

Gas molecule sensing (CO) with defect silicene monolayer: a turbo Energy Electron Loss Spectroscopy study

Nasim Hadian Jazi¹, Ismaeil Abdolhosseini Sarsaric^{*,2} Naser Zare Dehnavi¹

¹Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

² Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan, 84156-83111, Iran

Received: 28.08.2018 Final revised: 26.11.2019 Accepted: 05.05.2020

DOI: [10.22055/JRMBS.2020.15556](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.15556)

Abstract

Increasing demand for highly sensitive, selective, affordable, low-consumption, durable and portable sensors has led to extensive research into the use of two-dimensional materials. Two-dimensional materials are very suitable for making gaseous sensors due to good optical clarity, high flexibility, high mechanical strength, and special electronic and optoelectronic properties. In this paper, the electronic, optical and magnetic properties of pure and defected silicene monolayer in the presence of carbon monoxide gas has been studied using first principles calculations based on density functional theory and time-dependent density functional theory. According to the investigations, we find that the optical and electronic properties of the system are altered by the absorption of the gas molecule and the vacancy defect. Here, the electron energy loss spectroscopy for pure silicene monolayer in the presence of gaseous molecule and vacancies defect have been investigated. The spectrum associated with them indicates that the plasma peak changes (Collective modes).

Keywords: Two-dimensional materials, Time-dependent density functional theory, Collective modes, Electron energy loss spectroscopy

* Corresponding Author :i.abdolhosseini@gmail.com



حسگری گاز مونوکسید کربن توسط سیلیسین دارای تهی‌جای نقطه‌ای با استفاده از شبیه‌سازی فوق‌سریع طیف‌سنجی اتلاف انرژی الکترون

نسیم هادیان جزی¹، اسماعیل عبدالحسینی سارسی^{2*}، ناصر زارع دهنوی¹

¹گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکز، تهران، ایران

²دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان 8415683111، ایران

دریافت: 1397/05/29 ویرایش نهایی: 1398/12/03 پذیرش: 1399/02/15

DOI: [10.22055/JRMBS.2020.15556](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.15556)

چکیده

تقاضای روز افزون برای حسگرهای بسیار حساس، گزینش‌پذیر، مقرون به‌صرفه، کم مصرف، پایدار و قابل حمل موجب تحقیقات گسترده‌ای برای به‌کارگیری مواد دو بعدی شده است. مواد دو بعدی امروزه به دلیل شفافیت نوری خوب، انعطاف پذیری بالا، قدرت مکانیکی عالی و همچنین خواص الکتریکی ویژه الکترونیکی و اپتوالکترونیکی، برای ساخت حسگرهای گازی بسیار مناسب هستند. در این مقاله خواص الکترونی، اپتیکی و مغناطیسی ابریخته سیلیسین در حضور گاز مونوکسید کربن در غیاب نقص‌های شبکه، و حضور تهی‌جای‌ها با استفاده از نظریه تابعی چگالی و نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان بررسی شده است. با توجه به بررسی‌های انجام شده درمی‌یابیم که خواص الکترونی و مغناطیسی سیستم مورد بررسی در اثر جذب مولکول گازی و حضور تهی‌جای‌ها تغییر می‌کند. در اینجا طیف سنجی اتلاف انرژی الکترون، سیلیسین خالص، سیلیسین در حضور مولکول گازی و سیلیسین با حضور تهی‌جای‌ها بررسی شده است. که طیف مرتبط به آنها نشان می‌دهد که قله پلاسמוنی (نوسانات دسته جمعی) تغییر می‌کند.

کلیدواژگان: مواد دوبعدی، نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان، نوسانات دسته جمعی، طیف‌سنجی اتلاف انرژی الکترون

مسمومیت‌های خطرناک در افراد و آتش‌سوزی

می‌شوند [1]. تکنولوژی حسگر از گذشته تاکنون،

به‌طور گسترده‌ای برای آشکارسازی گازها مورد بررسی

و استفاده قرار گرفته است. به‌علت کاربردهای متفاوت

و محدودیت‌های تکنولوژی حسگرهای گازی متفاوت،

محققان بر روی زمینه‌های متفاوت، با هدف افزایش

دقت حسگر گازی مطالعه کرده‌اند [2 و 3]. با پیشرفت

علم در دنیا و پیدایش تجهیزات الکترونیکی و تحولات

عظیمی که در چند دهه اخیر و در قرن بیستم به‌وقوع

مقدمه

گازها همواره در زندگی روزمره بشری وجود

داشته‌اند و در اکثر موارد بوی گازها معرف آنها است.

علاوه بر این در بسیاری از موارد گازها بدون بو، سمی،

قابل اشتعال و خطرناک هستند. در محیطی که زندگی

می‌کنیم آلاینده‌ها و گازهای بسیاری وجود دارند که در

نهایت منجر به تخریب محیط زیست، ایجاد باران‌های

اسیدی، اثرات گلخانه‌ای، تخریب لایه ازن، ایجاد

* نویسنده مسئول: i.abdolhosseini@gmail.com

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تعصب 4.0 بین‌المللی می‌باشد.



در این مقاله هدف، بررسی خواص الکترونی، مغناطیسی و اپتیکی ابریاخته سیلیسین در حضور و غیاب گاز مونوکسیدکربن در حضور تهی‌جای‌ها با استفاده از نظریهٔ تابعی چگالی وابسته به‌زمان¹ به‌عنوان معرفی یک حسگر گازی برای تشخیص گاز مونوکسیدکربن است.

روش‌های محاسباتی

نظریهٔ تابعی چگالی² (DFT) یکی از پرکاربردترین و موفق‌ترین نظریات در فیزیک محاسباتی است. اما این نظریه در توصیف حالات برانگیخته ناتوان است [20]. از آنجایی که بررسی سیستم‌های بس ذره‌ای در حالت برانگیخته دارای اهمیت خاصی است، نظریهٔ تابعی چگالی وابسته به‌زمان مطرح می‌شود. در نظریهٔ تابعی چگالی وابسته به‌زمان، دینامیک الکترون‌ها با معادلات تک الکترونی وابسته به‌زمان کان-شم برای اوربیتال‌های مولکولی اشغال شده توصیف می‌شوند [21].

روش لیویل لنکشوز³

به‌منظور محاسبهٔ طیف اپتیکی جامدات، بستهٔ محاسباتی طیف‌سنجی فوق سریع اتلاف انرژی الکترون در نظریهٔ تابعی چگالی وابسته به‌زمان⁴ را معرفی می‌کنیم، این بسته محاسباتی، قسمتی از کد محاسباتی کوآنتوم اسپرسو⁵ محسوب می‌شود که بر پایهٔ شبه‌پتانسیل است [22]. با استفاده از الگوریتم لنکشوز طیف سنجی اتلاف انرژی الکترون⁶ (EELS) در گسترهٔ وسیعی از طیف‌ها و انرژی محاسبه می‌شود.

پیوست، نیاز به‌ساخت حسگرهای دقیق، کوچکتر، حساسیت بالا و دارای قابلیت بیشتر احساس شد. امروزه از حسگرهایی با حساسیت بالا به‌طوری‌که در برابر مقادیر ناچیز از گاز، گرما و یا تشعشع حساسند استفاده می‌شود. بالا بردن حساسیت، بهره و دقت این حسگرها به‌کشف مواد و ابزار جدیدی نیاز دارد [4-8].

مواد دوبعدی بعد از اولین ساخت موفقیت‌آمیز ورقه‌های گرافین در سال 2004، توجه زیادی را به‌خود جلب کردند [9-12]. سیلیسین، ورقهٔ دوبعدی از اتم‌های سیلیکون با ساختار لانه‌زنبوری، یکی از این مواد دوبعدی است که سنتز شده است [13 و 14]. عملکرد سیلیسین به‌دو دلیل از گرافین بهتر است، نخست اینکه با فناوری مبتنی بر سیلیکون سازگار است، دوم اینکه گاف نواری قابل کنترل دارد [15]. طول پیوند سیلیکون-سیلیکون در سیلیسین (2/27Å) خیلی بزرگتر از طول پیوند کربن-کربن در گرافین (1/29Å) است. در نتیجه بزرگ بودن شعاع یونی اتم سیلیکون و بلند بودن طول پیوند بین اتم‌های سیلیکون در سیلیسین نسبت به‌طول پیوند کربن در گرافین، منجر به‌سست‌تر شدن برهم‌کنش $\pi-\pi$ شده و برخلاف گرافین که صفحه‌ای کاملاً تخت است، منجر به‌پیدایش ساختاری خمیده در سیلیسین می‌شود. به‌علت همین شعاع یونی بزرگتر در سیلیکون، انتظار می‌رود که هیبریداسیون در سیلیسین از نوع sp^2 باشد. اما برخلاف گرافین اتم‌ها با هیبریدشدگی $sp^2 - sp^3$ به‌هم متصل شده‌اند [16]. اخیراً موضوع تهی‌جای‌ها در گرافین و نانونوارها توجه شگرفی را به‌خود اختصاص داده است [17-19].

⁴Turbo-Time-Dependent Density Electron Energy Loss Function

⁵Quantum Espresso

⁶Electron Energy Loss Spectroscopy

¹Time-Dependent Density Functional Theory.

²Density Functional Theory

³Lioville Lanczos

برای حل مسائل، ابرعملگر لیوویل¹ در نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان، قطبش‌پذیری سیستم را محاسبه کرده و با استفاده از روش غیرهرمیتی لنگشوز ماتریس سه قطری محاسبه می‌شود. قطبش‌پذیری یک سیستم، پاسخ سیستم به اختلال خارجی از جمله (تابش الکترومغناطیسی، تابش پرتو الکترونی و ...) است که برحسب ماتریس چگالی پاسخ به شکل زیر بیان می‌شود

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon} = AS(q, \omega), \quad 2$$

که:

$$A = \left(\frac{4\pi e^2}{q^2}\right)^2 \frac{m_0^2}{4\pi^2 \hbar^3} \frac{k_f}{k_i}, \quad 3$$

و:

$$S(q, \omega) = -\frac{\hbar}{\pi} \text{Im}[\chi(q, \omega)]. \quad 4$$

که $S(q, \omega)$ ، عامل دینامیک ساختاری که نمونه را توصیف می‌کند، نامیده می‌شود. طبق تئوری پراکندگی، عامل ساختار افت و خیزهای بار-چگالی سیستم را توصیف می‌کند، مرتبط با قسمت موهومی پذیرفتاری $\chi(Q, Q', \omega)$ چگالی-بار می‌باشد. قطب‌های $\chi(Q, Q', \omega)$ به فرکانس‌های پلاسمون و تک ذره برانگیخته مرتبط است [23] (به پیوست الف مراجعه شود).

محاسبات و نتایج

در این مقاله با استفاده از نظریه تابعی چگالی (DFT) به کمک کد محاسباتی کوانتوم اسپرسو به بررسی خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی ابریاخته سیلیسین تخت در حضور گاز مونوکسیدکربن و تهی‌جای‌ها می‌پردازیم. برای محاسبه برهم‌کنش بین الکترون‌های ظرفیت و هسته‌های اتمی از تقریب

برای حل مسائل، ابرعملگر لیوویل¹ در نظریه تابعی چگالی وابسته به زمان، قطبش‌پذیری سیستم را محاسبه کرده و با استفاده از روش غیرهرمیتی لنگشوز ماتریس سه قطری محاسبه می‌شود. قطبش‌پذیری یک سیستم، پاسخ سیستم به اختلال خارجی از جمله (تابش الکترومغناطیسی، تابش پرتو الکترونی و ...) است که برحسب ماتریس چگالی پاسخ به شکل زیر بیان می‌شود

[23]

$$\alpha_{ij} = \langle \hat{r}_i | (\omega - \ell)^{-1} \cdot [\hat{r}_i, \hat{\rho}^0] \rangle \quad 1$$

ماتریس چگالی غیراختلالی است. برای محاسبه قطبش‌پذیری دینامیکی، جواب ابرعملگر لیوویل، باید وارون $(\omega - \ell)$ را برای همه مقادیر فرکانس ω محاسبه کنیم که برای سیستم‌هایی با فرکانس زیاد کار پر زحمتی است. به همین منظور از یک روش مناسب با عنوان الگوریتم لنگشوز استفاده می‌کنیم، که اجازه می‌دهد تنها محاسبات یکبار برای تمام فرکانس‌ها انجام شود.

روش طیف‌سنجی اتلاف انرژی الکترون

طیف‌سنجی اتلاف انرژی الکترون، روش توانمندی در تجزیه و تحلیل حالات اشغال شده بالای انرژی فرمی با تفکیک جزئی زیر نانومتر است. این طیف در بردارنده تحریک دسته جمعی الکترون‌های ظرفیت (پلاسمون‌ها) به داخل حالات اشغال نشده در نوار رسانش است. تابع اتلاف یکی از مهمترین کمیت‌ها به منظور بررسی خواص جامدات است. در روش EELS، یک الکترون با بردار موج k_i و انرژی

¹Lioville superoperator

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تعصبی 4.0 بین‌المللی می‌باشد

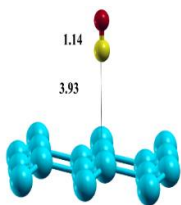


است و رنگ و بوی خاصی ندارد و به همین علت قاتل نامرئی نامیده می‌شود. بعد از قرار گرفتن مولکول CO در چهار موقعیت متفاوت، محاسبات خودسازگار به منظور واهلش برای یافتن پایدارترین حالت، انجام می‌شود. پایدارترین حالت برای موقعی است که گاز بر روی حالت TB مطابق شکل 1 قرار می‌گیرد [26]. همچنین در شکل 2 پایدارترین حالت برای ابریاخته سیلیسین در حضور گاز مونوکسید کربن نشان داده شده است. انرژی جذب در اثر حضور گاز بر روی ابریاخته سیلیسین با استفاده از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$E_{ad} = E(\text{Silicene-X}) - E(\text{silicene}) - E(X) \quad 5$$

که $X = \text{CO}$ است. در معادله بالا اولین، دومین و سومین جمله به ترتیب انرژی کل سیلیسین را با گاز جذب شده روی آن، انرژی سیلیسین خالص (*Pure*) و انرژی مولکولی گازی را به ترتیب نشان می‌دهد. انرژی جذب برای حالت‌های مختلف در جدول 1 بیان شده است. جدول 1. انرژی جذب گاز مونوکسیدکربن بر روی ابریاخته سیلیسین در چهار حالت متفاوت.

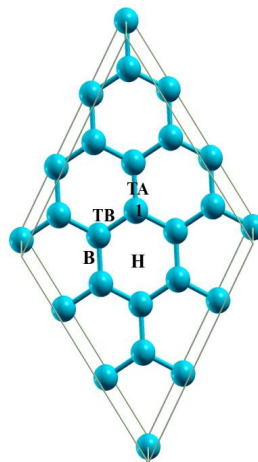
موقعیت گاز بر روی ابریاخته سیلیسین	انرژی جذب (eV)
TA	-0,027
TB	-0,020
H	-0,030
B	-0,028



شکل 2 پایدارترین حالت برای قرار گرفتن گاز مونوکسید کربن بر روی ابریاخته سیلیسین. فاصله‌ها برحسب آنگسترم است.

شبه پتانسیل و برای محاسبه تابع تبادل-همبستگی از تقریب شیب تعمیم یافته پردو، برک و ارنزهورف (GGA-PBE) استفاده شده است [24]. انرژی قطع به جهت مش بندی فضای حقیقی 400Ry در نظر گرفته ایم. تعداد نقاط K برای مش بندی منطقه اول بریلوئن $6 \times 6 \times 1$ در نظر گرفته شده است. هر ساختار به روش خودسازگار همگرا شده است. همچنین با توجه به این نکته که راستای رشد، در راستای محور x- y می‌باشد، برای پیشگیری از برهم کنش ابریاخته با تصاویر دوره‌ای آن، بین آنها یک خلأ از مرتبه 20 بوهر در نظر گرفته شده است. ما در این تحقیق سیلیسین ابریاخته $3 \times 3 \times 3$ که شامل 18 اتم Si است را در نظر می‌گیریم.

ثابت شبکه سیلیسین برابر با $a = 3,82 \text{ \AA}$ و فاصله پیوند دو اتم Si-Si، $d = 2,27 \text{ \AA}$ است که در توافق خوبی با مطالعات قبلی است [25]. ساختار بهینه شده ابریاخته سیلیسین در شکل 1 نشان داده شده است. مولکول گازی می‌تواند در چهار موقعیت متفاوت که در شکل 1 نشان داده شده بر روی ابریاخته سیلیسین قرار گیرد. شکل 1. ساختار بهینه شده ابریاخته سیلیسین در حضور مولکول گاز.



در این تحقیق گاز مونوکسید کربن را برای جذب روی سیلیسین در نظر می‌گیریم زیرا این گاز بسیار سمی

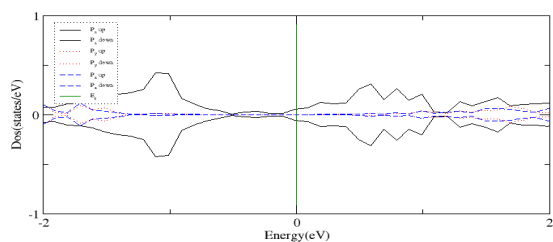
تهی جای انرژی فرمی را قطع می‌کنند. در نتیجه این سه حالت، شبه‌فلز هستند، که در توافق خوبی با نتایج قبلی است [26]. با توجه به شکل 3، تقارن کامل چگالی حالت‌های الکترونی جزئی، الکترون‌های با اسپین بالا و پایین، برای سیلیسین خالص را نشان می‌دهد که این نانو ماده غیرمغناطیسی است. با توجه به شکل 4، و شکل 5 سهم اسپین بالا و پایین در اثر ایجاد یک (دو) تهی جای، باهم تفاوت دارند و منجر به رفتار مغناطیسی ماده می‌شوند. گشتاور مغناطیسی کل برحسب مگنتون بور (μ_B) برای ساختارهای مورد مطالعه در جدول 2 گزارش شده است. در اثر تهی‌جای‌های نقطه‌ای، تعداد حالت‌های الکترونی اطراف تراز فرمی افزایش یافته است. که این ناشی از هیبریداسیون قوی بین اوربیتال‌های $3p_x$ ، $3p_y$ و $3p_z$ مطابق شکل 4 و 5 برای یک (دو) تهی‌جای نزدیک و دور از اتم سیلیکون 1 (با توجه به شکل 1) می‌باشد. مقایسه مقادیر به‌دست آمده مشاهده می‌شود که گشتاور مغناطیسی به‌وجود آمده به‌عواملی از قبیل تعداد و آرایش تهی‌جای‌ها، فاصله آنها از یکدیگر و ... بستگی دارد.

همان‌طور که ذکر شد، در اینجا از تهی‌جای‌ها در ابریاخته سیلیسین برای بررسی هوشمند بودن آن نسبت به مولکول‌های گازی استفاده می‌شود.

تهی‌جای‌ها می‌توانند به‌علت قرار گرفتن در معرض لیزر یا پرتو الکترونی ایجاد شوند و آنها در طول سنتز مواد غیرقابل اجتناب هستند. یکی از مزایای تهی‌جای‌ها این است که می‌توانیم مکانیسم جذب، ماده جذب شونده (در اینجا مولکول گازی) را تقویت کنیم.

این واقعیت الهام بخش ما شد تا یک (دو) تهی‌جای را با حذف یک و دو اتم سیلیکون به‌وجود آوریم.

چگالی حالت‌های الکترونی یک ماده چگونگی توزیع الکترون‌ها را برحسب انرژی نشان می‌دهد. نمودار چگالی حالت‌های الکترونی جزئی ترکیبات در غیاب و حضور گاز و همچنین در حضور تهی‌جای‌ها با استفاده از تقریب GGA محاسبه و نتایج حاصل از آن در شکل 3، 4 و 5 آورده شده است. در این نمودارها صفر انرژی بر انرژی فرمی منطبق شده است. همان‌طور که از شکل‌ها مشخص است، چگالی حالت‌های الکترونی جزئی برای ابریاخته سیلیسین خالص، ابریاخته سیلیسین با یک تهی‌جای و ابریاخته سیلیسین با دو



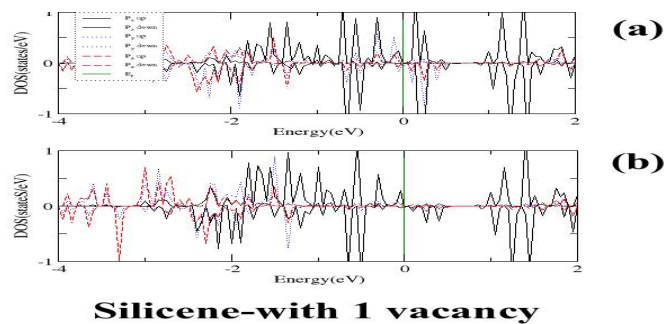
Pure Silicene

شکل 3. چگالی حالت‌های الکترونی برای ابریاخته سیلیسین خالص

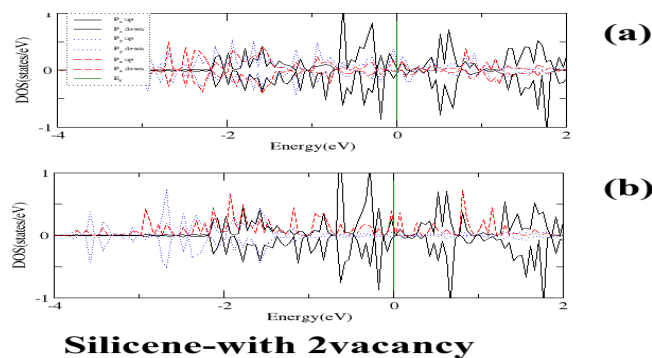
باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کپی‌رایت کامنز تعصبی 4.0 بین‌المللی می‌باشد.





شکل 4. چگالی حالت‌های الکترونی ابریاخته سیلیسین در حضور یک تهی‌جای (a)، چگالی حالت الکترونی برای یک تهی‌جای نزدیک اتم سیلیکون¹، نشان داده شده در شکل 1، (b)، چگالی حالت الکترونی برای یک تهی‌جای دور از اتم سیلیکون¹.



شکل 5. چگالی حالت‌های الکترونی ابریاخته سیلیسین در حضور دو تهی‌جای (a)، چگالی حالت الکترونی برای یک تهی‌جای نزدیک اتم سیلیکون¹، (b)، چگالی حالت الکترونی برای دو تهی‌جای دور از اتم سیلیکون¹ جدول 2. گشتاور مغناطیسی کل برحسب مگنتون بور در حالت‌های سیلیسین خالص و سیلیسین دارای یک (دو) تهی‌جای.

پاسخ اپتیکی مواد به تابش باریکه الکترونی توسط ثابت دی‌الکتریک بیان می‌شود و ویژگی‌های اپتیکی مواد را نشان می‌دهد. ثابت دی‌الکتریک حاوی اطلاعات فیزیکی زیادی است و پس از محاسبه آن می‌توان ثابت‌های دیگر از جمله تابع اتلاف انرژی، ضریب جذب، ضریب بازتاب شکست و خاموشی را محاسبه کرد. این ثابت به ساختار نواری الکترونی بلور بستگی دارد. این ثابت از دو بخش مربوط به گذارهای درون نواری¹ و بین نواری² تشکیل شده

ساختار	گشتاور مغناطیسی کل μ_B
سیلیسین خالص	0
سیلیسین با 1 تهی‌جای	0,67
سیلیسین با 2 تهی‌جای	0,17

محاسبات اپتیکی

¹ Interband

² Intraband

با $\text{Re}(Q, \omega) = 0$ مربوط به پلاسماون حجمی است. قله‌های تابع اتلاف هر کدام مربوط به یک گذار است. به بیان ساده‌تر، تابع اتلاف نشانگر تعداد الکترون‌هایی است که از نوار ظرفیت به نوار رسانش منتقل می‌شوند. با افزایش انرژی الکترون‌های لایه ظرفیت امکان این انتقال وجود دارد اما از یک انرژی به بعد هرچه انرژی باریکه الکترونی را افزایش دهیم انتقالی صورت نمی‌گیرد زیرا تأمین انرژی مورد نیاز الکترون‌ها برای انتقال از نوار ظرفیت به رسانش شرط لازم است، اما کافی نیست. برای تعیین طیف اپتیکی پس از محاسبات حالت پایه، باید از تعداد تکرارهای بهینه استفاده شود. تعداد تکرارهای بهینه برای سیلیسین خالص برابر 1000 است و در این جا تکانه باریکه الکترون فرودی $Q = 0.007 \text{ \AA}^{-1}$ در نظر گرفته شده است.

قسمت حقیقی و موهومی تابع دی‌الکتریک و معکوس تابع دی‌الکتریک برای تکانه انتقالی فرودی Q برای ابریاخته سیلیسین خالص، ابریاخته سیلیسین دارای یک تهی‌جای و ابریاخته سیلیسین دارای دو تهی‌جای در غیاب و حضور مونوکسیدکربن محاسبه شده و نتایج در جدول 2 گزارش شده است.

با توجه به شکل 6 قله پلاسماونی زمانی اتفاق می‌افتد که $\text{Re}[(Q, \omega)] = 0$ و تغییر علامت شیب از منفی به مثبت باشد. همچنین وجود قله در $[\text{Im}(Q, \omega)]$ ناشی از گذار بین نواری است و زمانی اتفاق می‌افتد که $[\text{Re}(Q, \omega)] = 0$ و تغییر علامت شیب از مثبت به منفی باشد.

است. در رساناها فقط بخش مربوط به گذارهای درون نواری مهم است. بخش مربوط به گذارهای بین نواری خود به دو بخش گذار مستقیم و غیرمستقیم تقسیم می‌شود. بخش حقیقی و موهومی ثابت دی‌الکتریک از دو رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\varepsilon(Q, \omega) = [\text{Re}(Q, \omega)] + [\text{Im}(Q, \omega)] \quad 6$$

ریشه‌های $\text{Re}(Q, \omega)$ شرط لازم برای پلاسماون‌های حجمی در ماده هستند ولی شرط کافی برای آن‌ها وجود تابع اتلاف است. همچنین در نقاطی که $\text{Re}(Q, \omega)$ منفی است امواج منتشر نمی‌شوند و فرآیندهای جذب و اتلاف صورت می‌گیرد. ثابت دی‌الکتریک در حد $\lim_{Q \rightarrow 0} [\text{Re}(Q, \omega)]$ پلاسماون‌های حجمی و سطحی و در حد $\lim_{\omega \rightarrow 0} [\text{Re}(Q, \omega)]$ ثابت استاتیکی دی‌الکتریک¹ (SDC) استوار الکتروستاتیکی برهمکنش‌های الکترون-الکترون و الکترون-شبهه در بلورها را توصیف می‌کند. تابع اتلاف یکی از مهمترین کمیت‌ها به منظور بررسی خواص بزرگ مقیاس و خرد مقیاس جامدات می‌باشد. تابع اتلاف متناسب با احتمال اتلاف انرژی E در واحد طول، برای یک الکترون در حال عبور از محیط است (کاهش انرژی یک الکترون بر سرعت به هنگام عبور از محیط را نشان می‌دهد). تابع اتلاف انرژی با بخش موهومی ثابت دی‌الکتریک رابطه عکس دارد (پیوست الف). شاخص‌ترین قله به عنوان قله فرکانس پلاسما² (PF) شناخته می‌شود که بیانگر برانگیختگی‌های جمعی چگالی بار الکترونی در ماده است. قله متناظر

¹Static Dielectric Constant

²Plasma Frequency

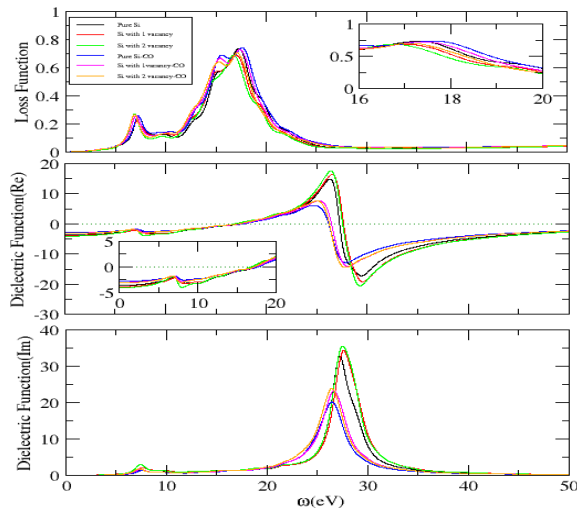


جدول 2. نتایج حاصل از طیف‌سنجی اتلاف انرژی الکترون. (SDC) ثابت دی‌الکتریک استاتیک، (PF) قله فرکانس پلاسما برحسب الکترون‌ولت. (IT) گذار بین نواری. ($\Delta\omega_{PF}(eV)$) جابه‌جایی فرکانس پلاسما نسبت به فرکانس پلاسما حالت ابریخته سیلیسین خالص. ($\Delta\omega_{IT}(eV)$) جابه‌جایی فرکانس گذار بین نواری نسبت به فرکانس بین نواری حالت ابریخته سیلیسین خالص.

ساختار	SDS	PF	IT	$\Delta\omega_{PF}(eV)$	$\Delta\omega_{IT}(eV)$	نتیجه تغییرات فرکانس پلاسما	نتیجه تغییرات گذار بین نواری
Pure Si	-3,59	17,20	27,25	-	-	-	-
Si with 1vacancy	-3,86	16,92	27,63	-0,38	0,38	Blue shifted	Red shifted
Si with 2vacancy	-4,08	16,75	27,53	-0,55	0,28	Blue shifted	Red shifted
Pure Si-CO	-2,82	17,62	27,49	0,32	-0,76	Red shifted	Blue shifted
Si with 1vacancy-CO	-3,03	17,38	27,65	0,08	-0,6	Red shifted	Blue shifted
Si with 2vacancy-CO	-3,13	17,46	27,46	0,16	-0,79	Red shifted	Blue shifted

ابریخته سیلیسین خالص در حضور گاز مونوکسیدکربن و ابریخته سیلیسین با 1 تهی‌جای در حضور گاز مونوکسیدکربن و ابریخته سیلیسین با 2 تهی‌جای در حضور گاز مونوکسیدکربن به ترتیب $-0,02$ ، $-0,27$ و $-0,13$ الکترون‌ولت است. که نشان‌دهنده افزایش مکانیسم جذب در اثر تهی‌جای است

قله پلاسما و گذار بین نواری مربوط به اوربیتال‌های $\sigma + \pi$ می‌باشد. با توجه به شکل 6 و اطلاعات جدول بزرگی دی‌الکتریک استاتیکی برای حالت ابریخته سیلیسین با دو تهی‌جای از بقیه حالات بزرگتر می‌باشد و همچنین بزرگی دی‌الکتریک استاتیکی برای حالت ابریخته سیلیسین خالص در حضور گاز از بقیه حالت‌ها کوچکتر است. انرژی جذب برای حالت‌های



شکل 6. تابع اتلاف انرژی الکترون، قسمت حقیقی تابع دی‌الکتریک و قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک برای حالت‌های ابریاخته سیلیسیم خالص، ابریاخته سیلیسیم با 1 تهی‌جای، ابریاخته سیلیسیم با دو تهی‌جای، ابریاخته سیلیسیم خالص در حضور گاز مونوکسیدکربن، ابریاخته سیلیسیم با 1 تهی‌جای در حضور گاز مونوکسیدکربن و ابریاخته سیلیسیم با 2 تهی‌جای در حضور گاز مونوکسیدکربن.

توضیح می‌دهیم. در اینجا می‌خواهیم معادلات پایه را برای حالت سیستم‌های متناوبی تعمیم دهیم ($q \neq 0$). با استفاده از نظریهٔ بلاخ پتانسیل اختلالی ضعیف خارجی وابسته به زمان که توسط یک پرتو الکترونی در برخورد با یک نمونه پراکنده می‌شود می‌تواند با امواج تخت $e^{i(q \cdot r - \omega t)}$ توصیف شود:

$$V_{ext}(r,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}_{ext}(r,\omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int_0^{\infty} [\tilde{V}_{ext}(r,\omega) e^{-i\omega t} + c.c.] d\omega \quad \text{پ1}$$

که در فضای فوریه داریم:

$$v_{ext,q}(r+R,\omega) = v_{ext,q}(r,\omega), \quad \text{پ2}$$

$$V_{ext}^q(r,\omega) = \sum_{q \in 1BZ} e^{iq \cdot r} \tilde{v}_{ext,q}(r,\omega), \quad \text{پ3}$$

که $v_{ext,q}(r,\omega)$ تابع دوره‌ای شبکه، R بردار شعاعی سلول واحد اولیه می‌باشد. در جامدات متناوب تکانه انتقالی، Q ، به صورت جمع مؤلفه کاهش‌ناپذیر، $q \in 1BZ$ و G بردار شبکه وارون، $Q = q + G$ بیان می‌شود. اگر Q به اندازهٔ کافی کوچک باشد و در منطقه اول بریلوئن قرارگیرد سپس، $G = 0, Q = q$ و $v_{ext,q}(r,\omega) = 1$ در معادلهٔ پ1 از این

نتیجه‌گیری

در این تحقیق با استفاده از روش‌های ابتدا به‌ساکن مبتنی بر نظریهٔ تابعی چگالی و نظریهٔ تابعی چگالی وابسته به زمان خواص الکترونی و اپتیکی ابریاخته سیلیسیم به‌عنوان حسگر گازی با استفاده از تقریب GGA مورد بررسی قرار گرفت. آنالیز تابع اتلاف انرژی نشان داد که قله پلاسمون و گذارهای بیرون نواری در حضور یک (دو) تهی‌جای و همچنین در حضور گاز مونوکسیدکربن به سمت طول موج‌های قرمز و آبی جابه‌جا می‌شوند و توانایی حسگری ابریاخته سیلیسیم را برای گاز مونوکسیدکربن نشان می‌دهد. جذب مولکول گازی بر روی ابرسلول سیلیسیم به صورت جذب فیزیکی اتفاق می‌افتد و همچنین مشاهده کردیم که در حضور تهی‌جای مکانیسم جذب افزایش یافت.

پیوست الف

در این بخش روش لنگشوز را برای سیستم‌های نامتناهی EELS با استفاده از تئوری پاسخ خطی

همان‌طور که در مراجع نشان داده شده است، پاسخ ماتریس چگالی حل معادله کوانتومی ابرعملگر لیوویل را برآورده می‌کند که به این شکل نشان می‌دهیم:

$$\rho'_q(\omega) = [\hat{v}'_{ext,q}, \hat{\rho}^0], \quad 10$$

که اعمال عملگر لیوویل $\hat{\ell}$ بر روی $\hat{\rho}'_q$ به این صورت تعریف می‌شود:

$$\ell \cdot \hat{\rho}'_q \equiv [\hat{H}^0, \hat{\rho}'_q] + [\hat{v}'_{HXC,q}, \hat{\rho}^0], \quad 11$$

اینجا \hat{H}^0 و $\hat{\rho}^0$ بر هامیلتونی و چگالی ماتریس مختل نشده دلالت دارد.

با استفاده از معادله به دست آمده به‌طور خلاصه می‌توان بیان کرد: در نظریه تابعی چگالی وابسته به‌زمان، پذیرفتاری چگالی-بار را می‌توان به‌صورت عناصر ماتریس غیرقطری بیان کرد و عناصر این ماتریس از حل ابر عملگر لیوویل به دست می‌آید. در واقع ماتریس چگالی پاسخ به‌عنوان حل معادله خطی کوانتومی لیوویل بیان می‌شود.

12 $\chi(Q, Q', \omega) = (\hat{n}_Q, (\omega - \hat{\ell})^{-1} \cdot [\hat{n}_Q, \hat{\rho}^0])$
محاسبه پذیرفتاری که جواب ابرعملگر لیوویل است، مستلزم به دست آوردن وارون $(\omega - \hat{\ell})$ برای همه مقادیر فرکانس ω است. به همین منظور از یک روش مناسب با الگوریتم لنگشوز استفاده می‌کنند، که اجازه می‌دهد تنها محاسبات یک بار برای تمام فرکانس‌ها انجام شود. یک عنصر قطری از حل عملگر هرمیتی که می‌تواند توسط الگوریتم لنگشوز در نظر گرفته شود. رابطه ساده سازی زیر را در نظر می‌گیریم:

$$g(\omega) = \langle v | (\omega - \hat{H})^{-1} | v \rangle \quad 13$$

در اینجا \hat{H} عملگر هرمیتی است و v بردار در فضای \mathfrak{n} بعدی است که به‌نحی دیگر در نظر گرفته می‌شود ($v = \|1\|$) در نمایش این پایه، عملگر هرمیتی \hat{H} به یک ماتریس سه قطری تبدیل می‌شود. برای تبدیل

حقیقت که $V'_{ex}(r; -\omega) = V'^*_{ex}(r; \omega)$ استفاده کردیم. پس مجموع پتانسیل هارتری و پتانسیل تبادل-همبستگی به مؤلفه q کوپل می‌شوند:

$$v_{Hxc}(r+R, \omega) = v_{Hxc,q}(r, \omega), \quad 4$$

$$V'_{HXC}(r, \omega) = \sum_q^{BZ} e^{iq \cdot r} v_{Hxc,q}(r, \omega), \quad 5$$

که $v_{Hxc,q}(r, \omega)$ تابع دوره‌ای شبکه می‌باشد. بنابراین پتانسیل کل \tilde{V}' به این صورت بیان می‌شود:

$$v_q(r, \omega) = v_{ext,q}(r, \omega) + v_{Hxc,q}(r, \omega) \quad 6$$

$$V'(r, \omega) = \sum_q^{BZ} e^{iq \cdot r} v_q(r, \omega), \quad 7$$

معادله کوانتومی لیوویل برای پذیرفتاری چگالی-بار

همان‌طور که در بخش قبل دیدیم، سطح مقطع EEL، به‌طور اساسی توسط قطر ماتریسی پذیرفتاری چگالی-بار $\chi(Q, Q, \omega)$ تعیین می‌شود. کمیت بعدی پاسخ عملگر چگالی-بار در فضای فوریه $\hat{n}_Q \rightarrow \hat{n}_Q^{tr}$ به یک اختلال تک رنگ با بردار موج مشابه $\hat{v}'_{ext,q} = \hat{n}_Q$ می‌باشد. به‌طور کلی پاسخ ماتریس چگالی برای یک اختلال تک رنگ می‌تواند با مؤلفه کاهش‌ناپذیر بردار موج آن $\hat{\rho}'_q$ مشخص شود.

$$\hat{\rho}'_q = \sum_q^{BZ} e^{iq \cdot r} \rho'_q(r, r'; \omega) \quad 9$$

بنابراین پاسخ پتانسیل هارتری و پتانسیل تبادل-همبستگی به این صورت $V'_{HXC,q}[\hat{\rho}'_q]$ می‌شود. از آن جایی که مقدار چشمداشتی هر عملگر تک الکترونی می‌تواند به‌عنوان رد حاصل ضربش با ماتریس چگالی تک الکترونی بیان شود، جمله $\hat{\rho}'_q$ مربوط به المان ماتریسی پذیرفتاری که به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$\chi(Q, Q', \omega) = Tr(\hat{n}_Q^\dagger \hat{\rho}'_q). \quad 9$$

بنابراین می‌توان با استفاده از الگوریتم دو تعامدی

لنکشوز (Lanczos-biorthogonalization algorithm)

این رویه محاسبات عناصر غیر قطری،

ماتریس غیرهرمیتی تعمیم داد. در این چارچوب

می‌توان ماتریس غیر قطری را مانند قبل به صورت کسر

پیوسته بیان کرد. در اینجا کمیتی به شکل زیر را بررسی

می‌کنیم:

$$g(\omega) = u |(\omega - \ell)^{-1} \cdot v \quad 18\text{پ}$$

ℓ ماتریس غیرهرمیتی در فضای خطی است و دارای

n بعد می‌باشد. v, u عناصر این فضای خطی می‌باشند.

فرض می‌کنیم که فضای خطی برای اعداد حقیقی

تعریف شده است. به همین منظور بردارهای سمت

چپ و راست به ترتیب $\{p_1, p_2, p_3, \dots, p_k, \dots\}$ و

$\{q_1, q_2, q_3, \dots, q_k, \dots\}$ تعریف می‌شوند و

الگوریتم دو تعامدی لنکشوز به صورت زیر نوشته

می‌شود:

$$\gamma q_0 = \beta p_0 = 0$$

$$q_1 = p_1 = v$$

$$\beta_{j+1} q_{j+1} = \ell q_j - \alpha_j \gamma q_{j-1} \quad 19\text{پ}$$

$$\gamma_{j+1} p_{j+1} = \ell^+ p_j - \alpha_j \beta_j - \beta_j p_{j-1}$$

α و β و γ درایه های ماتریس سه قطری محاسبه

شده با ابعاد j است.

ماتریس به یک ماتریس سه قطری از تبدیل زیر استفاده

شده است:

$$Q^T H Q = T \quad 14\text{پ}$$

حلقه بازگشتی لنکشوز به این شکل تعریف می‌شود:

$$\beta_1 q_0 = 0$$

$$q_1 = v$$

$$\beta_{j+1} q_{j+1} = H q_j - \alpha_j q_j - \beta_j q_{j-1}$$

در اینجا $\alpha_j = \langle q_j | H | q_j \rangle$ و β_{j+1} باید طوری

انتخاب شوند که $\|q_{j+1}\| = 1$ را تضمین کند. α_j

عناصر قطری ماتریس و β_j عناصر غیرقطری بالا و

پایین قطر است.

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 & \beta_2 & 0 & \dots & 0 \\ \beta_2 & \alpha_2 & \beta_3 & \ddots & \vdots \\ 0 & \beta_3 & \alpha_3 & \ddots & 0 \\ \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \beta_j \\ 0 & \dots & 0 & \beta_j & \alpha_j \end{pmatrix} \quad 16\text{پ}$$

در این حالت عملگر $g(\omega)$ به راحتی معکوس می‌شود

و می‌توان آن را به صورت یک کسر پیوسته نوشت:

$$g(\omega) = \frac{1}{\omega - \alpha_1 - \frac{\beta_2^2}{\omega - \alpha_2 - \frac{\beta_3^2}{\omega - \dots}}} \quad 17\text{پ}$$

در اینجا تمام ضرایب لنکشوز α و β تنها یک بار

برای تمام فرکانس‌های متفاوت محاسبه می‌شوند.

محاسبات در اینجا با فرض هرمیتی بودن عملگر، انجام

شده است؛ اما ابر عملگر لیوویل غیرهرمیتی است.

مرجع‌ها

[1] S. Mahajan, *Pollution control in process industries*, Tata McGraw-Hill Education, (1985).

[2] K. Zakrzewska, Mixed oxides as gas sensors, *Thin Solid Films* **391** (2001) 229–238.

[https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(01\)00987-7](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(01)00987-7)

[3] M. Penza, G. Cassano, P. Aversa, F. Antolini, A. Cusano, A. Cutolo, M. Giordano, L. Nicolais, Alcohol detection using carbon nanotubes acoustic and optical sensors, *Applied Physics Letters* **85** 12 (2004) 2379–2381. <https://doi.org/10.1063/1.1784872>



- [13] B. Lalmi, H. Oughaddou, H. Enriquez, A. Kara, S. Vizzini, B. Ealet, and B. Aufray, Epitaxial growth of a silicene sheet, *Applied Physics Letters* **97** (2010) 223109. <https://doi.org/10.1063/1.3524215>
- [14] P. Vogt, P.D. Padova, C. Quaresima, J. Avila, E. Frantzeskakis, M. Asensio, A. Resta, B. Ealet, G.L. Lay, Silicene: compelling experimental evidence for graphenelike twodimensional silicon, *Physical review letters* **108** (2012) 155501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.155501>
- [15] J.Y. Wu, S.C. Chen, M.F. Lin, Temperaturedependent Coulomb excitations in silicene, *New Journal of Physics* **16** (2014) 125002. <https://doi.org/10.1088/13672630/16/12/125002>
- [16] N.D. Drummond, V. Zolyomi, V.I. Fal'Ko, Electrically tunable band gap in silicene, *Physical Review B* **85** (2012) 075423. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.075423>
- [17] J. Kushmerick, K. Kelly, H.-P. Rust, N. Halas, P. Weiss, Observations of anisotropic electron scattering on graphite with a lowtemperature scanning tunneling microscope, *The Journal of Physical Chemistry B* **103** (1999) 1619-1622. <https://doi.org/10.1021/jp983648v>
- [18] A. Hashimoto, K. Suenaga, A. Gloter, K. Urita, S. Iijima, Direct evidence for atomic defects in graphene layers, *Nature* **430** (2004) 870-873. <https://doi.org/10.1038/nature02817>
- [19] V.M. Pereira, F. Guinea, J.L. Dos Santos, N. Peres, A.C. Neto, Erratum: Disorder Induced Localized States in Graphene, *Physical Review Letters* **96** (2006) 036801/1-036801/4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.0.036801>
- [20] D. Sholl, J.A. Steckel, *Density functional theory: a practical introduction*, John Wiley & Sons (2011).
- [21] Marques, M.A., et al., *Time-dependent density functional theory*, Springer Science & Business Media **706** (2006).
- [22] P. Giannozzi, et al., QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials, *Journal of physics: Condensed matter* **2139**(2009)395502. <https://doi.org/10.1088/09538984/21/39/395502>
- [4] H. Bai, G. Shi, Gas sensors based on conducting polymers, *Sensors* **7 3**, (2007) 267–307. <https://doi.org/10.3390/s7030267>
- [5] S. Kulinyi, D. Brandszajsz, H. Amine, M. Adam, P. Furjes, I. Barsony, C. Ducso. Olfactorydetection of methane, propane, butane and hexane using conventional transmitter norms.Sens. *Actuators B* **111** (2005) 286–292. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2005.06.068>
- [6] L. Fraiwan, K. Lweesy, A. Bani-Salma, N Mani, A wireless home safety gas leakage detection system. *Sharjah, United Arab Emirates, IEEE* (2011) 11–14. <https://doi.org/10.1109/MECBME.2011.5752053>
- [7] R. Bhuvaneswari, V. Nagarajan, R. Chandiramouli, Arsenene nanoribbons for sensing nh3 and ph3 gas molecules—a first-principles perspective, *Applied Surface Science* **469** (2019) 173–180. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.11.003>
- [8]. P. Sneha, V. Nagarajan, R. Chandiramouli, Novel bismuthene nanotubes to detect nh3, no2 and ph3 gas molecules—a first-principles insight, *Chemical Physics Letters* **712** (2018) 102–111. <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2018.09.068>
- [9] U. Treske, F. Ortman, B. Oetzel, K. Hannewald, F. Bechstedt, Electronic and transport properties of graphene nanoribbons, *physica status solidi (a)* **207 2** (2010) 304-308. <https://doi.org/10.1002/pssa.200982445>
- [10] A.K. Geim, K.S. Novoselov, The rise of graphene, *Nature materials* **63** (2007) 183-191. https://doi.org/10.1142/9789814287005_0002
- [11] K.I. Bolotin, K.J. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, H.L. Stormer, Ultrahigh electron mobility in suspended graphene, *Solid State Communications* **146** (2008) 351-355. <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2008.02.024>
- [12] L. Yang, C.H. Park, Y.W. Son, M.L. Cohen, S.G. Louie, Quasiparticle energies and band gaps in graphene nanoribbons, *Physical Review Letters* **9918**(2007). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.186801>

- [25] S. Lebegue and O. Eriksson, *Physical Review B* **79**, 115409 (2009).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.115409>
- [26] J.W. Feng, Y.J. Liu, H.X. Wang, J.X. Zhao, Q.H. Cai, & X.Z. Wang, Gas adsorption on silicene: a theoretical study. *Computational Materials Science* **87** (2014) 218-226.
<https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2014.02.025>
- [23] O.B. Malcıoğlu, R. Gebauer, D. Rocca, S. Baroni, turboTDDFT – a code for the simulation of molecular spectra using the Liouville-Lanczos approach to time-dependent density-functional perturbation theory, *Computer Physics Communications*, (2010) 1744-1754.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2011.04.020>
- [24] J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Generalized gradient approximation made simple, *Physical review letters* **77** (1996) 3865-3868. [10.1103/physrevlett.77.3865](https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.3865)