

بررسی تجربی ثابت‌های اپتیکی ویفرسیلیکان با استفاده از طیف بازتاب نور در بازه انرژی ۲-۵ eV

طاهره سادات سیدی آرانی، فاطمه شهشهانی، رضا ثابت داریانی*، بتول سجاد، سیده زهرا شورشینی؛
دانشگاه الزهرا، گروه فیزیک

دریافت ۹۳/۵/۱۸ پذیرش ۹۴/۵/۳۰

چکیده

در این مقاله ضریب شکست، ضریب جذب و ثابت‌های دی‌الکتریک ویفرسیلیکان نوع p با جهت (۱۰۰) با استفاده از طیف بازتاب نور از سطح سیلیکان به‌طور تجربی بررسی شده است. بررسی خواص اپتیکی این ویفر که به‌عنوان زیرلایه موج‌بر نوری استفاده می‌شود اهمیت ویژه‌ای دارد. ثابت‌های اپتیکی ویفرسیلیکان با استفاده از روش کرامرزکرونیگ و داده‌های تجربی طیف بازتاب، محاسبه شده و سپس نتایج با داده‌های چند مرجع مقایسه شده است. نتایج، توافق خوبی بین ثابت‌های اپتیکی مراجع و داده‌های تجربی طیف بازتاب و محاسبه شده برای نمونه موجود در آزمایشگاه به روش کرامرز-کرونیگ وجود دارد.

واژه‌های کلیدی: ثابت‌های اپتیکی، ویفرسیلیکان، طیف بازتاب، روش کرامرز - کرونیگ.

مقدمه

سیلیکان در صنعت الکترونیک و اپتوالکترونیک کاربرد گسترده‌ای دارد. این عنصر ماده‌ای نیم‌رسانا با گاف انرژی غیرمستقیم در حدود ۱/۱۲ eV در دمای اتاق است. در ساخت بسیاری از قطعات مدارهای مجتمع نوری مانند لیزرهای نیم‌رسانا، تقویت‌کننده‌های نوری، آشکارسازها، مدولاتورها و سوئیچ‌های نوری که اجزای اصلی مخابرات نوری هستند، از بلور سیلیکان به‌عنوان زیرلایه استفاده می‌شود [۳]، [۱].

دانستن خواص اپتیکی ماده در تکنولوژی ساخت موج‌بر نوری و طراحی قطعه بسیار اهمیت دارد. خواص اپتیکی بلور سیلیکان مانند ضریب شکست و ثابت دی‌الکتریک در بسیاری از کتاب‌های مرجع آمده است، اما از آن‌جاکه برای طراحی دقیق هر قطعه و بررسی عمل‌کرد آن مقدار دقیق ثابت‌های اپتیکی ویفرسیلیکان به‌کار رفته در قطعه لازم است، لازم است برای هر ویفر این مقادیر تعیین و اندازه‌گیری شود [۷]، [۴].

هدف این مقاله تعیین مقدار ضریب شکست، ضریب جذب و قسمت حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک ویفرسیلیکان نوع p با جهت (۱۰۰) است. در نظر است از این ویفر سیلیکان به‌عنوان زیرلایه موج‌بر نانو سیم‌های ZnO استفاده شود. ضرایب اپتیکی با استفاده از طیف بازتاب سیلیکان در بازه انرژی ۲-۵ الکترون‌ولت و با روش کرامرزکرونیگ محاسبه شده است. در بخش ۲ دستور کرامرز-کرونیگ و روش محاسبه ثابت‌های اپتیکی با این دستور به‌طور مختصر توضیح داده شده است. بخش ۳ به توضیح روش تجربی و بخش ۴ به بررسی نتایج به‌دست آمده اختصاص داده شده و در آخر نتیجه‌گیری ارائه شده است.

*نویسنده مسئول: dariani@alzahra.ac.ir

روش کرامرز-کرونیگ

کرامرز و کرونیگ در سال ۱۹۲۶ و ۱۹۲۷ میلادی رابطه‌ای به‌طور مستقل مطرح کردند که هم‌اکنون به‌روش کرامرز-کرونیگ شناخته می‌شود [۹]، [۸]. با استفاده از روش کرامرز-کرونیگ می‌توان بخش حقیقی (بخش موهومی) تابع پاسخ یک دستگاه کنش‌پذیر را به شرط آن که بخش موهومی (بخش حقیقی) آن در تمام بسامدها معلوم باشد، به‌دست آورد. با این روش می‌توان ثابت‌های اپتیکی در هر بسامدی از صفر تا مقادیر خیلی زیاد را محاسبه کرد. در حال حاضر این روش، یکی از مفیدترین روش‌ها برای تعیین دقیق ثابت‌های اپتیکی است و به‌عنوان روش مرجع و مطمئن شناخته می‌شود.

اگر $F_r(\omega)$ و $F_i(\omega)$ به ترتیب بخش‌های حقیقی و موهومی تابع پاسخ یک دستگاه کنش‌پذیر خطی $\tilde{F}(\omega)$ باشد با استفاده از روابط پاشندگی کرامرز-کرونیگ که در واقع دو رابطه انتگرالی بدین صورت است، می‌توان یکی را بر حسب دیگری به‌دست آورد [۱۰]:

$$F_r(\omega) = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' F_i(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (1)$$

$$F_i(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{F_r(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2)$$

در رابطه‌های (۱) و (۲)، ω فرکانس زاویه‌ای نور تابشی، ω' متغیر انتگرال‌گیری و P مقدار اصلی انتگرال است. بر حسب مورد کاربرد، انتگرال معادله (۲) را بر حسب انرژی فوتون نیز می‌نویسند: ($E = h\nu = \hbar\omega$)

$$F_i(E) = -\frac{2E}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{F_r(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (3)$$

یکی از کاربردهای روابط کرامرز-کرونیگ تعیین مقدار فاز ضریب بازتاب دامنه نور در فرکانس‌های مختلف است که در ادامه توضیح داده می‌شود. ضریب بازتاب دامنه نور معمولاً کمیتی مختلط است و نمایش آن با روش اوپلر بدین صورت است:

$$r(E) = \sqrt{R(E)} e^{i\theta(E)} \quad (4)$$

که در آن $r(E)$ ضریب بازتاب دامنه نور، $i\theta(E)$ فاز و $R(E)$ بازتابندگی یا ضریب بازتاب نور از یک سطح اپتیکی است. کمیت $r(E)$ به جنس سطح، زاویه تابش، قطبش نور و انرژی (فرکانس) فوتون تابشی بستگی دارد. اگر از دو طرف رابطه (۴) لگاریتم در مبنای طبیعی بگیریم، خواهیم داشت:

$$\text{Ln}[r(E)] = \frac{1}{2} \text{Ln}[R(E)] + i\theta(E) \quad (5)$$

سمت چپ معادله (۵)، $\text{Ln}[r(E)]$ ، یک کمیت مختلط است. با استفاده از دستور کرامرز-کرونیگ و رابطه (۳) می‌توان بخش موهومی رابطه (۵) را بر حسب بخش حقیقی آن به‌دست آورد:

$$\theta(E) = -\frac{E}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\text{Ln}(R(E'))}{E'^2 - E^2} dE' \quad (6)$$

اگر وابستگی تابع R به انرژی معلوم باشد با محاسبه انتگرال بالا می‌توان مقدار فاز را به‌ازای انرژی فوتون تابشی به‌دست آورد. معمولاً مقدار R در بازه محدودی از انرژی به‌طور تجربی قابل اندازه‌گیری است و برای محاسبه انتگرال (۶) در خارج از این بازه باید از روش‌های برون‌یابی، مقدار تابع R را به‌دست آورد. اگر مقدار تابع $R(E')$ در بازه انرژی $E_1 \leq E' \leq E_2$ از اندازه‌گیری به‌دست آمده باشد، در این صورت محاسبه انتگرال رابطه (۶) به محاسبه سه انتگرال در بازه‌های $[0-E_1]$ ، $[E_1-E_2]$ و $[E_2-\infty]$ منجر می‌شود:

$$\Delta\theta_1(E) = -\frac{E}{\pi} \int_0^{E_1} \frac{\ln(R(E'))}{E'^2 - E^2} dE' \quad (7)$$

$$\theta_{kk}(E) = -\frac{E}{\pi} P \int_{E_1}^{E_2} \frac{\ln(R(E'))}{E'^2 - E^2} dE' \quad (8)$$

$$\Delta\theta_2(E) = -\frac{E}{\pi} \int_{E_2}^{\infty} \frac{\ln(R(E'))}{E'^2 - E^2} dE' \quad (9)$$

برای محاسبه θ در بازه تجربی $E_1 \leq E' \leq E_2$ می‌توان به‌جای انتگرال‌گیری از دستور جمع رابطه (۱۰) نیز استفاده کرد:

$$\theta_{kk}(E) = -\frac{E}{\pi} P \sum_{E'=E_1}^{E_2} \frac{\ln(R(E'))}{E'^2 - E^2} \quad (10)$$

بنابراین تابع $\theta(E)$ برابر است با :

$$\theta(E) = \theta_{kk}(E) + \Delta\theta_1(E) + \Delta\theta_2(E) \quad (11)$$

با تعیین تابع فاز $\theta(E)$ ، ضریب بازتاب دامنه بر حسب انرژی با استفاده از رابطه (۴) به‌دست می‌آید. از طرفی طبق معادلات فرنل و در تابش عمودی، ضریب بازتاب دامنه یک موج الکترومغناطیس از سطح جدایی دو محیط با ضریب شکست‌های مختلف، از رابطه (۱۲) به‌دست می‌آید [۱۱]:

$$r = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad (12)$$

که در آن N_1 ضریب شکست محیط اول است که نور تابشی و بازتابی در آن وجود دارد و N_2 ضریب شکست محیط دوم است. اگر نور از فضای آزاد و یا هوا به محیط بتابد و ضریب شکست محیط دوم را با N نشان دهیم، رابطه (۱۲) بدین‌صورت نوشته می‌شود:

$$r = \frac{1 - N}{1 + N} \quad (13)$$

در محیط‌های جاذب ضریب شکست کمیتی مختلط است پس می‌توان آن را بدین‌صورت نوشت:

$$N = n + iK \quad (14)$$

که در آن بخش حقیقی، n ، ضریب شکست محیط و K ضریب خاموشی نامیده می‌شوند. پارامترهای n و K کمیت‌هایی فیزیکی و قابل اندازه‌گیری هستند با جاگذاری رابطه (۱۴) در رابطه (۱۳) رابطه (۱۵) به‌دست می‌آید:

$$r = \frac{1-n-i\kappa}{1+n+i\kappa} \quad (15)$$

به سادگی می‌توان نتیجه گرفت که:

$$R = |r|^2 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (16)$$

$$\tan \theta = \frac{2\kappa}{n^2 + \kappa^2 - 1} \quad (17)$$

با استفاده از رابطه‌های (۱۶) و (۱۷) پارامترهای n و κ به دست می‌آیند:

$$n = \frac{1-R}{1+R-2\sqrt{R} \cos \theta} \quad (18)$$

$$\kappa = \frac{2\sqrt{R} \sin \theta}{1+R-2\sqrt{R} \cos \theta} \quad (19)$$

از طرفی رابطه (۲۰) بین کمیت N و ثابت دی‌الکتریک محیط ε ، در فرکانس‌های دور از فرکانس جذب، برقرار است:

$$\varepsilon \cong N^2 \quad (20)$$

اگر ε_1 و ε_2 به ترتیب بخش‌های حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک باشند، با استفاده از دو رابطه (۱۴) و (۲۰) داریم:

$$\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (21)$$

$$\varepsilon_2 = 2n\kappa \quad (22)$$

ضریب جذب محیط نیز از رابطه (۲۳) به دست می‌آید:

$$\alpha(E) = \frac{2E}{\hbar c} \kappa(E) \quad (23)$$

بنابراین با دانستن تابع $R(E)$ از سطح یک نمونه می‌توان با استفاده از رابطه‌های (۷) تا (۱۱) تابع $\alpha(E)$ و به کمک رابطه‌های (۱۸) و (۱۹) و همچنین رابطه‌های (۲۱) تا (۲۳) ثابت‌های اپتیکی نمونه را به‌ازای انرژی‌های مختلف به دست آورد.

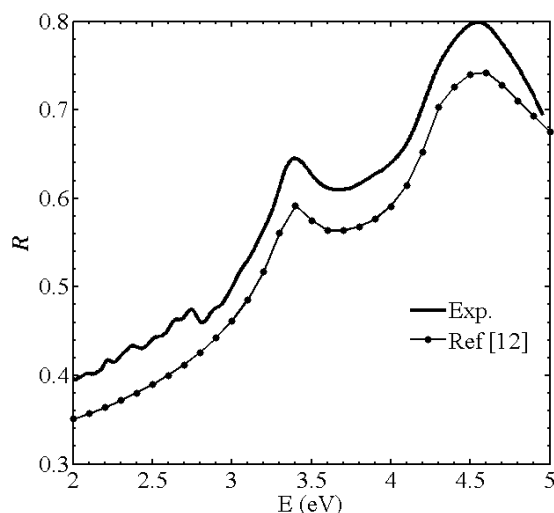
روش آزمایش

ابتدا ویفر Si نوع p با جهت (۱۰۰)، B-doped و با مقاومت ورقه‌ای $600 \Omega/\square$ را با ابعادی در حدود 1×1 سانتی‌متر مربع برش داده و با پنبه آغشته به محلول آب و صابون شستشو دادیم. سپس نمونه به ترتیب ۱۰ دقیقه با استون، ۱۰ دقیقه با اتانول و ۱۰ دقیقه با آب مقطر در دستگاه آلتروسونیک شستشو داده شد. با استفاده از دستگاه اسپکتروفوتومتر Ocean Optics، مدل HR 4000 CG-UV-NIR، ضریب بازتاب نور از ویفر سیلیکان در تابش عمود برای طول موج‌های مختلف اندازه‌گیری شد. این دستگاه قابلیت اندازه‌گیری طیف بازتابی در بازه انرژی ۵-۲ الکترون ولت را دارد.

نتیجه‌گیری

چنان‌که رابطه (۶) نشان می‌دهد برای تعیین دقیق $R(E)$ با استفاده از انتگرال کرامرز-کرونینگ، مقدار ضریب بازتاب نور از سطح نمونه در بازه انرژی صفر تا بی‌نهایت لازم است. چنان‌که پیش‌تر بیان شد، ضریب بازتاب نمونه‌ها در آزمایشگاه فقط در بازه انرژی $2-5 \text{ eV}$ به‌طور دقیق قابل اندازه‌گیری است. بنابراین برای محاسبه انتگرال در خارج این بازه باید تابع $R(E)$ برون‌یابی شود. در این مقاله به روشی که در ادامه توضیح داده شده برون‌یابی تابع $R(E)$ انجام شده است.

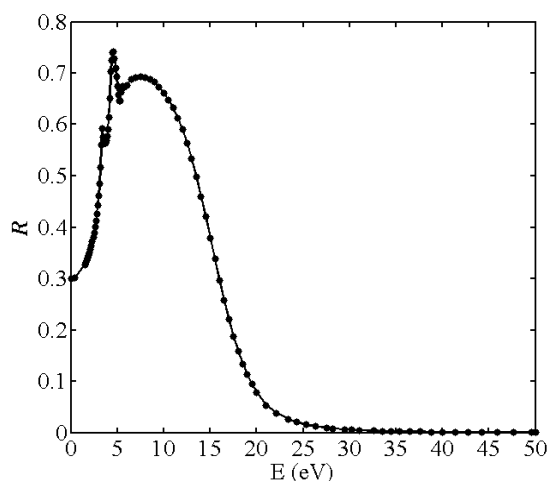
ابتدا طیف بازتاب ویفر سیلیکان اندازه‌گیری شده با اسپکتروفوتومتر رسم شد. این نمودار در شکل (۱) با خط پر نشان داده شده است. سپس مقدار کمیت‌های n و K یک نمونه سیلیکان از مرجع ۱۲ استخراج و ضریب بازتاب آن به کمک رابطه (۱۶) در بازه انرژی $2-5 \text{ eV}$ الکترون‌ولت محاسبه شد. طیف بازتاب نمونه مرجع نیز برای مقایسه با طیف تجربی نمونه آزمایشگاه در شکل (۱) با علامت (\bullet) رسم شده است.



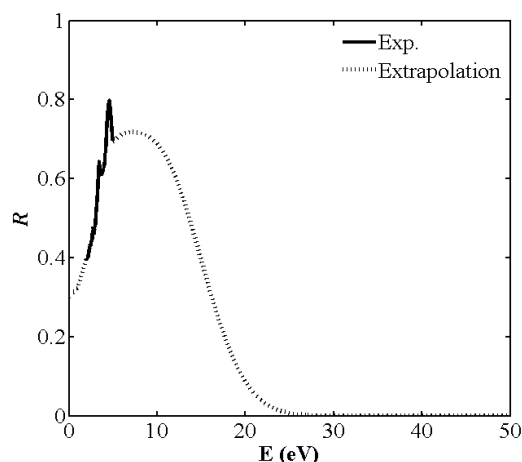
شکل ۱: مقایسه طیف بازتاب به دست آمده از ویفر سیلیکان نمونه موجود در آزمایشگاه و طیف به دست آمده از داده‌های مرجع ۱۲.

چنان‌که مشاهده می‌شود روند تغییرات ضریب بازتاب نمونه آزمایشگاه و مرجع ۱۲ در بازه $2-5 \text{ eV}$ هم‌خوانی خوبی دارند. از این‌رو به منظور برون‌یابی ضریب بازتاب نمونه در بازه $0-2 \text{ eV}$ و $5-50 \text{ eV}$ که در آزمایشگاه قابل اندازه‌گیری نیست، طیف ضریب بازتاب بلور سیلیکان را با استفاده از داده‌های مرجع ۱۲ در کل بازه $0-50 \text{ eV}$ محاسبه و در شکل (۲) رسم شد. سپس با روش برازش منحنی، تابعی برای ضریب بازتاب نمونه مرجع در بازه $0-2 \text{ eV}$ و $5-50 \text{ eV}$ به دست آوردیم. با اندکی تغییر در این تابع، تابع جدیدی برای برون‌یابی طیف بازتاب نمونه آزمایشگاهی در بازه $0-2 \text{ eV}$ و $5-50 \text{ eV}$ با روش آزمون و خطا به دست آمد به طوری که روند تغییرات آن مشابه روند تغییرات R در شکل (۲) (ضریب بازتاب نمونه مرجع) بوده و مقدار ضریب بازتاب نمودار برون‌یابی شده جدید بر ابتدا و انتهای بازه تجربی منطبق باشد. در شکل (۳) طیف ضریب بازتاب تجربی سیلیکان با خط پر به همراه تابع‌های برون‌یابی شده در بازه‌های $0-2 \text{ eV}$ و $5-50 \text{ eV}$ با نقطه چین مشخص شده است.

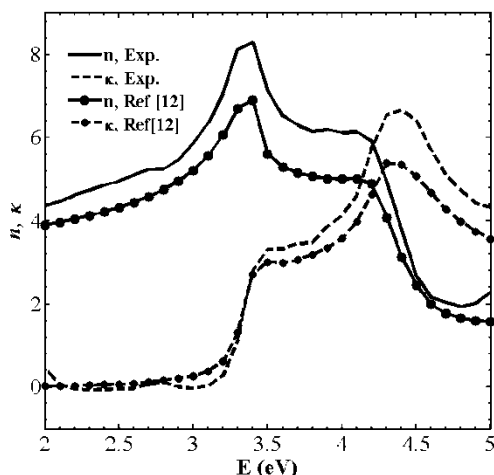
به این ترتیب تابع $R(E)$ در بازه صفر تا 50 eV برای نمونه آزمایشگاه تعیین شد. برای محاسبه مقدار انتگرال‌ها از محیط برنامه‌نویسی MATLAB استفاده شده است. با توجه به مقدار ناچیز و نزدیک به صفر ضریب بازتاب به‌ازای مقادیر انرژی بیش از 30 الکترون‌ولت، حد بالای انتگرال 50 eV انتخاب شده که مناسب به‌نظر می‌رسد. با استفاده از رابطه‌های (۷) تا (۱۱) تابع $\theta(E)$ ، به روش کرامرز-کرونیگ، و به کمک رابطه‌های (۱۸) و (۱۹) کمیت n و κ ، مطابق معادلات فرنل، برای نمونه ویفر سیلیکان آزمایشگاه به‌ازای انرژی‌های مختلف محاسبه شد. شکل (۴) نمودار تغییرات n و κ را بر حسب انرژی و در بازه $5-2$ الکترون‌ولت برای ویفر سیلیکان موجود در آزمایشگاه و نمونه مرجع ۱۲ نشان می‌دهد. خط پر مربوط به کمیت n و خط چین مربوط به کمیت κ است. نمودار مربوط به مرجع ۱۲ با نشانه دایره پر (●) نیز در شکل مذکور مشخص شده است. چنان‌که مشاهده می‌شود کمیت‌های n و κ نمونه موجود در آزمایشگاه و نمونه مرجع ۱۲ از نظر مقدار و روند تغییرات بسیار مشابه هستند.



شکل ۲: طیف ضریب بازتاب سیلیکان نمونه مرجع [۱۲].

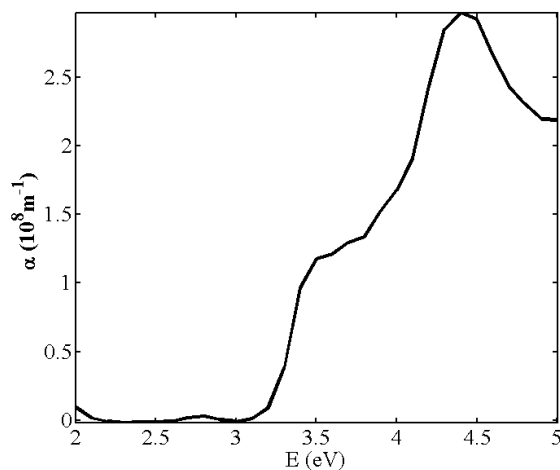


شکل ۳: طیف ضریب بازتاب تجربی ویفر سیلیکان نمونه آزمایشگاه (خط ممتد) و تابع‌های برون‌یابی شده در بازه $50-5 \text{ eV}$ (نقطه‌چین).



شکل ۴: نمودار تغییرات n (خط پر) و κ (خط چین) در بازه انرژی ۲-۵ eV. نمودار تغییرات n و κ مربوط به مرجع ۱۲ با نشانه دایره پر (●) نیز مشخص شده است.

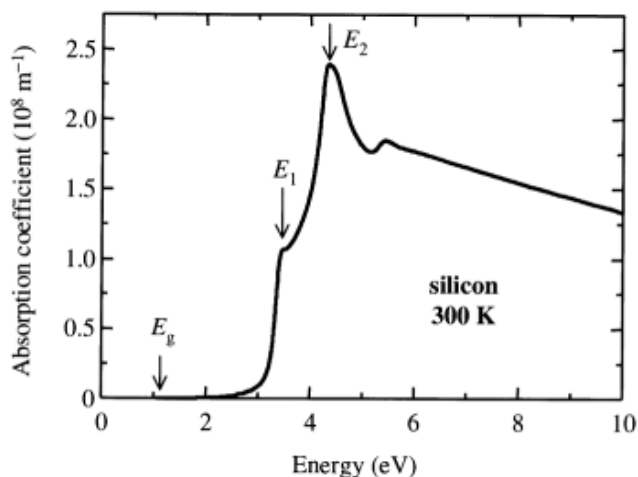
در شکل (۵) تغییرات ضریب جذب، α ، بر حسب انرژی رسم شده است. این نمودار با نتایج ارائه شده در مرجع ۱۳، که در شکل (۶) نشان داده شده، قابل مقایسه است.



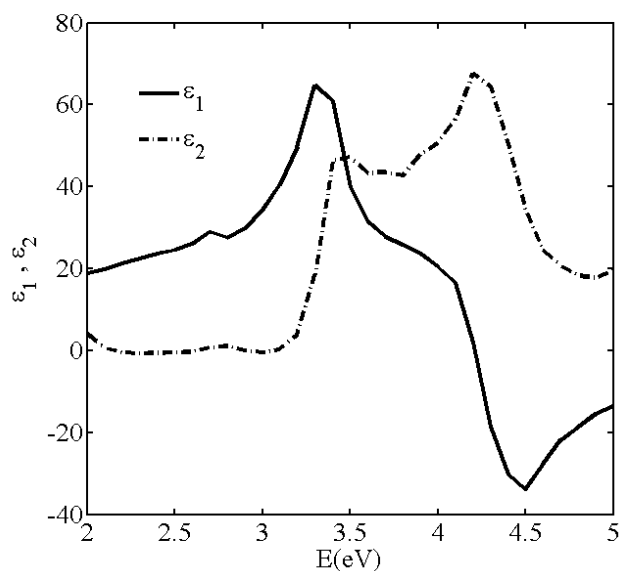
شکل ۵: نمودار تغییرات ضریب جذب ویفر سیلیکان α ، در بازه انرژی ۲-۵ eV

با دانستن کمیت n و κ ، مقدار ثابت‌های اپتیکی ϵ_1 و ϵ_2 از رابطه‌های (۲۱) و (۲۲) به‌زای انرژی‌های مختلف در بازه ۲-۵ الکترون‌ولت محاسبه شد.

در شکل (۷) تغییرات بخش حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک، ϵ_1 و ϵ_2 ، بر حسب انرژی رسم شده است. نحوه تغییرات این دو کمیت با نتایج ارائه شده در شکل (۸) مربوط که از مرجع ۱۴ برداشته شده، تطابق بسیار خوبی دارد. قسمت بدون هاشور شکل (۸)، ϵ_1 و ϵ_2 را در بازه انرژی ۲-۵ الکترون‌ولت نشان می‌دهد.

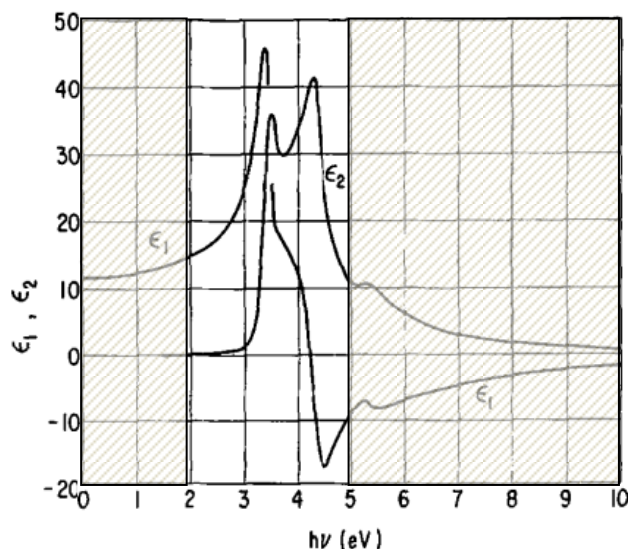


شکل ۶: نمودار تغییرات ϵ_1 استخراج شده از مرجع ۱۳.



شکل ۷: نمودار تغییرات ϵ_1 و ϵ_2 در بازه ۲-۵ eV برای نمونه موجود در آزمایشگاه.

همان‌طور که مشاهده می‌شود توافق خوبی بین ثابت‌های اپتیکی مراجع و ثابت‌های اپتیکی محاسبه شده برای نمونه موجود در آزمایشگاه به روش کرامرز-کرونیگ وجود دارد. باید توجه داشت که به‌علت تفاوت بین ویفر سیلیکان موجود در آزمایشگاه و نمونه‌های مرجع، بیش‌ترین توجه به مقایسه روند تغییرات معطوف شده است و اندک تفاوتی که بین مقادیر محاسبه شده و مرجع وجود دارد قابل چشم‌پوشی است.



شکل ۸: نمودار تغییرات ϵ_1 و ϵ_2 مربوط به مرجع ۱۴.

نتیجه‌گیری

طیف بازتاب ویفر سیلیکان نوع p با جهت (۱۰۰)، موجود در آزمایشگاه، در بازه انرژی ۵-۲ eV به روش تجربی اندازه‌گیری شد. با استفاده از روش کرامرز-کرونینگ و طیف بازتاب تجربی، ثابت‌های اپتیکی ضریب شکست، ضریب خاموشی، بخش حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک و ضریب جذب نمونه محاسبه شد. روند تغییرات پارامترهای محاسبه شده در بازه انرژی ذکر شده توافق خوبی با مقادیر ارائه شده در مراجع دارد. خواص اپتیکی بلور سیلیکان در تکنولوژی ساخت موج‌بر نوری و طراحی قطعه بسیار اهمیت دارد. این خواص مانند ضریب شکست و ثابت دی‌الکتریک در بسیاری از کتاب‌های مرجع آمده است، اما از آنجایی‌که برای طراحی دقیق هر قطعه و بررسی عمل‌کرد آن مقدار دقیق ثابت‌های اپتیکی به کار رفته در قطعه نیاز است، لازم است برای هر ویفر این مقادیر تعیین و اندازه‌گیری شود. همچنین این تحقیق نشان داد می‌توان به کمک طیف بازتاب به مقادیر ثابت‌های اپتیکی بلورها با دقت زیاد، دست یافت.

منابع

1. Ding M., Zhao D., Yao B., Shulin E., Guo Z., Zhang L., and Shen D., "The ultraviolet laser from individual ZnO microwire with quadrate cross section", *Optics Express*, Vol. 20, No. 13 (2012) 13657-13662.
2. Zhang S., and Xu H., "Optimizing substrate-mediated Plasmon coupling toward high-performance plasmonic nanowire waveguides", *ACS Nano*, Vol. 6, No. 9 (2012) 8128-8135.
3. Walters R. J., Van Loon R. V. A., Brunets I., Schmitz J., Polman A., "A silicon-based electrical source of surface plasmon polaritons", *Nature Materials*, Vol. 9 (2010) 21-25.

4. Apiratikul P., Rossi A. M., and Murphy T. E., "Nonlinearities in porous silicon optical waveguides at 1550 nm", *Optics Express*, Vol. 17, No. 5 (2009) 3396-3406.
5. Park K. T., Guo Z., Um H. D., Jung J. Y., Yang J. M., Lim S. K., Kim Y. S., and Lee J. H., "Optical properties of Si microwires combined with nanoneedles for flexible thin film photovoltaics", *Optics Express*, Vol. 19, No. 101 (2011) A41-A50.
6. Schmotz M., Bookjans P., Scheer E., and Leiderer P., "Optical temperature measurements on thin freestanding silicon membranes", *Review of Scientific Instruments*, Vol. 81, 114903 (2010) 1-3.
7. Behzad K., Mahmood W., Yunus M., Talib Z. A., Zakaria A. and Bahrami A., "Effect of preparation parameters on physical, thermal and optical properties of n-type porous silicon", *Int. J. Electrochem. Sci.*, Vol. 7 (2012) 8266-8275.
8. Kronig R. L., "On the theory of dispersion of X-rays", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 12 (1926) 547-557,.
9. Kramers H. A., "La diffusion de la lumiere par les atoms", in *Atti del Congresso Internazionale dei Fisici*, (Zanichelli, Bologna), Vol. 2 (1927) 545-557.
10. Reitz J. R., Milford F. J., and Christy R. W., "Foundations of Electromagnetic Theory", Addison-Wesley, 4th edition (2008).
11. Fowles G. R., "Introduction to modern optics", Dover Publications Inc., New York, 2nd ed., (1989).
12. Palik E. D., "Handbook of optical constants of solids", Courtesy Academic Press Inc. (1998).
13. Fox M., "Optical properties of solids", Oxford University Press (2001).
14. Philipp H. R., "Optical properties of non-crystalline Si, SiO, SiO_x, and SiO₂", *J. Phys., Chem., Solids*, Vol. 32 (1971) 1935-1945.