



لیف
پوتوکنفرانس
دین

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 می‌بردازیم، بر این اساس حالت‌های فرودی از سمت راست و چپ تیغه‌ی دیالکتریک را به ترتیب حالت همدوس غیرخطی روی سطح کره و حالت خلاء کوانتمومی در نظر می‌گیریم و با الگوسازی تابع گذردگی الکتریکی تیغه‌ی دیالکتریک توسط مدل لورنتس، چلاندگی کوادراتوری و پارامتر مندل را محاسبه می‌کنیم.

کلید واژه- کوانتش میدان الکترومغناطیس، فوتون‌های گرمایی، چلاندگی 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 Amooghboran, Ali Mahdifar and Roghayeh Asadi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahrood 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 کوانتش نمی‌شود و حضور ماده توسط چگالی قطبش الکتریکی نوفه و نفوذپذیری الکتریکی، که روابط کرامز-کرونیگ را ارضاء 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 ماسکول با معادله ساختمندی ماده ترکیب و عملگرهای میدان الکترومغناطیسی بر حسب این عملگرهای بوزونی و تانسور گرین به دست می‌آید. براین اساس مؤلفه‌ی مثبت عملگر پتانسیل برداری بر حسب عملگرهای خلق و فنا به صورت زیر تعریف می‌شود

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

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 بر حسب ماتریس پراکندگی به صورت زیر بیان کرد [۵]

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

در این رابطه $\hat{a}_{R1}(\omega)$ و $\hat{a}_{L3}(\omega)$ به ترتیب عملگرهای نابودی متناظر با مدهای فرودی و خروجی از تیغه و $\hat{F}_R(\omega)$ و $\hat{F}_L(\omega)$ عملگرهای نوفه کوانتومی متناظر با اثرات اتلافی و گرمایی تیغه و $T_s(\omega)$ و $R_s(\omega)$ 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

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

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

که در آن ضرایب بازتاب و عبور از تیغه به صورت زیر تعریف می‌شوند [۵]

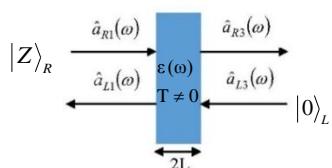
$$R_s(\omega) = \frac{(n^2(\omega) - 1)\exp(-2i\omega l/c)[\exp(4i\omega n(\omega)l/c) - 1]}{(n(\omega) + 1)^2 - (n(\omega) - 1)^2 \exp(4i\omega n(\omega)l/c)}. \quad (5-2)$$

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

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 پاشنگی 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. از جمله زمانیکه حالت‌های فرودی دارای ویژگی‌های اپتیکی غیرکلاسیکی هستند و یا دی‌الکتریک در دمای متناهی نگه داشته شوند. در این صورت ویژگی‌های آمار کوانتومی حالت‌های خروجی در اثر اضافه شدن و یا تداخل با امواج گسیلی 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 لاغرانژی [۲] و پدیده شناختی [۳] دسته‌بندی کرد. در این مقاله برای بررسی اثرات گرمایی تیغه دی‌الکتریک با دمای متناهی بر ویژگی‌های غیرکلاسیکی حالت‌های فرودی روی آن، چلاندگی کوادراتوری و پارامتر مندل را محسوسه 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 مربوط به عنوان حالت‌های فرودی بر تیغه 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.

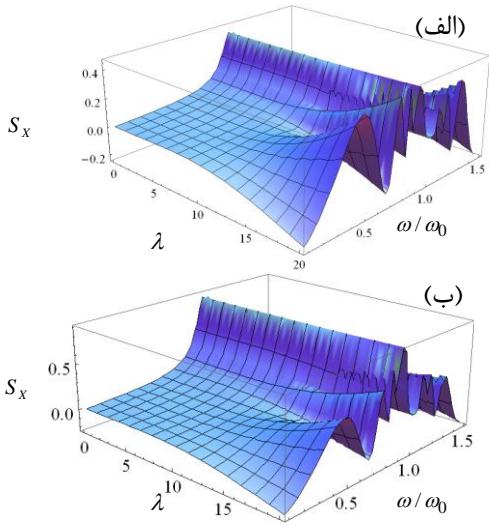
۲- ماتریس پراکندگی

در این بخش در ابتدا کوانتش میدان الکترومغناطیس در حضور یک تیغه 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 کاربردن روابط (۷-۲)-(۲-۲)، عدم قطعیت کوادراتورهای $\hat{Y}_{R3} = \frac{1}{2i}(\hat{a}_{R3} - \hat{a}_{R3}^\dagger)$ و $\hat{X}_{R3} = \frac{1}{2}(\hat{a}_{R3} + \hat{a}_{R3}^\dagger)$ برای حالت غیرخطی خروجی از تیغه دیالکتریکی که در دمای متناهی T نگه داشته شده به صورت زیر بدست می‌آید

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



شکل ۳: نمودار S_x برای حالت همدوس غیرخطی خروجی از تیغه دیالکتریک بر حسب λ و ω/ω_0 به ازاء $N = 5$ ، $Z = 0.01$ ، $\omega_p l/c = 10$ و $\gamma/\omega_0 = 0.0$. در شکل‌های (الف) و (ب) به ترتیب دمای تیغه $\omega_p/\omega_0 = 0.5$ و $\omega_p/\omega_0 = 0.0$ 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 مذبور بیانگر چلاندگی (کاهش نویه‌های کوانتموی) نسبت به حد استاندارد خواهد بود. مشاهده می‌شود S_x در نزدیکی بسامد جذب همواره مثبت است و با افزایش دما مقدار آن نیز افزایش می‌یابد. با توجه به اینکه مدول ضرایب بازتاب و عبور در نزدیکی بسامد تشدید کاهش می‌یابند (شکل ۲)، پس مقدار ضریب جذب محیط افزایش می‌یابد. از طرف دیگر، تیغه‌ای که در دمای متناهی نگه داشته شده است همانند جسم سیاه عمل می‌کند و از آنجا که تعداد فoton‌های گرمایی تولید شده با افزایش دما نیز افزایش می‌یابند و همواره حاصلضرب آن با مدول ضریب جذب در

مقدار چشمداشتی عملگرهای نویه بحسب مربع مدول ضریب جذب ماده $|A(\omega)|^2 = \left(1 - |R_s(\omega)|^2 - |T_s(\omega)|^2 \right)$ به صورت زیر نوشته می‌شوند [۵]

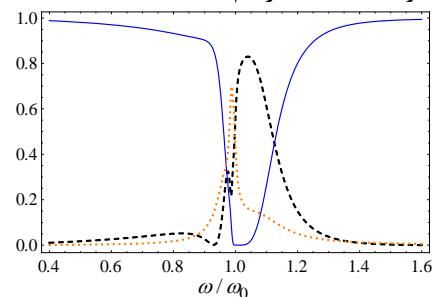
$$\langle F | \hat{F}_\Lambda(\omega) | F \rangle = \langle F | \hat{F}_\Lambda^\dagger(\omega) | F \rangle = 0, \quad (6-2)$$

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

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

در رابطه بالا $n(\omega, T)$ میانگین فoton‌های گرمایی ایجاد شده در تیغه دیالکتریک، \hbar و T به ترتیب ثابت پلانک، ثابت بولتزمن و دمای تیغه دیالکتریک و $\Lambda = R, L$ است. در اینجاتابع گذردهی الکتریکی تیغه دیالکتریک را مطابق مدل لورنتس

$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega}$ الگوسازی می‌کنیم که ω_p بسامد پلاسمای ω_0 بسامد تشدید و γ ضریب میرایی تیغه دیالکتریک است. در شکل (۱) نمودار تغییرات مربع مدول ضرایب بازتاب، عبور و جذب بحسب بسامد رسم شده است.



شکل ۲: نمودار تغییرات مربع مدول ضرایب بازتاب (خط توپر)، عبور (خط چین) و جذب (نقطه چین) بحسب بسامد. پارامترهای تیغه دیالکتریک مطابق مدل لورنتس عبارتند از: $\omega_p/\omega_0 = 0.5$ ، $\omega_0 l/c = 1$ و $\gamma/\omega_0 = 0.01$.

۳- چلاندگی کوادراتوری

به منظور بررسی اثرات تیغه‌ی پاشنده و اتلافی بر مدهای تابشی، حالت کلی سامانه تابشی را به صورت $|\phi\rangle = |Z\rangle_R |0\rangle_L |F\rangle$ در نظر می‌گیریم، که در آن $|Z\rangle_R$ بیانگر حالت همدوس غیرخطی، $|0\rangle_L$ حالت خلاء میدان الکترومغناطیسی و $|F\rangle$ نشانگر حالت کوانتموی تیغه دیالکتریک 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 می‌کنیم که λ پارامتر خمیدگی کره، Z دامنه شدت حالت مزبور، M ضریب بهنجارش، N بعد فضای فوک متناهی الابعاد است.

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

در شکل ۴ پارامتر مندل بر حسب 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 چلاندگی 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 کننده خواص غیرکلاسیکی داشته باشد.

سپاسگزاری

نویسنده‌گان، از معاونت تحصیلات تكمیلی دانشگاه شهرکرد برای حمایتهای انجام شده قدردانی می‌نمایند.

مراجع

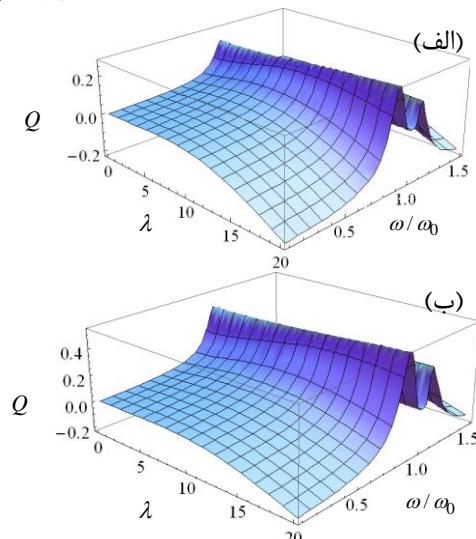
- [۱] C. G. B. Garrett, D. E. McCumber, Phys. Rev. A **1**, 305 (1970).
- [۲] B. Huttner and S. M. Barnett, Phys. Rev. A **46**, 4306 (1992).
- [۳] R. Matloob and R. Loudon, Phys. Rev. A **53**, 4567 (1996).
- [۴] A. Mahdifar, R. Roknizadeh and M. H. Naderi, J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 7003 (2006).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

رابطه (۷-۲) ظاهر می‌شود، پس انتظار داریم که جذب محیطی به همراه تاثیرات گرمایی تیغه دیالکتریک () که البته در دماهای بالاتر اثرات گرمایی غالب بر تاثیرات جذبی تیغه 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 چلاندگی در نواحی نزدیک بسامد تشید و وجود ندارد. اما در نواحی دورتر از بسامد مشابه از خود نشان می‌دهد.

۳-پارامتر مندل

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

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



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