بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۴-۱۲ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

تأثیر پلاسمون‌های سطحی بر آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی دوترازی در تقریب ورای دوقطبی

زینب فرزانگان، مالک باقری هارونی

اصفهان ، خیابان هزار جریب ، دانشگاه اصفهان ، دانشکده علوم ، گروه فیزیک ، کد پستی ۸۱۷۶۴۷۳۴۴۱

چکیده - در این مقاله به بررسی آهنگ گسیل خودبه‌خود گسیلنده‌ای در محیط‌های ناهمگن در شرایط تقریب ورای دوقطبی می‌پردازیم. طبق اثر پارسل آهنگ گسیل خودبه‌خود، ذاتی و منحصربه‌فرد نیست، بلکه در شرایط مختلف تغییر می‌کند. در اینجا اثر پلاسمون‌های سطحی را در تغییر آهنگ گسیل خودبه‌خود بررسی می‌کنیم. نقطه‌ی کوانتومی به عنوان گسیلنده در مجاورت *(i)* نانوکره و *(ii)* استوانه‌ی طویل فلزی را در نظر گرفته و تغییر آهنگ گسیل خودبه‌خود گسیلنده را بررسی می‌کنیم. نشان می‌دهیم که آهنگ گسیل خودبه‌خود به عواملی چون ابعاد جسم رسانا، فاصله‌ی نقطه‌ی کوانتومی تا سطح فلز، جهت گشتاور دوقطبی گسیلنده، محیط، شرایط مرزی، هندسه بستگی دارد.

کلید واژه- پلاسمون سطحی، نقطه کوانتومی، تقریب ورای دوقطبی، آهنگ گسیل خودبه‌خود

Influence of surface Plasmons on spontaneous emission of a two-level quantum dot: Beyond dipole approximation

Zeynab Farzanegan, Malek Bagheri Harouni

Department of physics, Faculty of science, University of Isfahan, Hezar Jerib Str. Isfahan 81764-73441

Abstract- In present paper, the spontaneous emission of an emitter in the inhomogeneous mediums beyond dipole approximation is studied. According to Purcell effect, the spontaneous emission rate is not an intrinsic feature of the emitter whereas it depends on boundary and local modes. In the present research the role of surface plasmons on the spontaneous emission rate beyond dipole approximation is investigated. The physical model is a single quantum dot which is placed in proximity of a spherical metal nano particle and an infinite cylinder rod. Our results demonstrate that the spontaneous emission rate of the quantum dot depends on the shape of conductor and distance from metal bodies. Moreover, the dipole orientation and the size of quantum dot possess important roles in the spontaneous emission rate evolution.

Keywords: Surface plasmon, Quantum dot, Beyond dipole approximation, Spontaneous emission rate.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

اصل پارسل[1] بیان می‌دارد که آهنگ گسیل خودبخود گسیلنده‌ها با توجه به شرایط مختلف متفاوت خواهد بود. به عنوان مثال، آهنگ گسیل خودبه‌خود یک نقطه‌ی کوانتومی در فضای همگن [1]، با آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی در فضای ناهمگن متفاوت است.

اخیراً طیف تابشی نقطه‌ی کوانتومی سه‌ترازی نوع Λ در تقریب دوقطبی در مجاورت نانو کره‌ی فلزی بررسی شده است[2]. همچنین آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی دوترازی در شرایط تقریب ورای دوقطبی در فضای همگن مورد بررسی قرار گرفته شده است[3].

در پژوهش حاضر، آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی دوترازی در شرایط تقریب ورای دوقطبی را در مجاورت (i) نانوکره و (ii) استوانه‌ی طویل فلزی بررسی می‌کنیم. بدین منظور در بخش (2-1) به حالت‌های اکسیتونی در نقطه‌ی کوانتومی با محصورسازی ضعیف توجه می‌کنیم. در بخش (2-2) هامیلتونی و آهنگ گسیل خودبه‌خود گسیلنده در شرایط تقریب ورای دوقطبی در فضای ناهمگن، بررسی می‌شود. در بخش (2-3) تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی دوترازی بر حسب فاصله از سطح (i) نانو-کره و (ii) استوانه‌ی طویل فلزی ارزیابی خواهد شد و در بخش (3) به طور خلاصه نتایج را بیان خواهیم کرد.

۲- نظریه‌ی کوانتومی آهنگ گسیل خودبه‌خود در شرایط تقریب ورای دوقطبی در فضای ناهمگن

سامانه‌ای متشکل از نقطه‌ی کوانتومی دوترازی و جسم رسانا را در نظر بگیرید که میدان الکترومغناطیسی با بسامد ω به آن اعمال شود. فرض کنید بسامد پلاسمونی در حد بسامد گذار نقطه‌ی کوانتومی است. همچنین نقطه‌ی کوانتومی را با محصورسازی ضعیف در نظر می‌گیریم، حدی که ابعاد سامانه در مقایسه با طول‌موج میدان الکترومغناطیسی خیلی کوچک نباشد و تغییرات میدان احساس شود. به عبارتی دیگر، تقریب دوقطبی برقرار نباشد. در این حالت می‌خواهیم آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی را بدست آوریم که با توجه به معادله‌ی شرودینگر، ویژه حالت و هامیلتونی سامانه قابل ارزیابی است.

۲-۱- ویژه حالت سامانه

ویژه حالت سامانه‌ی ترکیبی نقطه‌ی کوانتومی و جسم رسانا، به صورت ترکیبی از حالت‌های نقطه‌ی کوانتومی و میدان به صورت زیر است:

(۱)

$$|\psi\rangle = c_e(t)|e\rangle + \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} d^3r'' d\omega'' c_g(\vec{r}'', \omega'', t) \left| g(\vec{r}'', \omega'') \right\rangle,$$

که در آن حالت‌های $\left| g(\vec{r}'', \omega'') \right\rangle$ و $|e\rangle$ به ترتیب بیانگر حالت‌های پایه و برانگیخته‌ی سامانه‌ی برهم‌کنشی میدان با نقطه‌ی کوانتومی هستند و با روابط زیر مشخص می‌شوند:

$$\left| g(\vec{r}'', \omega'') \right\rangle = |F\rangle \otimes \left| 1(\vec{r}'', \omega'') \right\rangle, \quad |e\rangle = |X\rangle \otimes |\{0\}\rangle. \tag{۲}$$

توجه کنید حالتهای $|\{0\}\rangle$ و $\left| 1(\vec{r}'', \omega'') \right\rangle$ به ترتیب بیانگر حالتهای پایه و برانگیخته‌ی جمعی محیط مادی هستند.

۲-۲- معادلات حرکت ضرایب بسط ویژه حالت سامانه

هامیلتونی برهم‌کنشی نقطه‌ی کوانتومی و میدان الکترومغناطیسی در فضای ناهمگن در پیمانه‌ی تابشی به صورت زیر است[۳]:

$$H = \frac{iq\hbar}{m_0} \vec{A}(\vec{r}, t).\vec{\nabla}, \tag{۳}$$

که در آن پتانسیل برداری در محیط‌های مادی $\vec{A}(\vec{r}, t)$، از رابطه‌ی زیر تبعیت می‌کند[۵]:

[1] Purcell

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{\omega}{c^2}\sqrt{\frac{\hbar}{\pi\varepsilon_0}}(\int\int_V\int_{-\infty}^{+\infty}d^3r'd\omega\sqrt{\varepsilon_I(\vec{r}',\omega)}\times\bar{G}(\vec{r},\vec{r}',\omega)\hat{f}(\vec{r}',\omega,t)\hat{e}_\mu+H.c.). \quad (۴)$$

در این رابطه $\hat{e}_\mu$، بردار واحد قطبش و $\bar{G}(\vec{r},\vec{r}',\omega)$ تابع گرین دیادیک در مکان $\vec{r}$ ناشی از بار در مکان $\vec{r}'$ است[4]. عملگرهای $\hat{f}(\vec{r},\omega,t)$ و $\hat{f}^\dagger(\vec{r},\omega,t)$ روابط زیر را دارند:

$$\hat{f}(\vec{r},\omega,t)=\hat{f}(\vec{r},\omega)e^{-i\omega t},\quad \hat{f}^\dagger(\vec{r},\omega,t)=\hat{f}^\dagger(\vec{r},\omega)e^{+i\omega t}. \quad (۵)$$

$\hat{f}(\vec{r},\omega)$ و $\hat{f}^\dagger(\vec{r},\omega)$ به ترتیب عملگرهای نابودی و خلق بوزونی یک برانگیختگی جمعی در مکان $\vec{r}$ با بسامد ω هستند که از رابطه‌ی جابه‌جاگری زیر تبعیت می‌کنند[۵]:

$$[\hat{f}_k(\vec{r},\omega),\hat{f}_{k'}^\dagger(\vec{r}',\omega')]=\delta_{kk'}\delta(\vec{r}-\vec{r}')\delta(\omega-\omega'). \quad (۶)$$

با توجه به رابطه‌ی (۳)، رابطه‌ی هامیلتونی برهم‌کنشی در کوانتش دوم به صورت زیر است:

$$H'=\sum_{k_i,k_j}\sum_{\alpha,\beta}H'^{\alpha,\beta}_{k_i,k_j}\hat{c}^\dagger_{\alpha,k_i}\hat{c}_{\beta,k_j},\quad H'^{\alpha,\beta}_{k_i,k_j}=\langle 1_{\alpha,k_i}|H'(\vec{r},t)|1_{\beta,k_j}\rangle,\quad \alpha,\beta\in\{c,v\}. \quad (۷)$$

با در نظر گرفتن فرض دمای پایین، بررسی محدود به لبه‌ی نوار ظرفیت و رسانش خواهد شد. در نتیجه، انرژی گذار کوانتومی $\hbar\omega_0$ است و دیگر از $\sum_{\alpha,\beta}$ در رابطه‌ی بالا استفاده نمی‌کنیم. ω_0 اختلاف بسامد لبه‌ی نوار ظرفیت ω_V، و بسامد لبه‌ی نوار رسانش، ω_c، است. عملگرها را در تصویر برهم‌کنش در رابطه‌ی (۷) جایگذاری کرده و با استفاده از تقریب موج چرخان، از عوامل تند تغییر $e^{\pm i(\omega_\mu+\omega_0)}$ صرف نظر می‌کنیم. در نتیجه به رابطه‌ی زیر می‌رسیم:

$$H'=\frac{q}{m}\frac{1}{c^2}\sqrt{\frac{\hbar}{\pi\varepsilon_0}}[\sum_{k_c,k_v}\sum_{\mu}\int\int_V\int_{-\infty}^{+\infty}d^3rd^3r'd\omega\omega\bar{G}(\vec{r},\vec{r}',\omega)(\hat{e}_\mu.\vec{P}_{CV})e^{i(\vec{k_v}-\vec{k_c}).\vec{r}}e^{-i\Delta_\mu t}x^*(\vec{k_c},\vec{k_v})\sqrt{Im\,\varepsilon(\vec{r},\omega)}\hat{f}(\vec{r},\omega)\hat{c}^\dagger_{c,kc}\hat{c}_{v,k_v}+H.c.]. \quad (۸)$$

حال که هامیلتونی و ویژه حالت سامانه را بدست آوردیم، می‌توانیم توسط معادله‌ی شرودینگر و اثر دادن حالت‌های $\langle e|$ و $\langle g(\vec{r}'',\omega'')|$ روی نتیجه‌ی آن معادلات حرکت ضرایب بسط ویژه حالت سامانه را بدست آوریم که به صورت دو معادله‌ی جفت شده خواهند بود. برای رفع جفت شدگی از فرض تقریب مارکوف استفاده می‌کنیم و در نهایت با توجه به حل معادله‌ی حرکت ضریب بسط $c_e(t)$، رابطه‌ی آهنگ گسیل خودبه خود را به صورت زیر بدست می‌آوریم:

$$\Gamma(\vec{r}_0,\omega)=\frac{q^2\left|\vec{P}_{CV}\right|^2}{\hbar\varepsilon_0m^2c^2}\sum_\mu\int\int d^3rd^3r'\int\int_V\int_{-\infty}^{+\infty}d^3rd^3r'd\omega\omega\bar{G}(\vec{r},\vec{r}',\omega)x^*(\vec{r}_0,\vec{r},\vec{r})x(\vec{r}_0,\vec{r},\vec{r})[\hat{e}_\mu.\mathrm{Im}\bar{G}(\vec{r},\vec{r}',\omega).\hat{e}_\mu]. \quad (۹)$$

در این رابطه $x(\vec{r}_0,\vec{r}_e,\vec{r}_h)$ تابع پوش اکسیتونی است[3]. با توجه به این رابطه در می‌یابیم آهنگ گسیل خودبه‌خود در تقریب ورای دوقطبی در فضای ناهمگن برحسب قسمت موهومی تابع گرین دیادیک غیرجایگزیده است که توسط توابع پوش اکسیتونی وزن‌دار می‌شود.

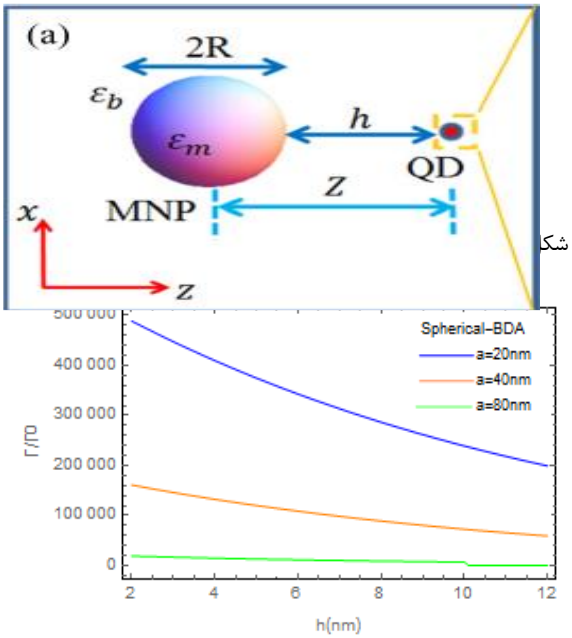
۳-۲- تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی در مجاورت سطح فلز

به شکل (۱) توجه کنید. فرض کنید نقطه‌ی کوانتومی کروی شکل با محصورسازی ضعیف به شعاع L، در فاصله‌ی h از

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

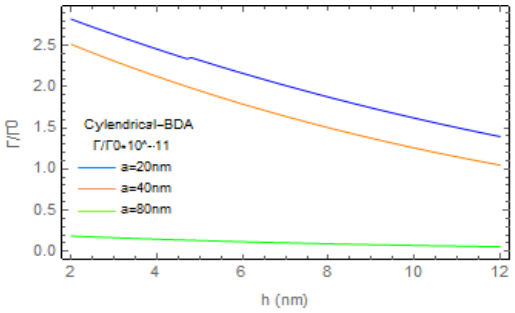
سطح نانوکره‌ی فلزی به شعاع a، قرار دارد. مختصات مرکز جرم نقطه‌ی کوانتومی $(0,0,a+L+h)$ است. در این صورت با توجه به تابع گرین دیادیک در فضای اطراف کره [2] و رابطه‌ی (۹) می‌توان تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی را در این حالت نسبت به فضای همگن $\frac{\Gamma}{\Gamma_0}$، بر حسب فواصل مختلف h به صورت شکل (۲) بدست آورد.



شکل ۲: تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی در مجاورت نانوکره‌ی فلزی نسبت به فضای همگن بر حسب فواصل مختلف h

در حالت بعدی نقطه‌ی کوانتومی دیسک شکل با محصورسازی ضعیف در راستای z با ارتفاع L_z و شعاع L، در فاصله‌ی h از سطح استوانه‌ی طویل فلزی به شعاع a، قرار دارد. مختصات مرکز جرم نقطه‌ی کوانتومی $(a+L+h,0,0)$ است. با توجه به تابع گرین دیادیک در فضای اطراف استوانه‌ی طویل [4] و رابطه‌ی (۹) می‌توان تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی را در این حالت نسبت به فضای همگن بر حسب فواصل مختلف h به صورت شکل (3) بدست آورد.

همانطور که در شکل‌های (۲) و (۳) می‌بینیم در مقادیر کوچکتر h و a، تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود بیشتری داریم. این به علت پلاسمون‌های پرشدت، در فواصل نزدیک به سطح فلز و ابعاد جایگزیده‌ی آن می‌باشد.



شکل 3: تغییرات آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی در مجاورت استوانه‌ی طویل فلزی نسبت به فضای همگن بر حسب فواصل مختلف h

۳- نتیجه‌گیری

با توجه به آنچه گفته شد می‌توان نتیجه گرفت آهنگ گسیل خودبه‌خود نقطه‌ی کوانتومی در شرایط تقریب ورای دوقطبی و در فضای ناهمگن برحسب قسمت موهومی تابع گرین دیادیک غیرجایگزیده است که توسط توابع پوش اکسیتونی وزن‌دار می‌شود. این کمیت به عواملی چون هندسه‌ی فلز، ابعاد محصورسازی نقطه‌ی کوانتومی، جنس نقطه‌ی کوانتومی، جنس محیط دی‌الکتریک اطراف نقطه‌ی کوانتومی و جسم رسانا، طول موج میدان الکترومغناطیسی، بسامد پلاسمونی، رژیم میدان نزدیک، جهت گشتاور دو-قطبی نقطه‌ی کوانتومی، درجات آزادی توابع پوش اکسیتونی بستگی دارد.

مراجع

[1] L. Novotny and B. Hecht, **Principles of Nano-optics** (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2006)

[2] J. Hakami, L. Wang, Zubairy and M. Suhail, “Spectral properties of a strongly coupled quantum-dot–metal-nanoparticle system," Phys Rev. A, **89**, 053835 (2014).

[3] Stobbe, Søren and et al, “Spontaneous emission from large quantum dots in nanostructures: Exciton-photon interaction beyond the dipole approximation," Phys. Rev. B, **86**, 085304 (2012).

[4] O. J. Martin and N. B. Piller, “Electromagnetic scattering in polarizable backgrounds," Phys Rev. E, **58**, 3909 (1998).

[5] W. Vogel and G. D. Welsch, **Quantum Optics**, (WILEY-VCH Verlag GmbH March 2006).

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]