



طريقة جديدة لإيجاد الثوابت الضوئية للمواد الصلبة من طيف الانعكاس والنفاذ عن صفيحة من المادة

A new method of finding the optical constants of a solid from the reflectance and transmittance spectrograms of its slab

M.A. Khashan), A.M. El-Naggar

الخلاصة

تم قياس الانعكاس والنفاذ لصفحة من مادة عازلة (الزجاج) ومادة أشباه الموصلة (السليكون) واستخدمت لحساب بطريقة التكرار معامل التقليل (attenuation factor) لكل عينة وحساب انعكاس فرينيل (Fresnel reflectance) والنفاذ. هذه العوامل الثلاثة حددت معامل الانكسار ومعامل الاضمحلال وتشتتتهما. منحنيات التشتت عبر مدى طيفي واسع، $0.2 - 3 \mu\text{m}$ ، لتحديد الثوابت الذرية والكوانتية لكل من السليكون (متعدد البلورة غير مطعم) والزجاج (حبيبي الشكل).



1. المقدمة Introduction

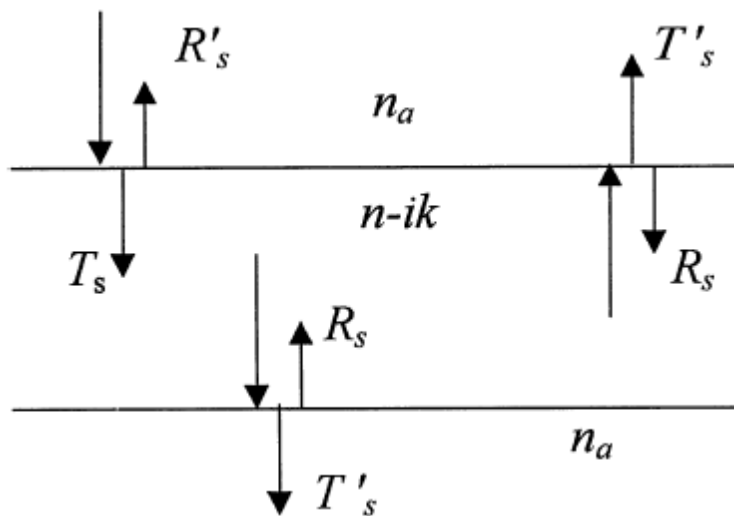
تفاعل الإشعاع الضوئي مع المادة ينتج الكثير من المعلومات حول الخواص الذرية والجزيئية للعديد من المواد. بالنظر إلى هذا التفاعل فإن الضوء المر في الوسط والانعكاس عند حدود السطح تتعدل طبقا لاستجابة المكونات الكوانتية للفوتونات المتفاعلة.

في البحث الحالي استخدم الانعكاس والنفاذ لصفحة من مادة عازلة (الزجاج) ومادة شبه موصلة (السليكون) لتحديد الأجزاء الحقيقية والتخيلية لمعامل الانكسار المركب، $n - ik$. باعتبار التداخل الغير متزامن (incoherent interference) لعدد لا محدود من الأمواج المضمحلة بين السطحين المتوازيين للصفحة، يمكن ان نحصل على صيغة للانعكاس والنفاذ المقاس عمليا. طريقة جديدة لتقليل البيانات تعتمد على عملية التكرار المعروفة استخدمت لتحليل هذين المعاملين. مزايا هذه الطريقة المبتكرة يمكن ان نحددها على النحو التالي. أولا امتصاص العينة دقيق ويحدد من خلال عملية التكرار بحيث ان التقليل بواسطة الصفحة وانعكاس فرينيل والنفاذ لسطحي الصفحة يمكن إيجاده بشكل منفصل. ومن ثم معامل الاضمحلال يحدد وحده من التقليل الناتج عن العينة، في حين ان يمكن ان نحصل على معامل الانكسار من صيغة أكثر عمومية بدمج انعكاس فرينيل عند سطحي الصفحة ومعامل الاضمحلال معا. في هذه الطريقة التشتت الشاذ لـ n يمكن ان يعرف لأول مرة حسب معرفة الباحث، على مدى طيفي ممتد من طول موجي من 0.2 إلى $3 \mu\text{m}$. أهمية إيجاد التشتت الشاذ ينبع من حقيقة ان الكثير من حزم الامتصاص يمكن ان تحدد خواصها بدقة في كلا من كلا جانبي الطيف تحت الأحمر (IR) والطيف فوق البنفسجي (UV). كما انه موضح أدناه ان الحافة الحادة على جانب الطول الموجي الطويل لشكل محنى k يخضع لدالة توزيع فيرمي-ديراك (Fermi-Dirac) بحيث ان طاقة فيرمي يمكن ان تستنتج مباشرة من بيانات التجربة العملية.

2. الانعكاس والنفاذ للصفحة Slab reflectance and transmittance

يصف الشكل 1 كيف ينعكس الضوء وينفذ بواسطة من صفحة من مادة صلبة متجانسة لها وجهين متوازيين ومستويين. يستخدم مخطط الأشعة في هذا الشكل للتعبير عن انعكاس الضوء بواسطة الصفحة R والنفاذ T بدلالة الانعكاس الداخلي والخارجي R_s ، R'_s ، والنفاذ T و T'_s لوجهي الصفحة على التوالي. عند استخدام مطياف لتحليل ضوء ينعكس وينفذ بواسطة الصفحة، نحصل على أهداف أحادية اللون (FECOs) [1] عبر كل الطيف، والتي تصبح عبارة عن أهداف ذات حزم مضيئة ومعتمة [2]. يتعذر الحصول على الـ FECOs

وملاحظته عندما تكون فتراتها (أي المسافات بينها) اصغر من حد القدرة التحليلية أو فترات الترميز (sampling interval) المستخدمة في المطياف. بالتعبير عن المسافات بالطول الموجي $\Delta\lambda$ ، فإن المسافات $\Delta\lambda$ تحسب على إنها $\Delta\lambda = \lambda^2/2nt$ ، إذا كان سمك الصفيحة الهندسي هو t ومعامل الانكسار n . بتقدير قيمة $\Delta\lambda$ للعينات المستخدمة أدناه، سوف نجد ما يلي. بالنسبة لصفيحة السليكون بسمك $t = 1.085$ mm، تتغير $\Delta\lambda$ من 0.002 nm عند $\lambda = 0.2$ μm حيث $n = 10$ إلى حوالي 0.53 nm عند $\lambda = 2$ μm حيث $n = 3.5$. وبالنسبة لصفيحة الزجاج بسمك $t = 0.920$ mm



الشكل 1 مخطط الأشعة يوضح كيف ينعكس وينفذ الضوء عند الوجه الأمامي والخلفي لصفيحة تمتلك معامل انكسار مركب، $n - ik$ ، في جو المختبر الذي معامل انكساره n_a . معامل الانعكاس والنفوذ الداخلي والخارجي مميز بالفاصلة.

التغيرات في $\Delta\lambda$ من حوالي 0.014 nm عند $\lambda = 0.2$ μm حيث $n = 1.6$ إلى حوالي 0.47 nm عند $\lambda = 0.2$ μm حيث $n = 1.5$. بالرغم من اختفائها إلا ان FECOs تؤثر بشكل كبير على قيم T و R . ولأخذ تأثير FECO بالحسبان فإنه من المفيد استدعاء حقيقة اختفاء FECO يساهم في ان يصبح سمك الصفيحة اكبر بكثير من طول الترابط (coherence length) [3] لأي قطار موجي يتداخل داخل الصفيحة. تحت هذه الشروط فان عدد غير محدود من قطارات الأمواج المنعكسة تتداخل بشكل غير مترابط (incoherently)



داخل الصفيحة. ولهذا نقوم بجمع شدتها بدلا من سعتها للحصول على الانعكاس R للصفيحة والنفاذ T بالشكل التالي [4,5]

$$R = R'_s + R_s \frac{\eta^2 T_s T'_s}{1 - \eta^2 R_s^2} \quad (1)$$

$$T = \eta \frac{T_s T'_s}{1 - \eta^2 R_s^2} \quad (2)$$

يظهر معامل التقليل h في هذه الصيغ ويلعب دورا مهما في قياس معامل الامتصاص، α لمادة الصفيحة التي تمتلك معامل انكسار مركب $n-ik$. وطبقا لقانون لمبرت (Lambert) للامتصاص [6] فان معامل التقليل h يعرف على انه

$$\eta = \exp(-\alpha t) \quad (3)$$

لصفيحة ذات سمك هندسي t ومعامل امتصاص $\alpha = 4\pi k/\lambda$ حيث λ هي الطول الموجي للفوتونات الساقطة في الفراغ. يركز البحث العملي الحالي على تحديد h من قياس الامتصاص R والنفاذ للصفيحة. لسوء الحظ المعادلتين (1) و(2) لا يمكن حلها لـ η لاحتوائها على انعكاس ونفاذ غير معروف. هذين المعاملين يعتمدان على معامل الانكسار n ومعامل الاضمحلال k ، طبقا لصيغة فرينيل لسقوط الضوء عموديا على الصفيحة (انظر المراجع [7,8] على سبيل المثال)

$$R_s = R'_s = \frac{(n - n_a)^2 + k^2}{(n + n_a)^2 + k^2} \quad (4)$$

$$T_s = T'_s = \frac{4n_a \sqrt{n^2 + k^2}}{(n + n_a)^2 + k^2} \quad (5)$$

حيث n هي معامل الانكسار في جو المختبر (الهواء) حيث ان معاملات الصفيحة يمكن قياسها. بأخذ الصيغتين الأخيرتين في الحسبان ودمج المعادلتين (1) و(2) والحل للامتصاص والنفاذ، نحصل على



$$R_s = \frac{R}{1 + \eta T} \quad (6)$$

$$T_s = \sqrt{(1 - \eta^2 R_s^2) T / \eta}. \quad (7)$$

بالتفحص الدقيق في هاتين المعادلتين نجد إننا نقابل مشكلة كبيرة لان الطرف الأيمن يحتوي على معامل مجهولة هو η . وللتغلب على هذه المشكلة سوف نتبع طريقة تقليل البيانات بالاعتماد على تقنية التكرار، والتي تمكنا من إيجاد معاملات R_s و T_s ومعامل التقليل η للوسط. أسلوبنا يعتمد على التطبيق المتكرر لقانون الحفاظ [9]

$$R_s + T_s + A_t = 1, \quad (8)$$

مع قياس الامتصاص A_t لانحراف لمجموع وحدتي الانكسار والنفوذ. معرفة قيمة A_t تؤدي إلى معرفة η . ولتوضيح كيف ترتبط η مع A_t ، سوف نستخدم قانون لمبرت للامتصاص

$$I = I_0 \exp(-\alpha z). \quad (9)$$

هذا القانون يصف، في صيغته التفاضلية كيف تفقد الشدة النسبية $dI/I = -\alpha dz$ في كل مرة عندما يمر الضوء داخل الوسط في مسافات متساوية مقدارها dz . العمق z داخل العينة يقاس عموديا على سطح الصفحة حيث $I = I_0$. بالتعريف [10]، الامتصاص $A_t = -(\int_0^t dI)/I_0$ ، عبر السمك t وسط المادة. بتذكر هذا التعريف، سوف نجد من المعادلتين (9) و (3) بالتكامل ان

$$A_t = 1 - \eta. \quad (10)$$

بهذه الطريقة يمكن تحديد η إذا علمنا A_t . المعادلة الأخيرة هي ببساطة تحدد من التساوي $A_t = 1 - (R_s + T_s)$ ، على ان تكون R_s و T_s معلومتين بدقة أو بالتقريب. تم مناقشة هذه النقطة بمزيد من التفصيل أدناه.

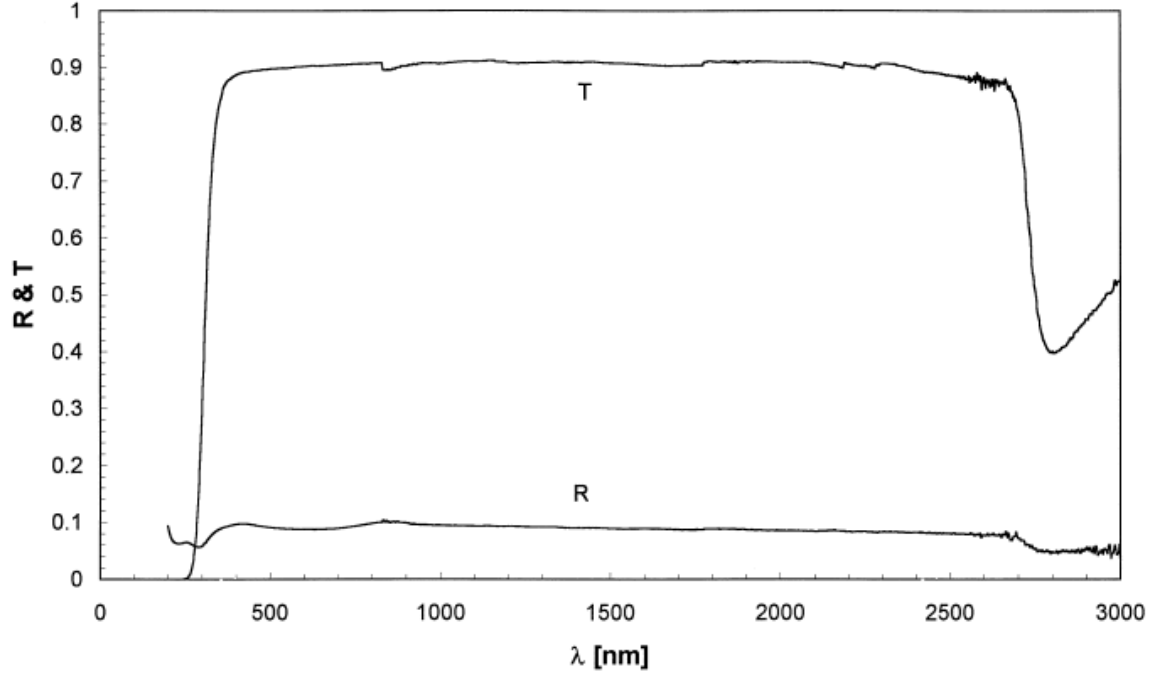


3. القياسات العملية Experimental measurements

في البحث الحالي تم استخدام الانعكاس والنفاذ عن عينتين لتحديد ثوابتها الضوئية. استخدم الزجاج الحبيبي كعينة لمادة عازلة نموذجية في حين استخدم السليكون المتعدد البلورة والغير مطعم كعينة مادة شبه موصلة. تم تحضير كل عينة في صورة صفيحة بوجهين متوازيين مستويين. تم اختبار أوجه الصفيحة من ناحية استواء سطحه وتوازيهما بدون استخدام أي طلاء. تم ملاحظة تداخل شعاعين منعكسين مباشرة بصفيحة من الزجاج، ولكن في حالة السليكون استخدم زجاج ضوئي أمام أوجه سطح صفيحة السليكون وتم صقلها لتوفر انعكاس المرآة. استخدم ضوء أحادي اللون من مصباح صوديوم ($\lambda = 589.3 \text{ nm}$) لمثل هذا الاختبار لان طول الارتباط (coherence length) هو 65 mm اكبر بكثير من سمك الصفيحة بحوالي 1 mm (لكل عينة). تحت هذه الظروف لوحظ وجود أهداب واضحة [3] بميل متساوي [11,12] وهذه الأهداب تبقى واضحة طالما كانت أوجه الصفيحة متوازية ومستوية. استخدمت أهداب Fizeau بسمك متساوي [11,12] مع ليزر He-Ne طوله الموجي $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ لرصد أي انحراف موضعي عن السطح المستوي. تم قياس عيوب في السطح اقل من $\lambda/10$ بالاستعانة بالأهداب المعتمدة. ان إجراء الفحص عبر مساحة العمل وهي $9.2 \times 15.9 \text{ mm}^2$ للسليكون و $10 \times 10 \text{ mm}^2$ للزجاج. عينة الزجاج كانت من النوع الحبيبي ذات النوع 7059 بسمك هندسي $0.920 \pm 0.002 \text{ mm}$. عينة السليكون ذات السمك $1.085 \pm 0.002 \text{ mm}$ قطعت من ساق من السليكون المتعدد البلورة الغير مطعم ذو درجة نقاء عالية من شركة Wacker-Chemitronic. أفادت الشركة المزودة للسليكون ان له مستوى عالي من المنح اكبر من $600 \Omega \text{ cm}$ ومستوى قبول عالي أكبر من $3000 \Omega \text{ cm}$.

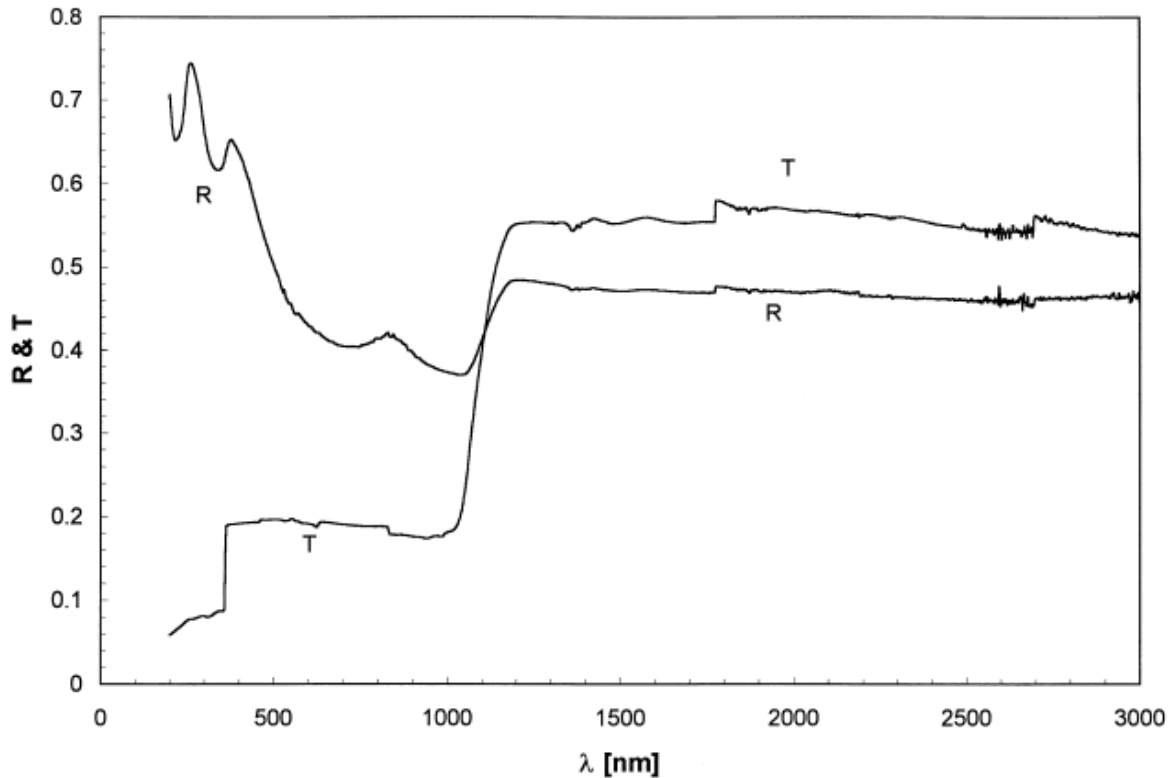
الانعكاس R والنفاذ T لكل صفيحة تم قياسه بدقة 0.003 باستخدام مطياف بشعاعين يتحكم به كمبيوتر (Shimadzu-3101PC UV-VIS-NIR) يمتلك دقة تحليلية 0.2 mm وفترات مسح 2 nm. أجريت قياساتنا عند درجة حرارة 24°C لمدى طيفي $0.2 - 3 \mu\text{m}$ وزاوية سقوط $5.0 \pm 0.1^\circ$ بالنسبة للعمودي على سطح الصفيحة. بزراية السقوط الصغيرة هذه فان المعادلات (1) - (7) اشتقت عند زاوية سقوط عمودية مناسبة بالأخص إذا كانت زاوية الانعكاس اصغر من 5 درجات داخل الصفيحة.

تم إعادة استخراج نتائج قياساتنا في الشكل 2 للزجاج والشكل 3 للسليكون. لاحظنا في الشكل 2 ان T لصفيحة الزجاج تظهر عند نهايتها تشتت حاد.



الشكل 2. الانعكاس المقاس R والنفاذ T لصفحة الزجاج الحبيبي ذات السمك 0.92 mm عند درجة حرارة 24°C .

في نفس الموضع الانعكاس R ولنفس صفحة الزجاج تعرض تشتت قليل. هذا السلوك يشير إلى وجود حزم امتصاص قوية للزجاج في كلا من طرفي طيف IR و UV. هذا الاستنتاج سوف يتم إثباته فيما يلي بالتفصيل. في الشكل 3 لصفحة السليكون تبين تشتت مفاجئ في كلا من جانبي الطيف بجوار IR و UV.



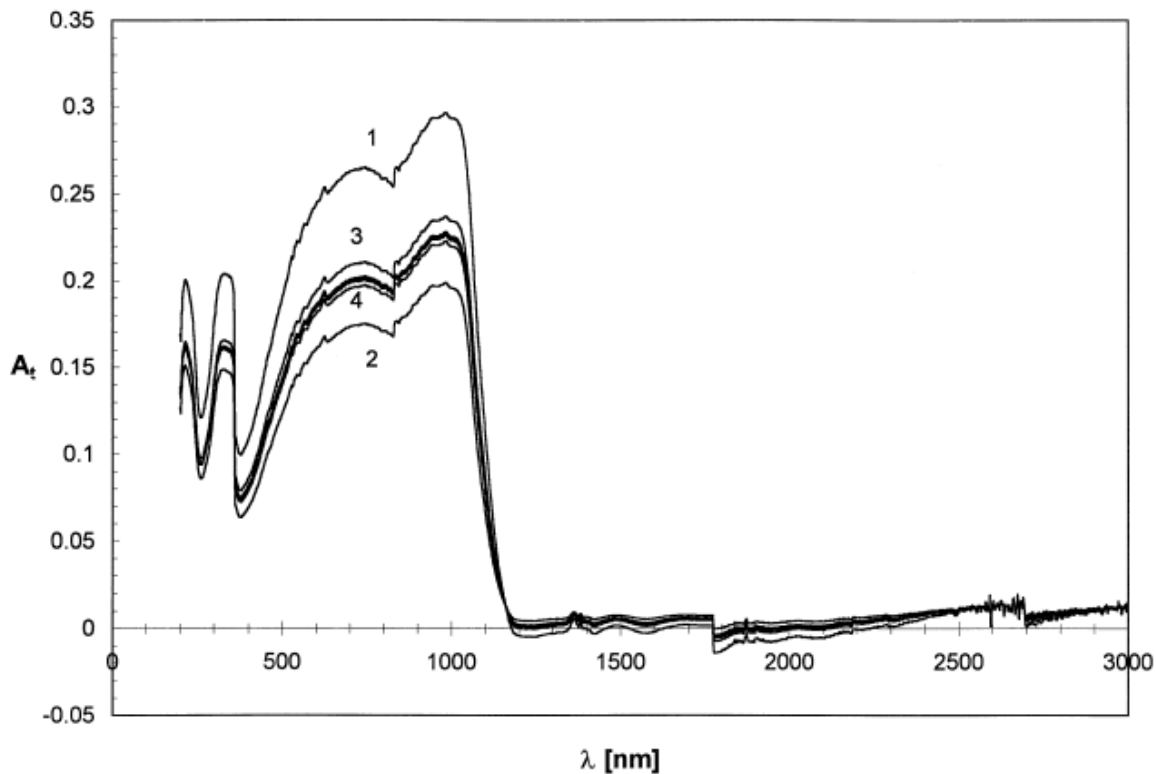
الشكل 3. الانعكاس المقاس R والنفاذ T لصفحة السليكون المتعددة البلورة والغير مطعمة بسمك 1.085 mm عند درجة حرارة 24°C.

في نفس المنطقة من الطيف، R لصفحة السليكون تزداد بثبات في حين انها تعرض تموج ضيق يشير إلى وجود حزمتين حادثتين تتداخلان مع حزمة التوصيل العريضة والتي هي خاصية من خصائص أشباه الموصلات [13,14]. تم دراسة حزمة التوصيل في السليكون بتفصيل أكثر أدناه.

4. طريقة اختزال البيانات Method of data reduction

البحث الحالي يهدف أساسا إلى استخدام الدوال الطيفية $R(\lambda)$ و $T(\lambda)$ للصفائح في الشكلين 2 و 3 لإيجاد معامل التقليل في العينة، $\eta(\lambda)$ ، والانعكاس $R_s(\lambda)$ والنفاذ $T_s(\lambda)$. هذه المعاملات الثلاثة تؤدي إلى معرفة الأجزاء الحقيقية والتخيلية لـ $n - ik$ بشكل منفصل ومعرفة تشتتها. يمكن انجاز هذا من خلال طريقة التكرار

التي تشمل الخطوات التالية. في الخطوة الأولى نفترض كتقريب اولي ان $\eta = 1$. ومن ثم نستخدم المعادلتين (6) و (7) للحصول على قيم تقريبية لكلا من R_s و T_s . هذه القيم تستخدم في الخطوة الثانية لحساب من المعادلة (8) قيمة تقريبية لقيمة A_t ، والتي تنتج من خلال المعادلة (10) قيمة تقريبية لـ η . قيمة η هذه تستخدم في الخطوة الثالثة لحساب من المعادلتين (6) و (7) قيمة جديدة لقيم R_s و T_s ، والتي سوف تستخدم لإيجاد قيمة جديدة لـ η كما في السابق.



الشكل 4. البحث عن الامتصاص الصحيح A_t لصفحة السليكون. درجة الدقة تزداد من الأعداد الصغيرة إلى الأعداد الكبيرة التي كتبت قبل كل منحنى.

هذه الخطوة تكرر عدة مرات حتى نحصل على دالة ثابتة $A_t(\lambda)$ لا تتغير قيمتها والقيمة الجديدة لـ η يعوض بها في المعادلتين (6) و (7) الحل الثابت يمكن إيجاده بسهولة برسم A_t مقابل λ لكل الخطوات السابقة كما في الشكل 4 (للسليكون على وجه التحديد). هذه المخططات تبين ان منحنيات $A_t(\lambda)$ تتذبذب حول الحل الثابت والذي يبدو يوول إلى التقارب (asymptotically). من وجه نظر عملية، نحصل على الدالة الساكنة

$A_t(\lambda)$ عند تكرار الحسابات لا يؤدي إلى قيم A_t تختلف عن الأخرى بقيم أكبر من 0.004. هذا الحد يحسب من المعادلة (8) على أنه الخطأ في A_t ، والذي يقابل خطأ مقداره 0.003 لقياس أي من R أو T بواسطة المطياف المتوفر. لقد وجدنا ستة تذبذبات تؤدي إلى الحل الساكن للسليكون، ولكن في حالة الزجاج فإن محاولتين فقط تؤدي إلى الدالة الساكنة الخاصة به، $A_t(\lambda)$. الخطوة الأخيرة هي اختبار صحة الحل الساكن $A_t(\lambda)$ باستخدام المقابل $\eta(\lambda)$ و $R_s(\lambda)$ و $T_s(\lambda)$ لمحاكاة بواسطة المعادلتين (1) و (2) القياسات العملية $R(\lambda)$ و $T(\lambda)$ لكل صفيحة. إنه من المفيد ملاحظة أن هذه المحاكاة كانت مضبوطة تماماً بشكل مدهش لأن القيم المحسوبة والقيم العملية لـ $R(\lambda)$ و $T(\lambda)$ تتوافق بشكل ممتاز لـ 1401 نقطة عملية داخل الخطأ العملي 0.003 لكلا من R أو T.

5. تعيين الثوابت الضوئية Determination of optical constants

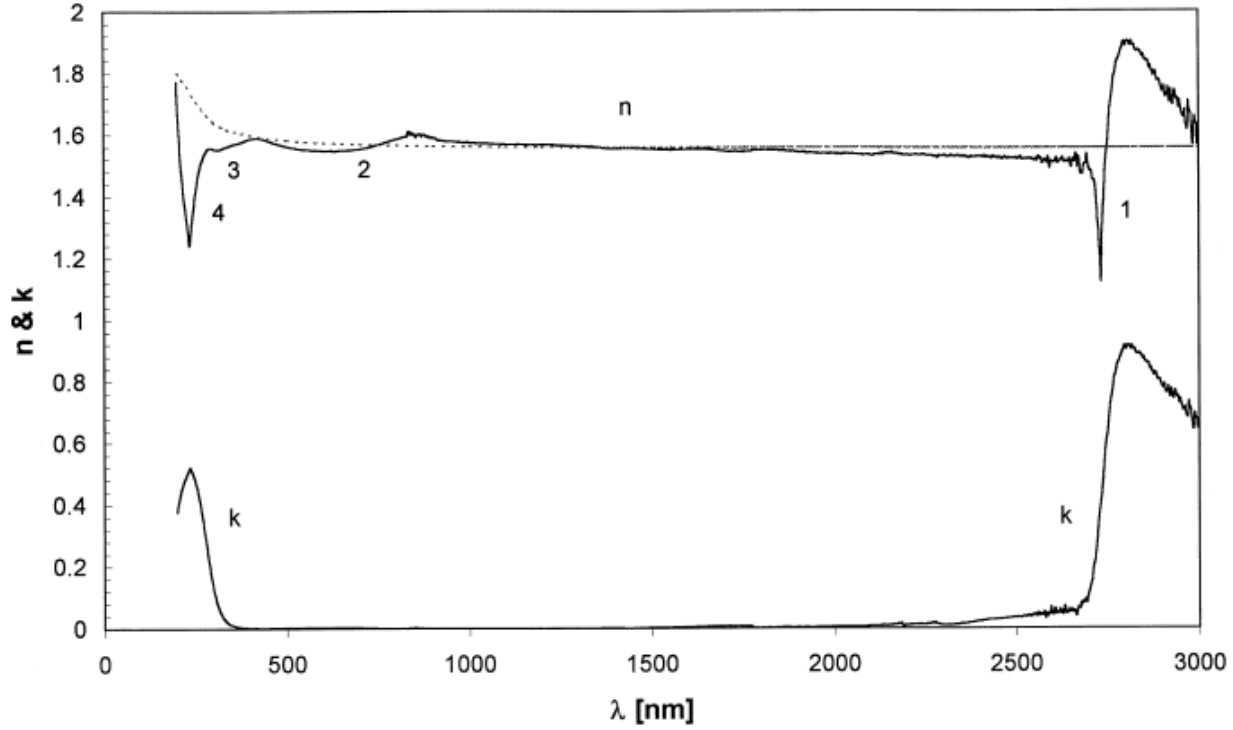
معرفة η تمكن من تحديد معامل التقليل k من الصيغة

$$k = -(\lambda/4\pi t)\ln\eta. \quad (11)$$

الخطأ النسبي لـ k يقدر من خلال هذه الصيغة

$$\frac{\delta k}{k} = \sqrt{\left(\frac{\delta\eta}{\eta\ln\eta}\right)^2 + \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2} \quad (12)$$

والتي تتبع من المعادلة (11) بالاشتقاق، بافتراض أن π ثابتة والاشتقاقات $\delta\eta$ و $\delta\lambda$ و δt مسنولة عن الأخطاء لـ η و λ و t على التوالي.



الشكل 5. القياسات العملية للتشتت (المنحنيات المتصلة) لأجزاء الحقيقية والتخيلية لمعامل الانكسار المركب للزجاج، $n - ik$. الأعداد تشير إلى أفرع التشتت الشاذ المقابلة للحزم k . دالة التشتت Cauchy والتي تلائم أجزاء التشتت العادي موضحة بالمنحنى المنقط.

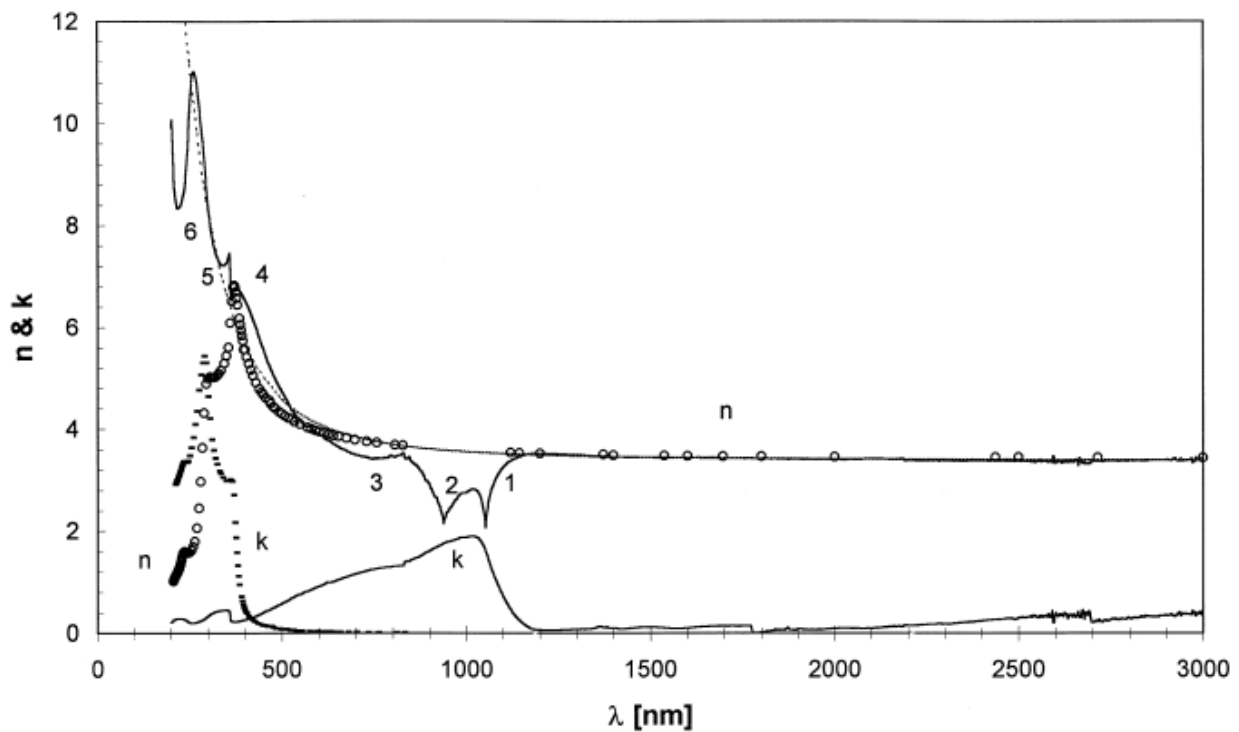
الانعكاس R_s يمكن ان يستخدم لتحديد معامل الانكسار n لمادة الصفيحة لان معادلة فرينيل (4) تحل بالنسبة لـ n للحصول على هذه المعادلة العامة

$$n = n_a \left[\frac{1 + R_s}{1 - R_s} + \sqrt{\frac{4R_s}{(1 - R_s)^2} - \frac{k^2}{n_a^2}} \right]. \quad (13)$$

معامل الانكسار له خطأ مطلق δn يقدر بهذه المعادلة

$$\delta n = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial n_a} \delta n_a\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial R_s} \delta R_s\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial k} \delta k\right)^2} \quad (14)$$

حيث ان δn_a ، δR_s و δk هي الأخطاء العملية، والاشتقاق الجزئي يحدد من المعادلة (13). نتائج استخدام المعادلات (11) و(13) لإيجاد الثوابت الضوئية للزجاج والسليكون مرسومة مقابل الطول الموجي في الشكلين 5 و6 على التوالي.



الشكل 6. القياسات العملية للتشتت (المنحنيات المتصلة) لأجزاء الحقيقية والتخيلية لمعامل الانكسار المركب للسليكون، $n - ik$. الأعداد تشير إلى أفرع التشتت الشاذ المقابلة للحزم k المتداخلة جزئياً. دالة التشتت Cauchy والتي تلائم أجزاء التشتت العادي موضحة بالمنحنى المنقط. قيم n و k لباحثين آخرين موضحة بدوائر وخطوط منقطعة.



تم الحصول على هذه النتائج بافتراض ان $n_a = 1$ مع خطأ $\delta n_a = 3 \times 10^{-4}$ ، والمعادلتين (12) و(14) استخدمنا لتقدير الأخطاء $\delta k/k = 0.005$ و $\delta n = 0.007$.

6. التشتت والعوامل الكوانتية للمواد الصلبة Dispersion and quantum parameters of solids

التفاعل بين الأمواج الكهرومغناطيسية والمادة هي المسئولة عن التغيرات في سرعة الموجة مع الطول الموجي طبقا لدالة التشتت [15-17]

$$n^2 = 1 + \sum_{j=i+1}^{\infty} a_{ij} \frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{ij}}\right)^2 - 1}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{ik}} - \frac{\lambda_{ij}}{\lambda}\right)^2 + \frac{1}{Q_{ij}^2}}. \quad (15)$$

في هذه الصيغ، استخدمنا العوامل الذرية التالية

$$a_{ij} = r_e N f_{ij} \lambda_{ij}^2 / 2 \pi \quad (16)$$

$$r_e = e^2 / mc^2 \quad (17)$$

$$Q_{ij} = \lambda_{ij} / \delta \lambda_{ij}. \quad (18)$$

هذه العوامل لها المعاني الفيزيائية التالية. $r_e = 2.818 \times 10^{-13}$ cm هو نصف القطر الكلاسيكي للإلكترون الذي شحنته e وكتلته m ويتعرض لانتقال من مستوى الطاقة الأدنى i إلى مستوى الطاقة الأعلى j عندما يمتص فوتون بطول موجي λ_{ij} . كثافة العدد الذري N يحدد التعداد في مستوى الطاقة الأرضي i . شدة التذبذب f_{ij} هو جزء من N الذي يتعرض للانتقال من $j \rightarrow i$. سرعة الضوء في الفراغ هي c . و Q_{ij} هي عامل الكمية للمتذبذب الكوانتي الذي تكون حزمة رنينيه أو الامتصاص له قمة طول موجي λ_{ij} واتساع $\delta \lambda_{ij}$. من المهم ان نلاحظ ان كلا من a_{ij} و Q_{ij} تحدد أقصى قيمة $n_{\max} = (1+a_{ij} Q_{ij}/2)^{1/2}$ وادني قيمة $n_{\min} = (1-a_{ij} Q_{ij}/2)^{1/2}$ لمعامل الانكسار n عند كل قمة وقاع في أفرع التشتت الشاذ حيث $\lambda = \lambda_{ij}$ $\pm \delta \lambda_{ij}$ ، على التوالي. منحنى التشتت للزجاج في الشكل 5 يلاحظ انه يمتلك 4 أفرع تشتت شاذ: اثنين منهما

عميقة (عند نهايتي الطيف تحت الأحمر وفوق البنفسجي) واثنين ضحلين (بالقرب من حزمة الفوق بنفسجي). الأطوال الموجية المقابلة لهذه الانتقالات هي $\lambda_{ij} = 2763, 721, 358, 261 \text{ nm}$. بالمثل منحني التشتت للسليكون في الشكل 6 يمتلك 6 أفرع تشتت شاذة تقابل أطوال موجية لهذه الانتقالات هي $\lambda_{ij} = 1050, 978, 779, 368, 346, 233 \text{ nm}$ من الجدير ذكره ان هذه الأطوال الموجية لا يمكن استنتاجها من الدالة $k(\lambda)$ للسليكون مالم نقوم بعملية معقدة لان هذه الدالة هي نتيجة لعدد من منحنيات لورانزيان المتداخلة جزئياً. أجزاء منحني التشتت فيما بين أفرع التشتت الشاذ معروف انها تمثل التشتت العادي، والذي يخضع بتقريب جيد لمعادلة تشتت Cauchy

$$n^2 = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4 + \dots \quad (19)$$

هذه الدالة اشتقت من المعادلة (15)، بافتراض ان Q_{ij} يميل إلى الملائمة وتنتج دالة Sellmeier

$$n^2 = 1 + \sum_{j=i+1}^{\infty} \frac{a_{ij}}{1 - (\lambda_{ij}/\lambda)^2} \quad (20)$$

استبدل بممتدة ماكلورين (McLaurin Expansion). بهذه الطريقة معاملات Cauchy A و B و C وجدت على انها

$$A = 1 + \sum_{j=i+1}^{\infty} a_{ij}, \quad B = \sum_{j=i+1}^{\infty} a_{ij} \lambda_{ij}^2, \\ C = \sum_{j=i+1}^{\infty} a_{ij} \lambda_{ij}^4. \quad (21)$$

وجدنا ان معاملات Cauchy: $A = 2.417$ ، و $B = 1.979 \times 10^4 \text{ nm}^2$ و $C = 5.174 \times 10^8 \text{ nm}^4$ للزجاج و $A = 11.402$ ، و $B = 8.582 \times 10^5 \text{ nm}^2$ و $C = 3.883 \times 10^{11} \text{ nm}^4$ للسليكون. دوال Cauchy في هذه الحالات موضحة في الشكلين 5 و 6 بالمنحنيات المنقطة.

تبقى هذه من احد النقاط المهمة. لقد لوحظ ان الدوال $k(\lambda)$ لكلا من السليكون والزجاج تمتلك حواف حادة باتجاه الطيف تحت الأحمر. هذه الحواف قد تم ملائمتها بواسطة دالة توزيع فيرمي ديراك



$$F(\lambda) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right)} \quad (22)$$

حيث E_F هي طاقة فيرمي، $E = hc/\lambda$ وهي طاقة الفوتون المتغيرة، و $k_B T$ هي الطاقة الحرارية عند لحظة قياس طيف العينة. هنا h هي ثابت بلانك، k_B هو ثابت بولتزمان و T هي درجة الحرارة المطلقة. لقد وجدنا ان $E_F = 1.19$ eV للسليكون و $E_F = 4.350$ eV للزجاج.

من اجل المقارنة مع نتائج باحثون آخرون، قمنا بإعادة إنتاج في شكل 6 البيانات العملية (المرجع [18]) للسليكون مع المرجع [19] لباحثون آخرون (الدوائر ل- n، والخطوط المتقطعة ل- k). التوافق مع نتائجنا لبيانات n واضحة في منطقة التشتت العادي حتى $\lambda = 371$ nm، وصيغة Cauchy هي نفسها لكل البيانات. هذه أيضا متشابهة بين أشكال منحنيات k في الشكل 6 لان جانبها عند الطول الموجي الطويل تخضع دالة فيرمي ديراك (22) ولكن بطاقة فيرمي أعلى $E_F = 3.999$ eV تم حسابها من بيانات باحثون آخرون. بصفة عامة تم ملاحظة إزاحة واضحة بين قمم منحنيات k. هذه الإزاحة يمكن ان تعود إلى حقيقة ان عينتنا تمتلك مقاومة نوعية أعلى من تلك العينات المستخدمة من قبل باحثين آخرين، والتي تقع في المدى من $10 \Omega \text{ cm}$ [20 – 22] إلى $1000 \Omega \text{ cm}$ [23]. نتائجنا العملية للزجاج متوافقة مع تلك التي نتجت في بحوث آخرين [24] ولكن البحث الحالي يمكن ان يعتبر على انه الأول لحساب طاقة فيرمي للزجاج.

7. الاستنتاج Conclusion

بأخذ التداخل الغير مترابط في الاعتبار، قمنا باستخدام طريقة التكرار لتحليل الانعكاس والنفوذ المقاس لصفحة الزجاج وشفافة السليكون ذات الأوجه المتوازية والمستوية بسمك 1 mm . استخدم معامل الاضمحلال لتحديد معامل التقليل واستخدم انعكاس فرينيل لاستنتاج معامل الانكسار. التشتت لهذين الثابتين الضوئيين استخدمنا لإيجاد الأطوال الموجية المنتقل وطاقت فيرمي.

تمت الترجمة في المركز العلمي للترجمة

www.trgma.com

16-8-2011