بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی

کنترل همدوس جابجایی گوس-هانشن نور کاوشگر با قطبش TM از محیط اتمی چهار ترازی

آرش رادمهر، حامد ستاری و مصطفی صحرایی

پژوهشکده‌ی فیزیک کاربردی و ستاره شناسی دانشگاه تبریز

چکیده – در این مقاله طرحی برای دستکاری جابجایی گوس-هانشن نور کاوشگر با قطبش *TM* تابیده شده به کاواک حاوی اتم‌های چهار ترازی با شفافیت القایی الکترومغناطیس ارائه می‌دهیم. نشان می‌دهیم که جابجایی جانبی پرتو عبوری و بازتابیده با ایجاد تغییرات جزیی در شدت میدان کنترلی به آسانی قابل کنترل است.

کلید واژه- پذیرفتاری الکتریکی، ضرایب فرنل، ماتریس انتقال.

Coherent control of the Goos-Hänchen shift of TM-polarized probe light beam in a four-level atomic system.

Arash Radmehr, Hamed Sattari, Mostafa Sahrai

[1,2]Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Iran

[3]Photonics Excellence, University of Tabriz, Tabriz, Iran

Abstract- We present a proposal to manipulate the Goos-Hänchen shift of a TM-polarized light beam via a coherent control field, which is injected into a cavity configuration containing the four-level EIT atomic medium. It is found that the lateral shifts of both reflected and transmitted probe beam can be easily controlled by adjusting the intensity of control field.

Keywords: Fresnel Coefficients, Susceptibility, Transfer Matrix.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-16]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

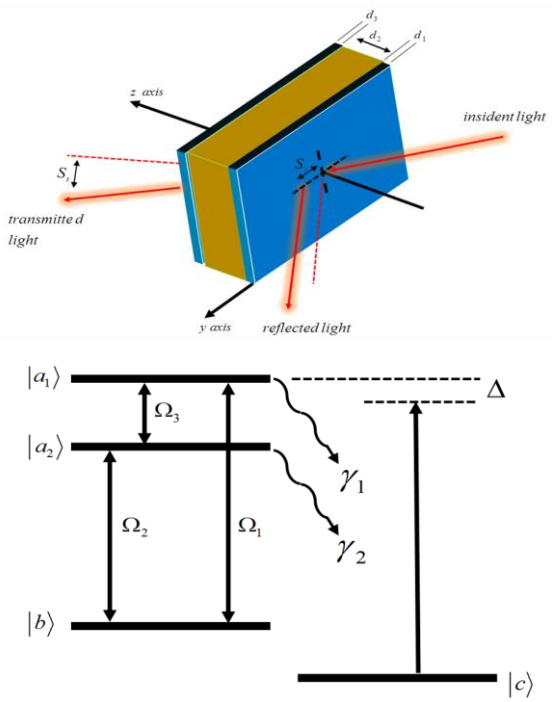
۱- مقدمه

نشان داده شده است که پرتوی انعکاسی و عبوری از یک لایه‌ی دی‌الکتریک نسبت به پرتوی تابیده شده دچار جابجایی عرضی می‌گردد که از این پدیده به عنوان جابجایی گوس-هانشن یاد می‌شود[۱]. این پدیده‌ی کلاسیکی از این جهت که بتوان آن را با اعمال یک میدان کنترلی در حضور یک میدان کاوشگر کنترل نمود مورد توجه بسیاری از محققان حوزه‌ی اپتیک‌کوانتومی قرار گرفته است. می‌دانیم که با استفاده از راهکارهای اپتیک کوانتومی می‌توان جذب و پاشندگی سیستم‌های اتمی را به صورت تمام نوری کنترل نمود[۲،۳]. اخیراً برای تحقق کنترل همدوس جابجایی GH باریکه‌ی کاوشگر با قطبش TE توسط یک میدان کنترلی برای ساختار هندسی ثابت مثل سیستم اتمی دو ترازی [۴] یا سه و چهار ترازی[۵]، طرح‌هایی ارائه شده است. بر اساس این مطالعه، کنترل همدوس جابجایی GH باریکه‌ی کاوشگر بازتابیده یا عبوری از کاواک شامل اتم‌های دو یا سه یا چهار ترازی با شفافیت القایی الکترومغناطیس (EIT)، معرفی گردیده است. و نشان داده شده است که جابجایی GH باریکه‌ی کاوشگر عبوری یا بازتابیده بدون تغییر در ساختار کاواک و فقط با تغییر پارامترهای کنترلی مثل شدت یا نامیزانی میدان کنترلی می تواند از مثبت به منفی یا برعکس تغییر کند. در تمامی طرح‌های ارائه شده، قطبش بکار رفته برای نور کاوشگر با قطبش TE می‌باشد حال آنکه در این طرح ما قصد داریم جابجایی عرضی نور کاوشگر با قطبش TM را در سیستم اتمی چهار ترازی با شفافیت القایی الکترومغناطیس مورد بررسی قرار دهیم.

۲- مدل و معادلات

همانطور که در شکل۱(الف) نشان داده شده است باریکه‌ی کاوشگر E_p با قطبش TM و با فرکانس زاویه‌ای ω_p از خلاء با زاویه θ وارد کاواک حاوی محیط اتمی می‌شود. کاواک شامل محیط اتمی چهار ترازی (ε_2) با ضخامت d_2 است که توسط دو برهی دی‌الکتریک (ε_1) با ضخامت d_1 احاطه شده است. فرکانس رابی متناظر با هریک از میدان‌های اعمال شده برابر است با $\Omega_1 = \frac{\varepsilon_1 \wp_{a_1 b}}{2\hbar}$، $\Omega_2 = \frac{\varepsilon_2 \wp_{a_2 b}}{2\hbar}$ و $\Omega_p = \frac{\varepsilon_p \wp_{a_1 c}}{2\hbar}$.

می‌باشند که $\varepsilon_i (i = 1,2,P)$ نشان دهنده‌ی دامنه‌ی میدان اعمالی و $\wp_{a_1 b}$، $\wp_{a_2 b}$ و $\wp_{a_1 p}$ به ترتیب ممان دوقطبی-های گذارهای $|a_1\rangle \leftrightarrow |b\rangle$، $|a_2\rangle \leftrightarrow |b\rangle$ و $|a_1\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ می باشند و گذار $|a_1\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$ گذار غیر مجاز می‌باشد.



شکل ۱: (الف)-کاواک حاوی محیط اتمی. (ب)-طرحواره‌ی ترازهای انرژی اتم چهار ترازی با شفافیت القا یی الکترومغناطیس (EIT).

برای بررسی پاسخ محیط به میدان‌های اعمال شده به سیستم با حل معادله لیوول مربوط به سیستم مورد نظر در حالت پایا و تحت تقریب موج چرخان پذیرفتاری الکتریکی محیط را بدست می آوریم:

$$\chi = \frac{2N \wp_{ca_1} \rho_{a_1 c}}{\varepsilon_0 \varepsilon_p} e^{i\upsilon_p t} \qquad (۱)$$

که N چگالی اتم‌های محیط گازی، و υ_p فرکانس میدان کاوشگر است. پذیرفتاری الکتریکی محیط یک کمیت مختلط است که قسمت حقیقی و موهومی آن به ترتیب نشانگر پاشندگی و جذب باریکه‌ی کاوشگر می باشد[۲].

$$\chi' = \frac{2N\left|\wp_{a_1 c}\right|^2}{\varepsilon_0 \hbar Z}\{(\Omega_2^2 - 4\Delta^2)A + 2\gamma_2 \Delta B\} ,$$

$$\chi'' = \frac{2N\left|\wp_{a_1 c}\right|^2}{\varepsilon_0 \hbar Z}\{2\gamma_2 \Delta A - (\Omega_2^2 - 4\Delta^2)B\} . \qquad (۲)$$

که

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-16]

$$A = -8\Delta^3 + 2\Delta(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2\gamma_1\gamma_2\Delta + \Omega_1\Omega_2\Omega_3(e^{i\phi} + e^{-i\phi}) ,$$

$$B = 4\Delta^2(\gamma_1 + \gamma_2) - (\gamma_1\Omega_2^2 + \gamma_2\Omega_1^2)$$

$$Z = \left|A^2\right| + \left|B^2\right| \qquad (۳)$$

با توجه به رابطه۲، روشن است که پذیرفتاری الکتریکی محیط وابسته به فرکانس بوده و ارتباط مستقیمی با ضریب شکست و گذردهی الکتریکی محیط دارد لذا بدیهی است که بتوان این دو کمیت را با میدان کنترلی خارجی کنترل نمود. به تناسب علامت شیب منحنی پاشندگی، برای انتشار باریکه‌ی کاوشگر می‌توان نور فراسرعت یا فروسرعت داشت. لذا بررسی وابستگی جابجایی GH به ضریب شکست محیط مفید خواهد بود. ضریب شکست گروه از رابطه تقریبی زیر قابل محاسبه می باشد [۵]:

$$N_g^{r,t} = c/\upsilon_g^{r,t} \approx \frac{1}{L}\frac{d\varphi_{r,t}}{d\omega_p} \qquad (۴)$$

رابطه فوق بیان می‌کند ضریب شکست گروه علاوه بر آن که به ضخامت کاواکL بستگی دارد به مشتق فاز باریکه‌ی کاوشگر فرودی و بازتابیده بر حسب فرکانس کاوشگر نیز وابسته است. نتیجه مهم دیگری که از رابطه فوق قابل استنتاج است این که ضریب شکست گروه مثبت (منفی)، متناظر با جابجایی مثبت(منفی) است. انتظار داریم زمانی که ضریب شکست گروه محیط مثبت است جابجایی گوس-هانشن نور بازتابیده یا عبوری از محیط نیز مثبت باشد و این امر به معنی فراسرعت شدن نور کاوشگر عبوری از محیط می‌باشد. نتیجه‌گیری مشابهی را نیز می‌توان برای فروسرعت شدن باریکه کاوشگر در عبور از محیط با ضریب شکست گروه منفی داشت. ضرایب فرنل عبور و بازتاب برحسب درایه‌های ماتریس انتقال کاواک $Q(k_y,\omega_p)$ قابل محاسبه می‌باشند. از ضرب ماتریس‌های انتقال هر یک از سه لایه در یکدیگر روابط زیر برای ضرایب بازتاب و عبور فرنل بدست می‌آیند:

$$R(k_y,\omega_p) = \frac{q_i(Q_{11} + q_tQ_{12}) - (Q_{21} + Q_{22}q_t)}{q_i(Q_{11} + q_tQ_{12}) + (Q_{21} + Q_{22}q_t)}$$

$$T(k_y,\omega_p) = \frac{2q_i}{q_i(Q_{11} + q_tQ_{12}) + (Q_{21} + Q_{22}q_t)} \qquad (۵)$$

که $q_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\varepsilon_i}}$ و $q_t = \sqrt{\frac{\mu_t}{\varepsilon_t}}$، و μ و ε تراوایی و گذردهی لایه های مختلف می باشند. مطابق با روش پایای فازی و با فرض پرتوهای کاملا موازی با پهنای طیفی باریک $(\Delta k << k)$ برای نور کاوشگر رابطه‌ی جابجایی گوس-هانشن برای باریکه عبوری و بازتابیده از کاواک بصورت زیر بدست می آید[۵،۷]:

$$S_{r,t} = -\frac{\lambda}{2\pi}\frac{d\varphi_{r,t}}{d\theta} \qquad (۶)$$

که $\varphi_{r,t}$ فاز مربوط به ضرایب فرنل عبور و بازتاب می‌باشد. با جایگذاری رابطه‌ی (۶) در رابطه ی (۷) جابجایی GH پرتوی بازتابیده و عبوری از روابط زیر قابل محاسبه است:

$$S_r = -\frac{\lambda}{2\pi|R|^2}\{\mathrm{Re}[R]\frac{d\,\mathrm{Im}[R]}{d\theta} - \mathrm{Im}[R]\frac{d\,\mathrm{Re}[R]}{d\theta}\}$$

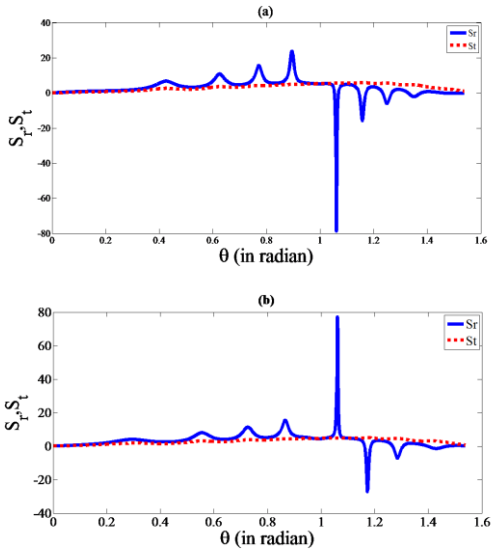
$$S_t = -\frac{\lambda}{2\pi|T|^2}\{\mathrm{Re}[T]\frac{d\,\mathrm{Im}[T]}{d\theta} - \mathrm{Im}[T]\frac{d\,\mathrm{Re}[T]}{d\theta}\} \quad (7)$$

۳- بحث و نتایج

در این بخش اثر کنترلی میدان همدوس خارجی را روی خواص اپتیکی محیط اتمی و به تبع آن روی جابجایی GH بحث می‌کنیم. به ازای مقادیر مختلف از میدان کنترلی خارجی جابجایی GH را برای هر دو باریکه‌ی بازتابیده (خط آبی) و عبوری (نقطه چین قرمز) بر حسب زاویه فرودی رسم می‌کنیم. برای تقلیل جذب نور کاوشگر توسط محیط اتمی حالت شفافیت القایی الکترومغناطیس سیستم را در نظر می‌گیریم. مقادیر مناسب برای پارامترهای سیستم اتمی $\varepsilon_1 = 2.22$، $\Gamma = 1MHz$، $\gamma = 10^{-7}\Gamma$، $d_1 = 0.2\mu m$، فرکانس گذار $\omega_{a_1c}/2\pi = 300THz$، $\Omega_1 = 7\gamma$، $d_2 = 5\mu m$، $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ می‌باشند و همچنین Ω_2 و Ω_3 پارامترهای کنترلی مسئله هستند. ابتدا مقادیر $\Omega_2 = \Omega_3 = 0.2\gamma$ را در نظر می‌گیریم. در این حالت جذب نور کاوشگر توسط سیستم تقریبا صفر است. همچنین ضریب شکست گروه برای سیستم منفی است (متناظر با فروسرعت شدن

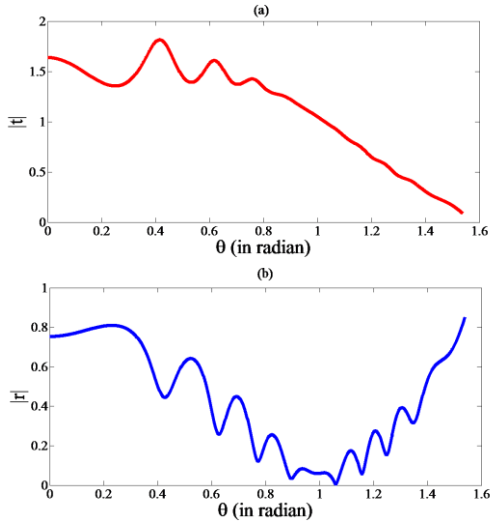
[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-16]

باریکه کاوشگر). همانطور که در شکل(۲-الف) مشاهده می شود برای زاویه‌های صفر تا ۱٫۰۶ رادیان جابجایی GH باریکه بازتابیده مثبت و برای ۱٫۰۶ رادیان تا $\pi/2$ جابجایی منفی وجود دارد، حال آنکه برای باریکه عبوری در تمام زاویه‌ها جابجایی GH مثبت است. بعنوان مثال در زاویه ۱٫۰۶ رادیان یک جابجایی بزرگ منفی برای باریکه بازتابیده و یک جابجایی مثبت برای باریکه عبوری وجود دارد که به ترتیب ضریب شکست گروه برابر ۱۲٫۲۳- و۰٫۳۷ می‌باشد و نتایج بدست آمده در توافق با بحث‌های مربوط به معادله‌ی ۵ می‌باشد. با انتخاب $\Omega_3 = 0.6\gamma$ جابجایی GH نور بازتابیده برای همان زاویه از منفی به مثبت تغییر پیدا می کند شکل(۲-ب).

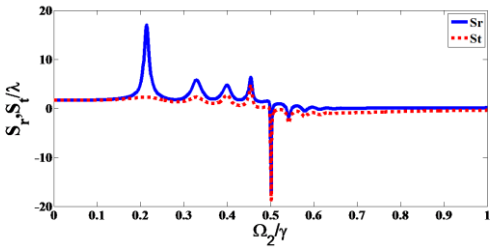


شکل ۲: جابجایی GH باریکه کاوشگر برای (الف)- $\Omega_2 = \Omega_3 = 0.2\gamma$ (ب)- $\Omega_2 = 0.2\gamma$ و $\Omega_3 = 0.6\gamma$.

در شکل(۳) قدر مطلق ضرایب عبور و بازتاب را به ازای پارامترهای شکل(۲-الف) رسم کرده‌ایم. مقایسه شکل(۳) رفتار مشابه با شکل(۲) را نتیجه می‌دهد. در شکل(۴) تابعیت جابجایی GH برحسب پارامتر کنترلی Ω_2 رسم شده است که کنترل پذیری جابجایی GH را به ازای میدان‌های ضعیف تایید می‌کند.



شکل ۳: نمودار (الف)- قدر مطلق ضریب عبور بر حسب زاویه فرودی (ب)- و قدر مطلق ضریب بازتاب بر حسب زاویه فرودی. پارامترهای محاسبه همان پارامترهای شکل۲ می‌باشند.



شکل ۴: وابستگی جابجایی GH باریکه فرودی وعبوری به عامل کنترلی Ω_2 به ازای زاویه فرودی $\theta = 18^\circ$. سایر پارامترهای محاسبه عبارت است از $\Omega_1 = 12\gamma$ و $\Omega_3 = 0.15\gamma$.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله کنترل پذیری جابجایی GH نور بازتابیده و عبوری از محیط اتمی توسط میدان همدوس نشان داده شد و برای طراحی سوئیچ‌های نوری پیشنهاد می‌شود.

مراجع

[1] Goos F., Hänchen H., *Neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion*, **Ann. der Physik**. 436, 333 (1947). [2] Goos F., Hänchen H., *Neumessung des Strahlversetzungseffektes bei Totalreflexion*, **Ann. der Physik,** 440,251(1949).

[2] Sahrai M., Tajalli H., Kapale K. T., Zubairy M. S., *Tunable phase control for subluminal to superluminal light propagation*, **PHYSICAL REVIEW A**, 70, 023813 (2004).

[3] Scully M. O., Zubairy M. S., *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge, (1997)

[4] Wang L.G., Ikram M., Zubairy M. S., Control of the Goos-Hänchen shift of a light beam via a coherent driving field, **Physical Review A** 77, 023811 (2008).

[5] Ziauddin, Qamar S, Zubairy M.S., *Coherent control of the Goos-Hänchen shift*, **PHYSICAL REVIEW A**, 81, 023821(2010).

[6] Born M., Wolf E., Bhatia A. B., Clemmow P. C., Gabor D., Stokes A. R., Taylor A. M., Wayman A., Wilcock W. L., Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, Cambridge University Press, (1999).

[7] Steinberg A. M., Chiao R. Y., **PHYSICAL REVIEW A**, ۴۹,۲۰۷۱ (۱۹۹۴).

[Downloaded from www.opsi.ir on 2025-12-16]