



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



اثرات دمایی ماده‌ی دی‌الکتریک بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت همدوس غیرخطی سطح کره

احسان عموقربان، علی مهدی‌فر و رقیه اسدی

دانشگاه شهرکرد، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده - در این مقاله به بررسی اثرات دمایی دی‌الکتریک پاشنده و جاذب بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های فرودی می‌پردازیم. بر این اساس حالت‌های فرودی از سمت راست و چپ تیغه‌ی دی‌الکتریک را به ترتیب حالت همدوس غیرخطی روی سطح کره و حالت خلاء کوانتومی در نظر می‌گیریم و با الگوسازی تابع گذردهی الکتریکی تیغه‌ی دی‌الکتریک توسط مدل لورنتس، چلانگی کوادراتوری و پارامتر مندل را محاسبه می‌کنیم.

کلیدواژه - کوانتش میدان الکترومغناطیس، فوتون‌های گرمایی، چلانگی کوادراتوری، پارامتر مندل، حالت‌های همدوس غیرخطی روی سطح کره.

The thermal effects of dielectric media on non-classical properties of nonlinear coherent state on a sphere

Ehsan Amooghorban, Ali Mahdifar and Roghayeh Asadi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahrekord University

Abstract- In this paper, the thermal effects of the dispersive and absorbing dielectric slab on non-classical properties of the incident states are investigated. Accordingly, we consider the incident rightward and leftward states on the dielectric slab as a nonlinear coherent state on a sphere and the quantum vacuum state, respectively. Then, by modeling the electric permittivity function of the dielectric slab with the Lorentz model, the quadrature squeezing and the Mandel parameter are calculated.

Keywords: Electromagnetic field quantization, Thermal photon, Quadrature squeezing, Mandel parameter, Non-linear coherent states on a sphere.

۱- مقدمه

شکل ۱: نمایش عملگرهای فرودی و خروجی تعریف شده در ماتریس پراکندگی (۱-۲).

در روش پدیده‌شناختی، ماده مستقیماً وارد طرح کوانتاش نمی‌شود و حضور ماده توسط چگالی قطبش الکتریکی نوفه و نفوذپذیری الکتریکی، که روابط کرامرز-کرونینگ را ارضا می‌کند، توصیف می‌شود. در این روش بردار قطبش نوفه که ویژگی‌های اتلافی ماده را بیان می‌کند، به معادله کلاسیکی ساختمندی ماده اضافه می‌شود. با استفاده از رابطه‌ی بین بردار قطبش الکتریکی با میدان‌های بوزونی نیز معادلات ماکسول با معادله ساختمندی ماده ترکیب و عملگرهای میدان الکترومغناطیسی بر حسب این عملگرهای بوزونی و تانسور گرین به‌دست می‌آید. براین اساس مؤلفه‌ی مثبت عملگر پتانسیل برداری برحسب عملگرهای خلق و فنا به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\hat{A}^+(x, t) = \int_0^{+\infty} d\omega \sqrt{\frac{\hbar}{4\pi\epsilon_0 c \omega \sigma}} \left[\hat{a}_{R\Omega}(\omega) e^{i\omega x/c + H.C.} \right] e^{-i\omega t} \quad (1-2)$$

که در آن σ سطحی از تیغه است که نورهای فرودی بر آن فرود می‌آیند و $\Omega = 1, 3$ اشاره به نواحی دو طرف تیغه دی‌الکتریک دارد (شکل ۱). از آنجایی که مدهای تابشی در حضور تیغه دی‌الکتریک پراکنده می‌شوند، این پراکندگی را می‌توان برحسب ماتریس پراکندگی به‌صورت زیر بیان کرد [۵]

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{L1}(\omega) \\ \hat{a}_{R3}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_s(\omega) & T_s(\omega) \\ T_s(\omega) & R_s(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{R1}(\omega) \\ \hat{a}_{L3}(\omega) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{F}_L(\omega) \\ \hat{F}_R(\omega) \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

در این رابطه $\hat{a}_{L1}(\omega)$ ، $\hat{a}_{R3}(\omega)$ و $\hat{a}_{L3}(\omega)$ ، $\hat{a}_{R1}(\omega)$ به ترتیب عملگرهای نابودی متناظر با مدهای فرودی و خروجی از تیغه و $\hat{F}_L(\omega)$ و $\hat{F}_R(\omega)$ عملگرهای نوفه‌ی کوانتومی متناظر با اثرات اتلافی و گرمایی تیغه و $R(\omega)$ و $T(\omega)$ ضرایب بازتاب و عبور از سطح تیغه هستند. در اینجا عملگرهای نوفه و عملگرهای ورودی و خروجی به ترتیب در روابط جابجایی زیر صدق می‌کنند

$$[\hat{F}_\Omega(\omega), \hat{F}_\Omega^\dagger(\omega')] = (1 - |R_s(\omega)|^2 - |T_s(\omega)|^2) \delta(\omega - \omega'), \quad (3-2)$$

$$[\hat{a}_{R\Omega}(\omega), \hat{a}_{R\Omega}^\dagger(\omega')] = [\hat{a}_{L\Omega}(\omega), \hat{a}_{L\Omega}^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega'), \quad (4-2)$$

که در آن ضرایب بازتاب و عبور از تیغه به‌صورت زیر تعریف می‌شوند [۵]:

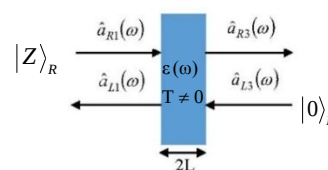
$$R_s(\omega) = \frac{(n^2(\omega) - 1) \exp(-2i\omega l/c) [\exp(4i\omega n(\omega) l/c) - 1]}{(n(\omega) + 1)^2 - (n(\omega) - 1)^2 \exp(4i\omega n(\omega) l/c)}, \quad (5-2)$$

$$T_s(\omega) = \frac{4n(\omega) \exp[2i\omega(n(\omega) - 1)l/c]}{(n(\omega) + 1)^2 - (n(\omega) - 1)^2 \exp(4i\omega n(\omega) l/c)}.$$

بررسی کلاسیکی پالس‌های اپتیکی در عبور از محیط‌های پاشنده و جاذب با هندسه‌های گوناگون در کتاب‌های مختلف مطالعه شده است [۱]. پالس‌های فرودی در حضور خواص اتلافی و پاشندگی محیط دی‌الکتریک و همچنین بازتاب‌های پی‌درپی که در درون آن رخ می‌دهد تغییر شکل پیدا می‌کنند. ولی تغییراتی نیز وجود دارند که فقط در حوزه کوانتوم اپتیک قابل بررسی هستند. ازجمله زمانی که حالت‌های فرودی دارای ویژگی‌های اپتیکی غیرکلاسیکی هستند و یا دی‌الکتریک در دمای متناهی نگه داشته شوند. در این‌صورت ویژگی‌های آمار کوانتومی حالت‌های خروجی در اثر اضافه شدن و یا تداخل با امواج گسلی از دی‌الکتریک تغییر پیدا می‌کنند. بنابراین، برای توصیف اثر ماده و دمای متناهی دی‌الکتریک بر حالت‌های کوانتومی فرودی لازم است تا کوانتش امواج الکترومغناطیسی را در محیط‌های دی‌الکتریک پاشنده و جاذب انجام داد. تاکنون روش‌های متعددی برای کوانتش امواج الکترومغناطیس در حضور محیط‌های دی‌الکتریک ارائه شده است که می‌توان آن‌ها را در دو رهیافت کلی لاگرانژی [۲] و پدیده‌شناختی [۳] دسته‌بندی کرد. در این مقاله برای بررسی اثرات گرمایی تیغه‌ی دی‌الکتریک با دمای متناهی بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های فرودی روی آن، چلاندگی کوادراتوری و پارامتر مندل را محاسبه می‌کنیم. در مرجع [۴] نشان داده شده است که خواص غیرکلاسیکی حالت‌های همدوس غیرخطی سطح کره با افزایش انحنای کره افزایش می‌یابد. از اینرو، با انتخاب حالت‌های مزبور به عنوان حالت‌های فرودی بر تیغه‌ی دی‌الکتریک به بررسی اثرات دمایی تیغه بر خواص این حالت‌ها خواهیم پرداخت. همچنین امکان جبران ویژگی نابودکنندگی خواص غیرکلاسیکی توسط دما از طریق افزایش انحنای فضای حالت‌های همدوس سطح کره بررسی خواهد شد.

۲- ماتریس پراکندگی

در این بخش در ابتدا کوانتش میدان الکترومغناطیس در حضور یک تیغه‌ی دی‌الکتریک به ضخامت $2L$ و ضریب شکست $n^2(\omega) = [\eta(\omega) + i\kappa(\omega)]^2 = \epsilon_r(\omega) + i\epsilon_i(\omega)$ را مرور می‌کنیم (شکل ۱).



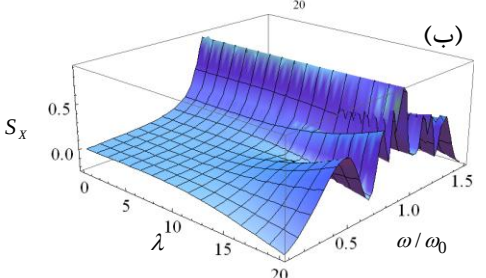
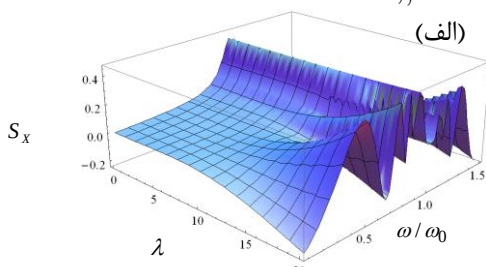
اکنون با به کار بردن روابط (۲-۲)-(۷-۲)، عدم قطعیت کوادراتورهای $\hat{X}_{R3} = \frac{1}{2}(\hat{a}_{R3} + \hat{a}_{R3}^\dagger)$ و $\hat{Y}_{R3} = \frac{1}{2i}(\hat{a}_{R3} - \hat{a}_{R3}^\dagger)$ برای

حالت غیرخطی خروجی از تیغه دی الکتریکی که در دمای

متناهی T نگه داشته شده به صورت زیر به دست می آید

$$\left(\frac{\Delta \hat{X}_{R3}}{\Delta \hat{Y}_{R3}}\right)^2 = \frac{1}{4M} \left\{ \sum_{n=0}^N \binom{N}{n} ([g(\lambda, n)]!)^2 |Z|^{2n} \right. \\ \left. \times (2n|T_s|^2 + 1 + 2\langle F_R^\dagger F_R \rangle) \pm \sqrt{\binom{N}{n}} [g(\lambda, n)]! |Z|^{2n} \right. \quad (7-2)$$

$$\times \left\{ \sqrt{\binom{N}{n+2}} [g(\lambda, n+2)]! \sqrt{(n+1)(n+2)} \right. \\ \left. \times (Z^2 T_s^2 + Z^{*2} T_s^{*2}) - \frac{1}{M} \sum_{k=0}^N \sqrt{\binom{N}{n+1}} \binom{N}{k} \binom{N}{k+1} \right. \\ \left. \times [g(\lambda, n+1)]! [g(\lambda, k)]! [g(\lambda, k+1)]! \right. \\ \left. \times |Z|^{2k} \sqrt{(n+1)(k+1)} (Z^2 T_s^2 + Z^{*2} T_s^{*2} + 2|Z|^2 |T_s|^2) \right\}$$



شکل ۳: نمودار S_X برای حالت همدوس غیرخطی خروجی از تیغه دی الکتریک بر حسب λ و ω/ω_0 با $Z = 0.01$ ، $N = 5$ ، $\omega_p/\omega_0 = 0.5$ ، $\gamma/\omega_0 = 0.0$ و $\omega_0 l/c = 10$ در شکل های (الف) و (ب) به ترتیب دمای تیغه $T = 0.6\hbar\omega_0/k_B$ و $T = 0.9\hbar\omega_0/k_B$ است. در شکل ۳ نمودار $S_X = 4\Delta X_{R3}^2 - 1$ بر حسب λ و ω/ω_0 رسم شده است. مقادیر منفی پارامتر مزبور بیانگر چلانگی (کاهش نوفه های کوانتومی نسبت به حد استاندارد) خواهد بود. مشاهده می شود S_X در نزدیکی بسامد جذب همواره مثبت است و با افزایش دما مقدار آن نیز افزایش می یابد. با توجه به اینکه مدول ضرایب بازتاب و عبور در نزدیکی بسامد تشدید کاهش می یابند (شکل ۲)، پس مقدار ضریب جذب محیط افزایش می یابد. از طرف دیگر، تیغه ای که در دمای متناهی نگه داشته شده است همانند جسم سیاه عمل می کند و از آنجا که تعداد فوتون های گرمایی تولید شده با افزایش دما نیز افزایش می یابند و همواره حاصل ضرب آن با مدول ضریب جذب در

مقدار چشم داشتی عملگرهای نوفه بر حسب مربع مدول

$$|A(\omega)|^2 = \left(1 - |R_s(\omega)|^2 - |T_s(\omega)|^2\right)$$

به صورت زیر نوشته می شوند [۵]

$$\langle F | \hat{F}_\lambda(\omega) | F \rangle = \langle F | \hat{F}_\lambda^\dagger(\omega) | F \rangle = 0, \quad (6-2)$$

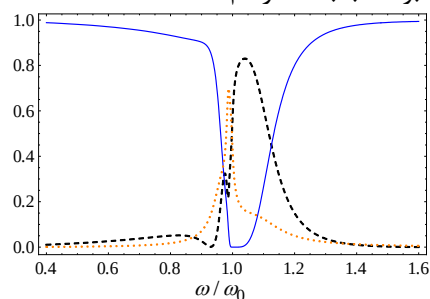
$$\langle F | \hat{F}_R^\dagger(\omega) \hat{F}_R(\omega') | F \rangle = n(\omega, T) |A(\omega)|^2 \delta(\omega - \omega') \quad (7-2)$$

$$n(\omega, T) = [\exp(\hbar/k_B T) - 1]^{-1}$$

در رابطه بالا $n(\omega, T)$ میانگین فوتون های گرمایی ایجاد شده در تیغه دی الکتریک، $\hbar$ ، k_B و T به ترتیب ثابت پلانک، ثابت بولتزمن و دمای تیغه دی الکتریک و $\Lambda = R, L$ است. در اینجا تابع گذردهی الکتریکی تیغه

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega}$$

الگوسازی می کنیم که ω_p بسامد پلاسما، ω_0 بسامد تشدید و γ ضریب میرایی تیغه دی الکتریک است. در شکل (۱) نمودار تغییرات مربع مدول ضرایب بازتاب، عبور و جذب بر حسب بسامد رسم شده است.



شکل ۴: نمودار تغییرات مربع مدول ضرایب بازتاب (خط توپر)، عبور (خط چین) و جذب (نقطه چین) بر حسب بسامد. پارامترهای تیغه دی الکتریک مطابق مدل لورنتس عبارتند از: $\omega_p/\omega_0 = 0.5$ ، $\omega_0 l/c = 1$ و $\gamma/\omega_0 = 0.01$

۳- چلانگی کوادراتوری

به منظور بررسی اثرات تیغه ی پاشنده و اتلافی بر مدهای تابشی، حالت کلی سامانه تابشی را به صورت $|\varphi\rangle = |Z\rangle_R |0\rangle_L |F\rangle$ در نظر می گیریم، که در آن $|Z\rangle_R$ بیانگر حالت همدوس غیرخطی، $|0\rangle_L$ حالت خلاء میدان الکترومغناطیسی و $|F\rangle$ نشانگر حالت کوانتومی تیغه دی الکتریک است. حالت همدوس غیرخطی روی سطح کره را مطابق مرجع [۴] به صورت $|Z\rangle = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{n=0}^N \sqrt{\binom{N}{n}} ([g(\lambda, n)]!) |Z|^n |n\rangle$ تعریف می کنیم که λ پارامتر خمیدگی کره، Z دامنه شدت حالت مزبور، M ضریب بهنجارش، N بعد فضای فوک متناهی الابعاد و

$$g(\lambda, n) = \sqrt{\lambda(N+1-n) + \sqrt{1+\lambda^2/4}} (\lambda n + \sqrt{1+\lambda^2/4})$$

در شکل ۴ پارامتر مندل برحسب λ و ω/ω_0 رسم شده است. مشاهده می‌شود با افزایش λ پارامتر مندل منفی‌تر می‌شود. به عبارت دیگر، سرشت زیرپواسونی حالت‌های خروجی تقویت می‌شود. با این حال، در نزدیکی بسامد جذب، حتی با افزایش λ ، پارامتر مندل همچنان مثبت باقی می‌ماند و با افزایش دما مقدار آن مثبت‌تر می‌شود. از اینرو، تا آنجا که به آمار شمارش فوتون‌ها مربوط می‌شود، اثرات دمایی تیغه دی‌الکتریک ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت همدوس غیرخطی عبوری را از بین می‌برد.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله اثرات دمایی یک تیغه دی‌الکتریک پاشنده و جاذب بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های عبوری از آن بررسی شده است. با محاسبه‌ی چلانگی کوادراتوری و پارامتر مندل حالت‌های خروجی از تیغه دی‌الکتریک نشان داده شد که افزایش دمای تیغه باعث کاهش اثرات غیرکلاسیکی حالت‌های مزبور می‌گردد. علاوه بر این، مشاهده شد که در نزدیکی بسامد جذب، حتی با افزایش λ ، ویژگی‌های غیرکلاسیکی از بین می‌روند. از طرف دیگر، در نواحی دور از بسامد جذب، با افزایش انحنای فضا ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های خروجی همچنان افزایش می‌یابد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که افزایش انحنای فضای حالت‌های همدوس غیرخطی سطح کره، در نواحی دور از بسامد جذب، می‌تواند نقش جبران‌کننده‌ای برای دمای نابود کننده‌ی خواص غیرکلاسیکی داشته باشد.

سپاسگزاری

نويسندگان، از معاونت تحصيلات تکميلي دانشگاه شهرکرد برای حمايتهاي انجام شده قدرداني مي‌نمايند.

مراجع

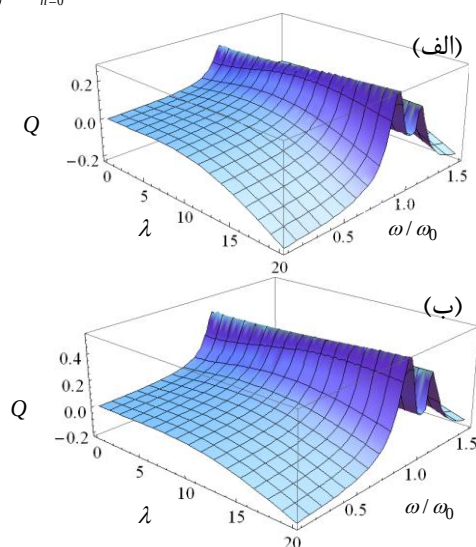
- [۱] C. G. B. Garrett, D. E. McCumber, Phys. Rev. A **1**, 305 (1970).
- [2] B. Huttner and S. M. Barnett, Phys. Rev. A **46**, 4306 (1992).
- [3] R. Matloob and R. Loudon, Phys. Rev. A **53**, 4567 (1996).
- [۴] A. Mahdifar, R. Roknizadeh and M. H. Naderi, J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 7003 (2006).
- [۵] Ehsan Amooghorban, N. Asger Mortensen and Martijn Wubs, Phys. Rev. Lett. **110**, 153602 (2013).

رابطه (۲-۷) ظاهر می‌شود، پس انتظار داریم که جذب محیطی به همراه تاثیرات گرمایی تیغه‌ی دی‌الکتریک (که البته در دماهای بالاتر اثرات گرمایی غالب بر تاثیرات جذبی تیغه‌ی دی‌الکتریک هستند) ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت همدوس غیرخطی عبوری را از بین ببرد. بنابراین، همانگونه که از شکل مشاهده می‌شود، حتی با افزایش پارامتر λ هیچ چلانگی در نواحی نزدیک بسامد تشدید وجود ندارد. اما در نواحی دورتر از بسامد تشدید، که مقدار مدول ضرایب جذب و عبور ماده تقریباً برابر صفر هستند، اثرات گرمایی و جذبی ماده سهم ناچیزی دارند. بنابراین امکان مشاهده چلانگی کوادراتوری در این نواحی وجود دارد. علاوه بر این، می‌توان نشان داد که مولفه‌ی کوادراتوری دیگر نیز رفتاری مشابه از خود نشان می‌دهد.

۳- پارامتر مندل

برای مطالعه‌ی آمار فوتونی حالت‌های همدوس غیرخطی خروجی از تیغه‌ی دی‌الکتریک، لازم است پارامتر مندل $Q = \frac{\langle [\Delta \hat{N}]^2 \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2}{\langle \hat{N} \rangle}$ را مورد بررسی قرار دهیم که مقادیر مثبت، صفر و منفی پارامتر مزبور به ترتیب نشانگر آمار فراپواسونی، پواسونی و زیرپواسونی است:

$$Q = \frac{1}{M} \sum_{n=0}^N \binom{N}{n} \left([g(\lambda, n)]^2 |Z|^{2n} \left(n^2 |T_s|^4 - n |T_s|^4 + 4n |T_s|^2 \langle F_R^\dagger F_R \rangle + 2 \langle F_R^\dagger F_R \rangle^2 \right) - \frac{1}{M} \sum_{k=0}^N \binom{N}{k} \left([g(\lambda, k)]^2 \right. \right. \\ \left. \left. \times |Z|^{2k} \left(nk |T_s|^4 + \langle F_R^\dagger F_R \rangle^2 + (n+k) |T_s|^2 \langle F_R^\dagger F_R \rangle \right) \right) \right) \\ \left/ \frac{1}{M} \sum_{n=0}^N \binom{N}{n} \left([g(\lambda, n)]^2 |Z|^{2n} \left(n |T_s|^2 + \langle F_R^\dagger F_R \rangle \right) \right) \right. \quad (1-3)$$



شکل ۴: پارامتر مندل برحسب λ و ω/ω_0 برای حالت همدوس غیرخطی خروجی از تیغه‌ی دی‌الکتریک مطابق پارامترهای شکل ۲.