة الوحيدة المسموح بها في هذه الوسائط هي موجة عرضية تحكمها علاقة التشتت :

$$K = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad (27)$$

تمثل وظيفة عازلة من حيث أجزائه الحقيقية والتخيلية  
يمكننا التعبير عن العدد الموجي :

$$(28) \quad = \beta_{\pm} + i \sigma_{\pm}/2K$$

### 3-11 الموجات المستوية في بلورات ذات محورين:

تقع معظم بلورات هذه الفئة ضمن نطاق الترددات الضوئية وسوف نقتصر على حالة البلورات ذات محورين. تختلف خصائص البلورات ذات محورين عن تلك الموجودة في أي اتجاه متعامد على المحور ويسمى الإتجاه الخاص على المحور البصري من البلورة .

في غياب الانتشار المكاني يمكن للسماحية أن تعتمد فقط على  $\epsilon_{ij}$  و  $n_x n_y$  ويكون التعبير ملائم من حيث  $\epsilon$  عمودية وعرضية . المحور البصري من البلورة يتزامن مع واحدة من المحاور المحور z في هذه الإحداثيات تحول إلى شكله المقبول ( قطري ) ممثّل في مصفوفة  $\epsilon_{ij}$  تساوي:

$$= \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}$$

إذا كان  $\epsilon$  الطولية أكبر من العرضية يقال أن البلورة ذات المحورين إيجابية أما إذا كان العكس فيقال أن البلورة ذات المحورين سلبية .

هنالك نوعان من الاستقطاب عادي وغير عادي ، ويترتب من المعادلة الآتية أن موجة الاستقطاب عادة هي عرضية  $\epsilon_y = 0$  ( $k^2 - \epsilon_{\perp} \frac{\omega^2}{c^2}$ ). في الموجة العادية وغير العادية نجد أن حجم ناقلات الموجة غير العادية يعتمد على إتجاه انتشارها.

## الفصل الرابع

### تأثير الأمواج الكهرومغناطيسية ذات الشدات العالية علي المواد العازلة

#### 1-4 مقدمة

درسنا في الفصل السابق الكيفية التي تستجيب بها الأوساط العازلة للموجة الكهرومغناطيسية بحيث تستجيب إلكترونات هذه الأوساط بإنزياحات صغيرة في حالة المجالات الضوئية ذات الشدات المنخفضة .

هنا سندرس الطريقة التي تؤثر بها الأمواج الضوئية الشديدة مثل الليزر علي الأوساط وما يترتب علي ذلك.

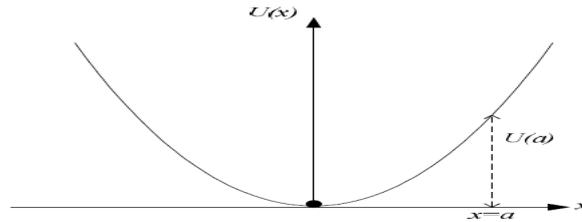
#### 2-4 تفاعل إلكترون العازل مع الموجة الكهرومغناطيسية عند الحقول الضعيفة الشدة:

تختلف التأثيرات المتبادلة بين الأمواج الكهرومغناطيسية والمواد العازلة في الأمواج ذات الشدات الكبيرة والصغيرة .

إن الإلكترونات التي تتأثر بشكل أساسي بالحقل الكهربائي للموجة هي إلكترونات ضعيفة الارتباط بالذرات (إلكترونات سطحية) نعتبر كل إلكترون سطحي يشغل عند غياب الموجة موضع توازن في قعر حفرة كمونية .

$$U(x) = \frac{1}{2} \omega_0^2 x_0^2$$

ذات عمق مقداره  $u_a \approx 5ev \approx 10^{-18} \text{ joule}$  ببعد  $a \approx 10^{-10} \text{ m}$



الشكل (1.4): الطاقة الكامنة للهزاز التوافقي الكلاسيكي

إن القيمة المطلقة للحقل الكهربائي في الحفرة هي [7]

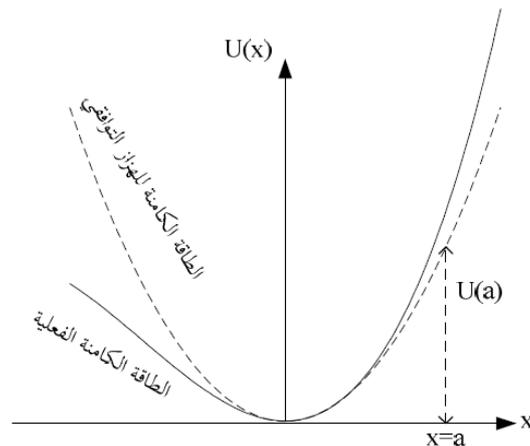
$$E_a = \frac{U_a}{q_0 \cdot a} \approx \frac{10^{-18}}{1.6 \times 10^{-19} \times 10^{-10}} \approx 10^{11} \text{ v/m}$$

حيث  $q_0$  الشحنة الإلكترونية .

#### 3-4 تفاعل إلكترون العازل مع الموجة الكهرومغناطيسية عند الحقول العالية الشدة:

لتحديد إذا كانت سعة الموجة الكهرومغناطيسية الواردة للمادة كبيرة أو صغيرة نقارنها مع قيمة الحقل في الحفرة  $E_a$  ، فالحقل الكهربائي  $E_0 \approx 10^8$  v/m لا يمكن إهماله وتمثل الطاقة الكامنة في هذه الحالة بسلسلة نشر تيلر :

$$U(x) = \frac{1}{2} m_e \omega_e^2 x^2 + \frac{1}{3} m_e c_3 x^3 + \frac{1}{4} m_e c_4 x^4 + \dots \quad (1.4)$$



الشكل(2.4): إنحراف الطاقة الكامنة الفعلية عن طاقة الهزاز التوافقي الكلاسيكي

4-3-1 القوة المؤثرة على إلكترون عازل:

تخضع الإلكترونات في هذه الحالة إلى قوة إرجاع غير خطية تكتب كالتالي :

$$F(x) = -\frac{dU(x)}{dx} = -(m_e \omega_e^2 x + m_e c_3 x^2 + m_e c_4 x^3 + \dots) \quad (2.4)$$

$\omega_e$  التردد الطبيعي للجمله و  $x=0$  توافق موضع توازن الإلكترون .

أما قوة الإرجاع لإزاحات عن موضع الإتزان تعطي ب :

$$F_1 = -(m_e \omega_e^2 x + m_e c_3 x^2) \dots \quad (3.4)$$

ويخضع الإلكترون أيضا إلى قوة إنسياق من الحقل الخارجي ، وقوة إحتكاك (إعاقة) متناسبة طرديا مع السرعة ،

$$F_2 = q_e E(t) = q_e E_e \cos \omega t \quad \dots (4.4)$$

$$F_3 = -m_e \gamma \frac{dx}{dt} \quad \dots (5.4)$$

$E_e$  القيمة المطلقة لسعة حقل الموجة الكهربائية ،  $\omega$  تواتر الموجة ،  $\gamma$  ثابت المقاومة المحدد لقيمة قوة الإحتكاك (الإعاقة).

معادلة الحركة للإلكترون الخاضع للقوى السابقة بإستعمال قانون نيوتن للحركة :

$$\Sigma \vec{F} = m\vec{\ddot{x}}$$

$$- m_0 \omega_0^2 x - m_0 c_3 x^2 - m_0 \gamma \frac{dx}{dt} + q_0 E(t) = m_0 \frac{d^2 x}{dt^2}$$

$$m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} + m_0 \omega_0^2 x + m_0 c_3 x^2 + m_0 \gamma \frac{dx}{dt} = q_0 E(t) \dots (6.4)$$

E (t) الحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية ، وتحدد قيمته بالآتي :

$$E(t) = E_0 \cos \omega t = \frac{1}{2} E_0 (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \dots (7.4)$$

### 2-3-4 معالجة المعادلات التفاضلية:

تعتبر معادلة الحركة للإلكترون (6.4) معادلة تفاضلية غير خطية ؛ وهذا النوع لا يملك حلاً تحليلياً معروفاً .

لحل هذه المعادلة التفاضلية أجري تغيير للمتغير لتبسيطها فتم الحصول على معادلة غير محلولة بالنسبة للمشتق تكتب بالصورة  $F(x, y, \dot{y})$  ؛ وبتغيير المتغير مرة أخرى فتم الحصول على معادلة تفاضلية من الدرجة الأولى غير تامة ، يمكن حلها بإيجاد معامل التكامل. وهذا يؤدي إلى معادلة ذات مشتقات جزئية لهذا المعامل حلها أصعب من المعادلة السابقة .

تضمنت بعض المراجع حلاً لهذه المعادلة عند شروط خاصة جداً أهمها صغر معامل الحد المتضمن  $x^2$  ، وصغر الحد المضاف إلى حل مسألة الهزاز التوافقي .

إستخدمو برنامج عددي جاهز يحل المعادلة التفاضلية ذات الشكل وإقترحو حلاً له الشكل :

$$x = x_0 e^{-i\omega t}$$

بعد الإشتقاق والتعويض في معادلة الحركة وجدت عبارة ل x لم تحقق المعادلة التفاضلية .

وتحصلو على أن كل هذه الطرق غير مجدية لحل هذه المعادلة فإستخدمو الطرق العددية بإستخدام برامجهم التي أنجزوها بأنفسهم وجربوا طريقة الفروق المنتهية وطريقة رونج كوتا ؛ لكن لم يتمكنوا من تحديد الشروط الابتدائية والحدية وتعذر عليهم الحصول على القيم التجريبية للثوابت مما جعل البرامج العددية غير مجدية .

### 3-3-4 معالجات أخرى للمسألة:

بما إن المطلوب إيجاد علاقة بين الحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية والإستقطاب الكهربائي سنستند إلى مبررات فيزيائية أو رياضية أو تجريبية .

يظهر من المعادلة (3.4) أن قيمة قوة الإرجاع تتعلق بإ اتجاه الإنزياح ،فالإلكترونات المزاحة في الإ اتجاه الموجب تعاني قوة إرجاع أكبر مما لو أزيحت في الإ اتجاه السالب إذا سيق الإلكترون بحقل كهربائي متردد لموجة ضوئية فإن الإزاحات خلال الجزء الموجب تكون أصغر مما هي عليه عند الجزء السالب منها.

نعبر عن الإستقطاب غير الخطي بالعلاقة [16] [21]

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^{\text{non linear}} &= \mathbf{p}^{(1)} + \mathbf{p}^{(2)} + \mathbf{p}^{(3)} + \dots \mathbf{p}^{(n)} \\ &= \epsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (8.4) \end{aligned}$$

حيث  $\mathbf{p}^{(n)}$  الإستقطاب غير الخطي من الرتبة n.

بالمقارنة بين العلاقة الخطية بين الحقل والإستقطاب :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi E$$

ويمكن إدخال تأثيرية غير خطية [18] :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{\text{non linear}} &= \epsilon_0 \chi^{\text{non linear}} E \\ &= \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 + \dots) E \quad \dots (9.4) \end{aligned}$$

حيث  $\chi^{(2)}$  و  $\chi^{(3)}$  ثوابت جديدة تصف الخواص الكهربائية اللاخطية للوسط وتأخذ قيم مختلفة عند تواترات مختلفة.

بالمطابقة بين المعادلتين (8.4) و (9.4) نجد :

$$\mathbf{P}^{(1)} = \epsilon_0 \chi^{(1)} E \quad \dots (10.4)$$

$$\mathbf{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 \quad \dots (11.4)$$

$$\mathbf{P}^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad \dots (12.4)$$

تكون عبارة ثابت العزل غير الخطي :

$$\begin{aligned} \epsilon_r^{\text{non linear}} &= 1 + \chi^{\text{non linear}} \\ &= 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 \quad \dots (13.4) \end{aligned}$$

حيث  $\chi^{(1)}$  التأثيرية الكهربائية الخطية .

وتعتبر المعادلة أعلاه عن تعلق ثابت العزل بشدة الحقل الكهربائي من خلال التأثيرية الكهربائية غير الخطية . وبالتالي ترتبط خصائص المادة كقرينة الإنكسار ومعامل الإمتصاص بشدة الحقل .

ويمكن كتابة المعادلة (8.4) في صيغة شعاعية كالآتي :

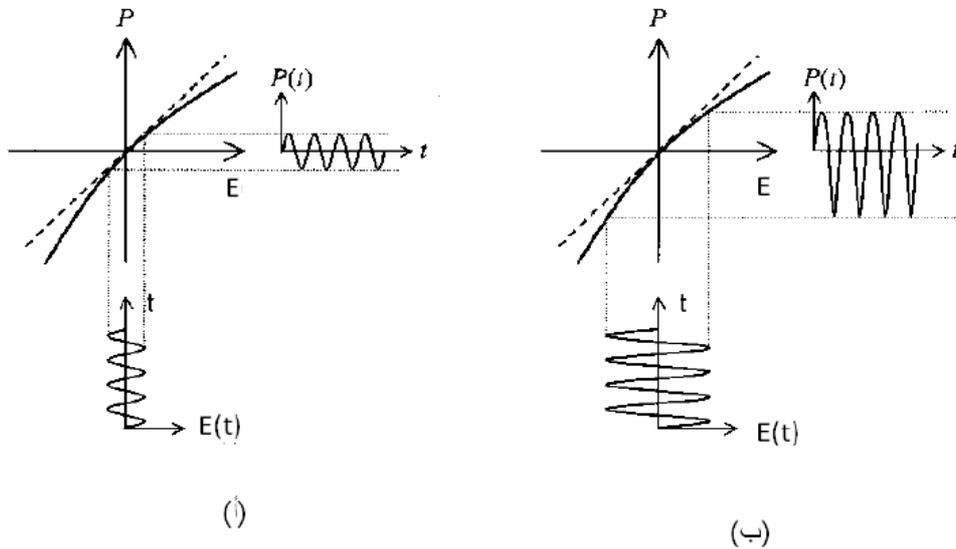
$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} (\vec{E})^2 + \chi^{(3)} (\vec{E})^3 + \chi^{(4)} (\vec{E})^4 + \dots) \dots (14.4)$$

وتعني أن مركبة الإستقطاب تتعلق بمركبات الحقل الكهربائي كالآتي :

$$\begin{aligned} P_i = \epsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j \\ + \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots (15.4) \end{aligned}$$

إن التحديد الدقيق لمحاور المواد البلورية يجعل الإستجابة اللاخطية للوسط ترتبط بالإتجاهات التي تطبق وفقها الحقول ، ويمكن تطبيق حقلين ضوئيين في إتجاهين مختلفين فينشأ إستقطاب لاخطي في إتجاه ثالث .

يبين الشكل التالي العلاقة غير الخطية بين الإستقطاب والحقل الكهربائي ، حيث يمثل الخط المتقطع الإستجابة الخطية عند الحقول الصغيرة ، بالتالي يمكن للإستقطاب تتبع الحقل المطبق . أما عند زيادة شدة الحقل فإن الإستجابة تصبح غير خطية ولامتناظرة بإنزياحات أكبر بالنسبة للحقول السالبة . وعند تطبيق حقل كهربائي جيبي في وسط غير خطي فإن الإستجابة ستتحرف عن الشكل الجيبي .



الشكل (3.4) الإستجابة الخطية والإستجابة اللاخطية [18]

من المعادلة (11.4) نجد تعادل اللاخطية من الدرجة الثانية :

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^{(2)} \cos^2 \omega t = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 (1 + \cos 2\omega t) \dots (16.4)$$

ويعبر عن الإزاحة بالاتي :

$$\tilde{x}(t) = \frac{1}{2} (\tilde{x}_1 e^{-i\omega t} + \tilde{x}_2 e^{-2i\omega t} + c.c) \quad \dots (17.4)$$

حيث c.c المرافقات المركبة 0

وبفرض  $x_2 \gg 1$  والتعويض عن قيمة  $x(t)$  في المعادلة (6.4) نجد :

$$\begin{aligned} & (-\omega^2 + i\omega\gamma + \omega_0^2) \frac{1}{2} (\tilde{x}_1 e^{i\omega t} + c.c) + (-4\omega^2 + 2i\omega\gamma + \omega_0^2) \\ & \frac{1}{2} (\tilde{x}_2 e^{2i\omega t} + c.c) + \frac{c_3}{4} (\tilde{x}_1^2 e^{2i\omega t} + 2\tilde{x}_1^* \tilde{x}_2 e^{i\omega t} + \dots + c.c) \\ & = \frac{q_0 E_0}{m_0} \frac{1}{2} (e^{i\omega t} + c.c) \quad \dots (18.4) \end{aligned}$$

وبإهمال الحد المتعلق بالإستجابة اللاخطية لصغرها نجد أن :

$$\tilde{x}_1 = \frac{q_0 E_0}{m_0} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} \quad \dots (19.4)$$

الإستقطاب عند تردد  $(\omega)$  :

$$\begin{aligned} \vec{P}(\omega, t) &= -Nq_0 \tilde{x}(\omega, t) \\ &= -Nq_0 \frac{1}{2} (\tilde{x}_1 e^{i\omega t} + c.c) \\ &= \epsilon_0 \tilde{x} E(t) \quad \dots (20.4) \end{aligned}$$

الإستقطاب عند تردد  $(2\omega)$  :

$$\vec{P}(2\omega, t) = -Nq_0(2\omega, t) = -Nq_0 \frac{1}{2} (\tilde{x}_2 e^{2i\omega t} + c.c) \quad \dots (21.4)$$

وعند اعتبار الإستقطاب أعلاه متولد بتحويل لا خطي لحقل إنسياق بتردد  $\omega$  نجد :

$$\vec{P}(2\omega, t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \left(\frac{1}{2} E_0\right)^2 (e^{2i\omega t} + c.c) \quad \dots (22.4)$$

$$\chi^{(2)} = \frac{m_0 c_3 \tilde{x}(\omega)^2 \tilde{x}(2\omega) \epsilon_0^2}{N^2 q_0^3} \quad \dots (23.4)$$

إن صغر الحدود اللاخطية للإستقطاب لا يؤدي إلى صغر التفاعلات اللاخطية ففي بعض الحالات الخاصة يمكن لهذه التفاعلات أن تتراكم .

### 3-4 دراسة التفاعلات اللاخطية التربيعية:

باعتبار وسطا متجانس ومتماثل المناحي تخترقه موجه ضوئية أحادية اللون تواترها  $\omega$  وعددها الموجي  $K$  وتنتشر في اتجاه  $x$  ونفرض أيضا أن الحقل الكهربائي للموجة مستقطب وفوق محور  $z$  ونرمز له ب  $E$  للمركبة الوحيدة الغير معدومة للحقل

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \dots (24.4)$$

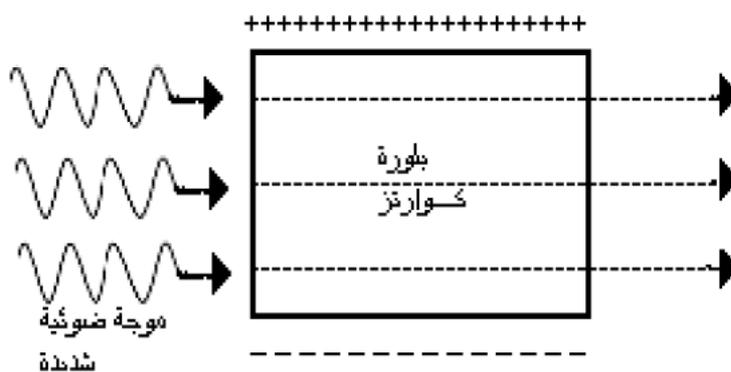
وباستبدال  $E(t)$  بقيمتها من المعادلة أعلاه نحصل علي مجموع حدين :

$$\begin{aligned} \chi^{(2)} E(t)^2 &= \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t - kx) \\ &= \frac{\chi^{(2)} E_0^2}{2} + \frac{\chi^{(2)} E_0^2}{2} \cos(2\omega t - 2kx) \dots (25.4) \end{aligned}$$

يعين الحد الأول الإستقطابية الثابتة للوسط :

$$P_0^{(2)} = \frac{1}{2} \chi E_0^2 = const$$

وتظهر في بلورة الكوارتز عند الموجات الشديدة .



الشكل (4.4) الإستقطابية الثابتة في بلورة الكوارتز [7]

الحد الثاني يصف موجة إستقطاب ذات تواتر  $2\omega$  وتعتبر الإستقطابية المهتزة بتواتر منبعها لأشعه جديدة لها تواتر  $2\omega$  أيضا وبالتالي يدعي المذروج الثاني لموجة الإنطلاق. مثلا عندما

يعبر الضوء الاحمر ذو الطول الموجي  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  لليزر الياقوت بلوزة هيدروفوسفات الغاليوم

$$\lambda_2 \approx \frac{\lambda}{2} = 3472 \text{ \AA}$$

لقد بدأت إمكانية الحصول علي المذروج الثاني عام 1961 بإستعمل التفاعلات اللاخطية لتوليد المذروجات الثانية والمذروجات ذات الرتب الأعلى للحصول علي أشعه أحادية اللون فوق البنفسجية شديدة الإستطاعة. لنكتب الحقل الكهربائي للمذروج الثاني :

$$E_2(\omega, t) = E_{20} \cos(2\omega t - k_2 x) \dots (26.4)$$

حيث:  $k_2$  الشعاع الموجي للمدروج الثاني و  $E_{20} = \frac{1}{2} \rho E_0^2$

السرعة الطوريه :

$$v_2 = \frac{2\omega}{k_2} = \frac{c}{n(2\omega)} \dots (27.4)$$

حيث  $n(2\omega)$  قرينة إنكسار الوسط للأمواج ذات التواتر  $2\omega$  أما السرعة الطوريه لموجة الإستقطاب المتناسبة مع مربع الحقل :

$$P_2(x, t) = \frac{1}{2} \rho E_0^2 \cos(2\omega t - 2kx) \dots (28.4)$$

$$v_p = \frac{2\omega}{2k} = \frac{c}{n(\omega)} \dots (29.4)$$

حيث  $n(\omega)$  قرينة إنكسار الوسط للأمواج ذات التواترات  $\omega$  .

وبمقارنة المعادلتين (26.4) و(28.4) حدوث فرق في الطور علي مسافة  $L$  في إتجاه إنتشار الأمواج بين  $P_2(x, t)$  و  $E_2(\omega, t)$  يعطي بالعلاقة :

$$\Delta\theta = (k_2 - 2k) l$$

ويمكن كتابة هذه العلاقات وفعال (27.4) و (29.4) بالشكل :

$$\Delta\theta = \frac{2\omega}{c} [n(2\omega) - n(\omega)] l \dots (30.4)$$

وبإدخال القيمة المميزة  $l_0$  التي تحدد بالشرط  $\Delta\theta = \pi$

$$l_0 = \frac{\pi c}{2\omega [n(2\omega) - n(\omega)]} \dots (31.4)$$

في حالة :

$L \leq L_0$  تكون إتجاهات مختلف الحقول الكهربائية التي تولدها مختلف عناصر الوسط بالتواتر لها نفس المنحني وبالتالي فإن جمع هذه الحقول إلى بعضها يؤدي إلى زيادة المدروج الثاني .

$L > L_0$  يعمل التداخل علي إضعاف شدة المدروج الثاني.

وفي حالة تساوي :

$$n(2\omega) = n(\omega) \quad \dots(32.4)$$

يصبح الطول  $L_0$  غير محدد .

وإذا تحقق الشرط أعلاه هذا يعني :

$$v_2 = v_p \quad \dots(33.4)$$

وتدعي هذه المساواة بشرط التوافق الطوري (شرط الزمن) وعند تحققها يتراكم تفاعل توليد المدروج الثاني بشكل غير محدد (يمكن توليده بشدة في حالة لاخطية ضعيفة وهذا يعطي إمكانية الحصول علي مدروجات ثانية لشدات غير كبيرة للموجات الواردة .

### 3-5 التفاعلات اللاخطية التكعيبية:

ترتبط التفاعلات بالحد الثالث من علاقة الإستقطاب غير الخطي التفاعلات المعبر عنها بالمعادلة (12.4) نحصل بعد إجراء بعض العمليات المثلثية علي العلاقة :

$$\begin{aligned} P_3(x,t) &= k E^3(x,t) = \chi^{(3)} E_0^3 \cos^3(\omega t - kx) \\ &= \frac{3}{4} \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kx) + \frac{1}{4} \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t - 3kx) \dots (34.4) \end{aligned}$$

ويتضح من هذه العلاقة أن الحد الثاني من الطرف الأيمن متناسب مع  $\cos(3\omega t - 3kx)$  أي أنه يقود إلى توليد المدروج الثالث لموجة الإنطلاق . ولوحظت مثل هذه المدروجات عام 1962 . وتمكن العلماء في الوقت الحاضر من الحصول علي مدروجات أعلي تستخدم في صناعة الليزر للمجال فوق البنفسجي .

أما الحد الاول متناسب مع  $\cos(\omega t - kx)$  يصف الاستقطاب اللاخطي للوسط ، ويملك نفس تواتر الإستقطابية الخطية  $\epsilon = \chi E$  .

بالتالي تكون الإستقطابية الكلية ذات التواتر  $\omega$  مساوية :

$$P(x,t) = \left( \chi^{(1)} + \frac{3}{4\epsilon_0} \chi^{(3)} E_0^2 \right) E_0 \cos(\omega t - kx) \dots(35.4)$$

وينتج من هنا أن اللاخطية التكعيبية تغير السماحية الكهربائية للوسط . إنرمز للسماحية الكلية ب  $\chi_{tot}$  عندئذ يعبر عما قيل بالعلاقة :

$$\chi_{tot} = \chi^{(1)} + \frac{3}{4\epsilon_0} \chi^{(3)} E_0^2$$

ويمكن في حالة الأمواج غير الشديدة التي تحقق الشرط  $\frac{\chi^{(3)} E_0^2}{\epsilon_0} \ll 1$  يمكن أن نعبر عن قرينة

الإنكسار الكلية للوسط بدقة جيدة بالشكل :

$$n_{tot} = \sqrt{1 + \chi_{tot}} = \sqrt{1 + \chi + \frac{3}{4\epsilon_0} \chi^{(3)} E_0^2}$$

$$= \sqrt{1 + \chi} \left( 1 + \frac{\frac{3}{4\epsilon_0} \chi^{(3)} E_0^2}{1 + \chi} \right)^{1/2} \approx n + \frac{3\chi^{(2)} E_0^2}{8\epsilon_0 n}$$

حيث :

$$n = \sqrt{1 + \chi}$$

وبلاحظ أن التفاعل اللاخطي التكعيبي يؤدي إلى تابعة قرينة الإنكسار إلى شدة الموجة .  
 قيمة الثابت  $\chi^{(3)}$  وإشارته تكونان تابعان للوسط وتختلفان باختلافه ، حيث تتراكم التفاعلات  
 المرتبطة بتابعة قرينة إنكسار الوسط لشدة الموجة الواردة.

## الكتب باللغة العربية

- [1] علاء الدين عبد الله النعيمي و قاسم محمود علي و إبراهيم محمد علي الجوادي، الفيزياء التطبيقية الحديثة، دار الجيل للنشر و الطباعة و التوزيع، بيروت، الطبعة الثانية (2005).
- [2] توفيق قاسم، الكهرومغناطيسية نظرية الحقل، ديوان المطبوعات الجامعية، الجزائر، (1987).
- [3] خلود علي حسن، الخصائص الكهربائية للمادة، دار صفاء للنشر و التوزيع، عمان (2004).
- [4] ريتز - ميلفورد، ترجمة يحيى عبد الحميد الحاج علي الدكتور رحمان رستم عبد الله، أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية، دار الكتب للطباعة و النشر، الموصل الجمهورية العراقية، (1988).
- [5] علي عادل الكيالي، علم المواد وخواصها الكهربائية، بنغازي، منشورات قار يونس، الطبعة الأولى (1994).
- [6] عيسى محمد ياسين الجوخى، الطاقة الكهرومغناطيسية، مكتبة المجتمع العربي للنشر و التوزيع (2006).
- [7] فاروق كامل تقلا، مقدمة في الضوء و الأمواج الكهرومغناطيسية، ديوان المطبوعات الجامعية، الجزائر (1988).
- [8] فرانسيس أنجينكينز-هارفي إهوايت ترجمة سعيد بسيوني الجزيري و عبد الفتاح أحمد الشاذلي، أساسيات البصريات، الدار الدولية للنشر و التوزيع (1990).
- [9] محمد كامل عبد العزيز و مجيد عبد الرحمن الكنهل، الكهرومغناطيسية الهندسية، (2005).
- [10] مناف عبد حسن، النظرية الكهرومغناطيسية، دار صفاء للنشر والتوزيع، عمان (2005).
- [11] ميشيل صطيق ترجمة طاهر ترداد، الإهتزازات، الإنتشار و الإنتثار، ديوان المطبوعات الجامعية، الجزائر (1979).
- [12] هشام جبر، نظرية الاهتزازات و الأمواج الميكانيكية، ديوان المطبوعات الجامعية ، الجزائر (1999).
- [13] وليام.ه.هايت، جونيور ترجمة مختار ناشد فهمي، الكهرومغناطيسيات الهندسية، دار ماكجروهيل

## الكتب بالأجنبية:

- [14] A.P. French , **Vibrations and Waves**, America, (1971) .
- [15] David J. Griffiths Reed College, **Introduction to Electrodynamics**, Prentice Hall, Printed in the United States of America(1999).
- [16] David R. Williams, Eric W. Van Stryland, Michael Bass, William L. Wolfe, **handbook of optics , Devices , Measurements , and Properties**, volume II Second Edition.
- [17] Keqian Zhang , Dejie Li, **Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics**, Second Edition, Springer.
- [18] Mark Fox, **Optical Properties of Solids**, Oxford University Press(2001).
- [19] William H. Hayt, John A. Buck, **Engineering electromagnetics**, Sixth Edition.

## 3- الرسائل الجامعية

- [20] Javier Pèrez-Moreno, **Theoretical and experimental characterization of the first hyperperpolarizability**, these of doctorate, WASHINGTON STATE UNIVERSITY, (2007)

## 4- المقالات المنشورة

- [21] هاني محمود شعبان، دراسة ضوء الليزر في البلورات اللاخطية GaAs، مجلة جامعة دمشق للعلوم الأساسية، (2002)، المجلد(18)، العدد الثاني، مُتاحة على الرابط

[http://www.damasuniv.edu.sy/mag/asasy/old/asasy\\_pdf/2002/18-2/saaban.pdf](http://www.damasuniv.edu.sy/mag/asasy/old/asasy_pdf/2002/18-2/saaban.pdf)

- [22] رياض شويكاني، عصام أبو قاسم، معن سليم، غسان رجا، حمدان الغامدي، (2009)، **تقصي السوية الإشعاعية و شدة الحقل الكهروطيسي في عينة مختارة من مدارس دمشق، هيئة الطاقة الذرية السورية.**

مُتاحة على الرابط

[http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/41/049/41049373.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/41/049/41049373.pdf)