مجلهٔ فیزیک کاربردی دانشگاه الزهرا (س)
سال چهارم، شمارهٔ ۱، بهار و تابستان ۱۳۹۳

بررسی مُدهای فونون‌های اپتیکی در یک نانوساختارِ نیمه‌رسانا

عباس شاه‌بندی قوچانی[۱]

تاریخ دریافت: ۹۲/۷/۱۳
تاریخ تصویب: ۹۲/۱۱/۹

چکیده

به کمکِ تقریبِ دی الکتریکِ پیوسته، مدهای فونون‌های اپتیکی حاصل از فصلِ مشترکِ یک سیمِ کوانتومی استوانه‌ای از جنس GaAs در یک محیطِ نیمه رسانای قطبی $Ga_xAl_{1-x}As$ بررسی شده است. نتایج به دست آمده دو شاخهٔ متفاوت (SO1, SO2) از مدهای فونونی سطحی را نشان می‌دهند. با افزایشِ بردارِ موج ($q_z \to \infty$)، بسامدِ هر یک از مدهای فونونی به بسامدِ یک ساختارِ صفحه ای تخت نا متجانس همگرا می‌شود.

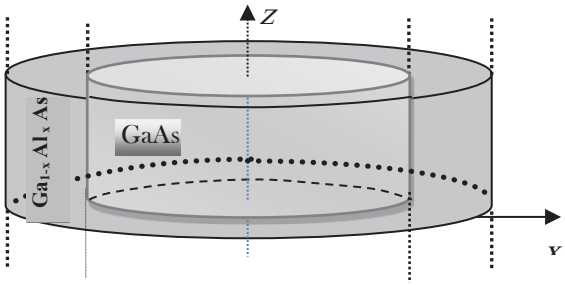
واژه‌های کلیدی: نانوسیمِ کوانتومی، مدهای فونونی، فونون های اپتیکی، نیمه رسانای قطبی.

---

[۱] مدرّس دانشگاهِ فرهنگیان، پردیسِ بحرالعلوم شهرکرد، a.shahbandari@yahoo.com

۱. مقدّمه

پیشرفت‌های سریع در تکنولوژی نانوساختارهای نیمه رسانا باعثِ تولیدِ انواعِ چاه‌های کوانتومی، سیم های کوانتومی و نقاطِ کوانتومی شده است. لذا این ساختارها توجّه بسیاری از محقّقین را در دهۀ اخیر به خود جلب کرده است. در سیستم‌های کوانتومی با ابعادِ نانو، مدهای جدیدی برای فونون‌های محصور شده به دست می‌آیند. فونون های حاصل از سطوحِ تماسِ دو نیمه رسانا با جنس های متفاوت، تأثیر بسزایی بر روی خواصِّ الکترونی و اپتیکی این ساختارها دارد. کاهشِ ابعاد تا حدِّ نانو نه تنها انرژی حامل‌های بارِ الکتریکی سیستم، بلکه انرژی فونون‌ها را نیز کوانتیده می کند. در این مقاله رابطۀ کلّی برای مدهای فونونی و رابطۀ پاشندگی فونونی برای یک سیمِ کوانتومی از جنس GaAs که توسّط یک محیطِ نیمه رسانای قطبی $Ga_xAl_{1-x}As$ محصور شده (شکل۱) به دست آمده است. نتایج بر حسبِ بردارِ موج فونونی ارائه شده است.



شکل (۱) ساختارِ یک سیمِ کوانتومی از GaAs در یک محیط نیمه‌رسانای قطبی $Ga_xAl_{1-x}As$ محصور شده است.

۲. نظریه

مدهای فونون‌های اپتیکی قطبی در نانو ساختارهای نیمه رسانا توسّط معادلات الکترو استاتیکی کلاسیکی مشخّص می‌شوند.

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = 4\pi\rho_0(\boldsymbol{r}), \tag{۱}$$

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} = \boldsymbol{E} + 4\pi \boldsymbol{P}, \tag{۲}$$

$$\boldsymbol{E} = -\nabla \Phi(r) \tag{۳}$$

که در آن $\rho_0(\boldsymbol{r})$ چگالی بارِ الکتریکی آزاد است. برای ارتعاشاتِ آزاد $\rho_0(\boldsymbol{r}) = 0$. آنگاه

$$\varepsilon(\omega)\nabla^2 \Phi(r) = 0, \tag{۴}$$

که در آن

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 - \omega^2 / \omega_{TO}^2}, \tag{۵}$$

در این رابطه ε_0 و ε_∞ متناظر با ثابتِ دی الکتریک بسامدهای پایین و بالای محیط و ω_{TO} بسامدِ فونون‌های اپتیکی عرضی است. دو پاسخِ معادلهٔ (۴) عبارتند از $\varepsilon(\omega) = 0$ مربوط به فونون‌های محصور شده در درون سیم کوانتومی و $\varepsilon(\omega) \neq 0$، که مربوط به فونون‌های اپتیکی ناشی از فصلِ مشترک بین دو محیط (SO) است ($\nabla^2 \Phi(r) = 0$) و برای این فونون‌ها پاسخِ مناسبِ معادلهٔ لاپلاس در یک دستگاه مختصاتِ استوانه‌ای، که محور z را بر محور سیم منطبق کرده ایم به شکلِ زیر انتخاب می‌شود.

$$\Phi_s^{SO}(r) = A_s \exp(is\varphi)\exp(iq_z z) Q_s(q_z \rho) \tag{۶}$$

که در آن R شعاعِ سیمِ کوانتومی است و

$$Q_s(q_z\rho) = \begin{cases} K_s(q_z R) I_s(q_z \rho), & \rho \le \mathrm{R} \\ I_s(q_z R) K_s(q_z \rho), & \rho > \mathrm{R}. \end{cases} \tag{۷}$$

در معادلهٔ (۷)، $I_m(x)$ و $K_m(x)$ توابعِ بسلِ تغییر یافتهٔ نوع اوّل و دوّم هستند. بر قراری شرطِ مرزی در $\rho = \mathrm{R}$ به معادلات زیر منتهی می گردد:

$$\varepsilon_1(\omega_{SO}) \left.\frac{\partial \Phi_s^{SO}}{\partial \rho}\right|_{\rho = R^-} = \varepsilon_2(\omega_{SO}) \left.\frac{\partial \Phi_s^{SO}}{\partial \rho}\right|_{\rho = R^+}, \tag{۸}$$

$$\varepsilon_1(\omega_{SO}) = \varepsilon_1(\infty) \frac{\omega_{LO1}^2 - \omega^2}{\omega_{TO1}^2 - \omega^2}, \tag{۹}$$

$$\varepsilon_2(\omega_{SO}) = \varepsilon_2(\infty) \frac{\omega_{LO2}^2 - \omega^2}{\omega_{TO2}^2 - \omega^2} \tag{۱۰}$$

که در آن ω_{LO} بسامدِ فونون‌های اپتیکی طولی محیطِ مربوطه است. پاسخِ معادلهٔ (۸) رابطهٔ پاشندگی فونونی را به دست می‌دهد.

۳. نتایج

در این قسمت نتایجِ عددی برای پاشندگی فونونی یک سیم استوانه ای با ابعاد نانو ازجنس GaAs به دست آمده که در یک محیطِ نیمه رسانای قطبی $Ga_xAl_{1-x}As$ قرار گرفته است. در محاسباتِ خود چگالی آلومینیم را برابر x=0.3 در نظر گرفته یم. داده های موردِ نیاز در جدولِ (۱) آمده است.

جدول ۱

	GaAs	$Ga_{1-x}\ Al_x\ As$
m_e	0.067	0.067+0.083x
$\hbar\omega_{LO}$	6.25	$36.25+3.83x+17.12x^2-5.11x^3$
$\hbar\omega_{TO}$	33.29	$33.29+10.70x+0.03x^2+0.86x^3$
ε_0	13.18	13.18-3.12x
ε_∞	10.89	10.89-2.73x

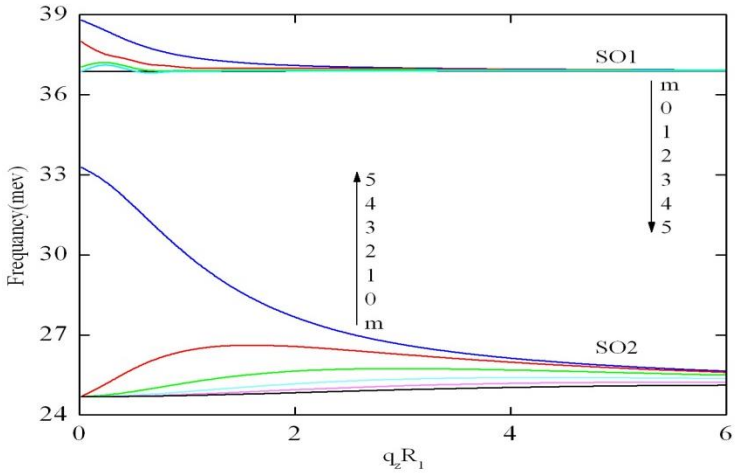
شکلِ (2) نمودارِ پاشندگی فونون های اپتیکی ($\hbar\omega_{lO}$) را بر حسبِ بردارِ موجِ فونونی q_z(در جهت محور z) به ازای مقادیرِ گسستهٔ عدد کوانتومی زاویه‌ای (m) نشان می دهد. شعاعِ سیمِ کوانتومی را برابر ۱۰ نانو متر در نظر گرفته ایم. دو شاخهٔ متفاوت از مدهای سطحی به دست آمده است (SO1 , SO2) . از نمودار می توان نتیجه گرفت که:

۱) بسامدِ فونونی یک تابعِ گسسته از عدد کوانتومی زاویهٔ سمتی (m) است.

۲) وقتی که مقدارِ بردارِ موج q_z کوچک است تغییراتِ فرکانسِ پاشندگی محسوس است، امّا برای مقادیرِ بزرگِ q_z مقدار هرشاخهٔ فونونی به یک مقدارِ ثابت میل می کند.

۳) برای هرشاخهٔ SO1 , SO2 به ازای مقادیرِ کوچک m (مثلاً بـرای m=0,1) تغییرات بسـامدی کـاملاً محسـوس اسـت و بـه ازای مقـادیرِ بزرگتـر m ایـن تغییرات قابلِ چشم پوشی است.

۴) به ازای مقادیرِ بزرگِ بردارِ موج یا شعاع های بزرگِ سـیمِ کوانتـومی، بسـامدِ مدهای فونونی به مقدارِ ثابتی که برابرِ بسامدِ ارتعاشی جسمِ جامـد اسـت میـل می کند.



شکل(۲): نمودارِ بسامدِ پاشندگی برای فونون های اپتیکی حاصل از فصلِ مشترک بر حسبِ بردارِ موج q_z (شعاعِ سیم کوانتومی ۱۰ نانو متر انتخاب شده است).

٤. نتیجه‌گیری

در این مقاله یک سیم کوانتـومی از جـنسِ گـالیوم آرسـناید کـه توسّـط یـک محـیطِ نیمـه رسانای قطبی دیگر احاطه شده، در نظـر گرفتـه شـده اسـت و رابطـهٔ پاشـندگی فونـونی بـر حسبِ بردارِ موجِ q_z به کمکِ تقریبِ تابعِ دی الکتریکِ پیوسته به دست آمده است. نتـایج نشان می‌دهد که در یک نانوساختارِ نیمـه‌رسـانای اسـتوانه‌ای کوانتـومی، دو شـاخهٔ فونـونی متفاوت قابلِ مشاهده است که با افزایشِ بردارِ موجِ فونونی هر دوشاخه به مقدار ثـابتی میـل می کنند که متناظر با بسامدِ فونونی جسمِ جامد است. همچنین این نتایج نشان می‌دهنـد کـه

تنها به ازای مقادیرِ کوانتومی کوچک زاویهٔ سمتی m تغییراتِ بسامدِ هر دو شاخه قابل توجّه است. برای مقادیرِ بزرگ تغییراتِ محسوسی در بسامدِ مدهای فونونی مشاهده نمی‌شود. لذا در محاسبات کوانتومی نیمه رسانای گالیوم آرسناید می‌توان از مقادیرِ بزرگ (m>1) هنگامِ مطالعهٔ اثرِ محصورسازی ابعادی در حدِّ نانو چشم پوشی کرد.

منابع

[1] H. Panahi and M. Maleki; "Binding Energies of Donor States in GaAs-GaAlAs Quantum Wells Under Hydrostatic Pressure"; *Journal of Applied Sciences* **8** (2008) 636-641.

[2] Z. P. Wang and X. X. Liang; *Chinese Phys. Lett.* **22** (2005) 2367.

[3] J. J. Licari and R. Evard; *Phys. Rev. B* **15** (1997) 2254.

[4] F. Bras, S. Sauvage, P. Boucaud, J. M. Ortega, and J. M. Gerard; *Semicond. Sci. Technol.* **20** (2005) L10–L13.

[5] H. Hodovanets, S. L. Budko, X. Lin, V. Taufour, M. G. Kim, D. K. Pratt, A. Kreyssig, and P. C. Canfield; *Phys. Rev. B* **88** (2013) 054410.