بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ 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

جابجایی بازتابی نور قطبیده خطی از آینه‌های فلزی

مریم ذوقی

پردیس فنی، دانشکده علوم مهندسی، دانشگاه تهران، تهران، ایران

در این مقاله جابجایی بازتابی پرتوی لیزر هلیوم نئون با قطبش خطی دلخواه از سطح یک آینه فلزی مورد بررسی قرار گرفته است. این جابجایی شامل جابجایی مکانی و زاویه ای در دو جهت صفحه تابش و عمود بر آن است. تحلیل تئوری و شبیه سازی ها نشان می‌دهد که بیشترین انحراف مکانی در صفحه تابش، به ازاء موج عرضی مغناطیسی ***TM*** و تحت زاویه‌های فرودی خراشان رخ می‌دهد. این در حالی است که انحراف زاویه‌ای متناظر وضعیتی کاملا برعکس داشته و برای موج عرضی الکتریکی***TE*** مقدار بزرگی خواهد داشت . از طرف دیگر جابجایی خارج از صفحه در هر دو حالت مکانی و زاویه‌ای، حول زاویه تابش ۵۵ درجه بیشینه بوده و در قطبش خطی ۴۵ درجه به حداکثر خود می‌رسند.

کلید واژه- جابجایی بازتابی، نور قطبیده خطی، گوس- هانچن، ایمبرت- فدوروف.

Reflection Beam Shifts of Linearly-Polarized Light from Metallic Mirrors

Maryam Zoghi

Department of Engineering Science, College of Engineering, University of Tehran, Tehran, Iran

Abstract- In this paper the reflection beam shifts of a linearly-polarized He-Ne laser from a metallic mirror is investigated. The beam shifts include spatial and angular shifts along and normal to the incidence plane. Theoretical analysis and simulations indicate that the maximum spatial in-plane deviation occurs for TM wave in grazing angles of incidence. The case is reverse for the corresponding angular shift which causes negative deviations for TE wave. On the other hand, both spatial and angular out of-plane shifts maximize at 45º polarization around the angle of 55º .

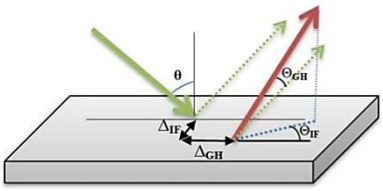
Keywords: Reflection beam shifts, linearly-polarized light, Goos-Hanchen, Imbert-Fedorov.

[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

امروزه مشخص شده است که باریکه نور کاملاً از قوانین اپتیک هندسی تبعیت نمی‌کند. در واقع اثرات ناشی از پراش پرتو را در جهت‌های موازی و عمود بر صفحه تابش جابجا خواهد کرد [۱]. جابجایی در صفحه تابش به اثر گوس-هانچن (GH) [۲] و انحراف عمود بر صفحه تابش به جابجایی ایمبرت-فدوروف (IF) معروف است [۳-۵]. شکل ۱ جابجایی های GH و IF شامل انحراف مکانی (Δ) و انحراف زاویه‌ای (Θ) را نشان می‌دهد.



شکل ۱: جابجایی GH (در صفحه تابش) و IF (خارج از صفحه تابش) در بازتاب نور از یک سطح صاف. Δ جابجایی مکانی و Θ جابجایی زاویه‌ای است.

در چند دهه اخیر علاقه‌مندی به مطالعه این جابجایی‌ها افزایش یافته و بررسی‌های متعددی انجام شده است که از جمله آن‌ها می‌توان به جابجایی در مواد غیرجاذب[۶]، سطوح با جذب کم [۷ و ۸]، لایه گرافینی [۹] و شبه سطوح [۱۰] اشاره کرد. همچنین جابجایی پرتو کاربردهای بالقوه‌ای در طراحی ابزارهای اپتیکی مانند سوئیچ‌های موجبر نوری [۱۱] و حسگرهای نوری [۱۲] پیدا کرده است. آینه‌های فلزی جزء مهمی از تجهیزات اپتیک و لیزر هستند و فلزاتی مانند طلا (Au)، نقره (Ag) و آلومینیوم (Al) می توانند در طیف وسیعی از طول موج تابشی، بازتابی بیش از ۹۵ درصد داشته باشند. آینه های مس نیز در لیزرهای فروسرخ پالسی و پیوسته توان بالا و همچنین سیستم‌های انتقال نوری از جایگاه ویژه‌ای برخوردارند. در این مقاله با بررسی جابجایی‌های GH و IF در بازتاب نور قطبیده خطی با قطبش دلخواه α^0 از سطح یک آینه فلزی، قطبش و زاویه تابشی که منجر به بیشترین انحراف می‌شود را به دست خواهیم آورد.

۲- تئوری و نتایج

تفاوت فلزات با دی الکتریک‌ها در ضریب شکست مختلط آن‌هاست یعنی $\hat{n} = n + i\kappa$ که κ ضریب خاموشی می‌باشد. وقتی نور با زاویه تابش θ از هوا به سطح یک فلز می‌تابد، جابجایی فاز φ_γ در ضرائب بازتاب $r_\gamma = R_\gamma e^{i\varphi_\gamma}$ عبارتند از[۱]:

$$\varphi_s = Im\left(Ln\left[\frac{\cos\theta - \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2\theta}}\right]\right) \quad (۱-\text{الف})$$

$$\varphi_p = Im\left(Ln\left[\frac{\hat{n}^2\cos\theta - \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2\theta}}{\hat{n}^2\cos\theta + \sqrt{\hat{n}^2 - \sin^2\theta}}\right]\right) \quad (۱-\text{ب})$$

که s و p به ترتیب بیانگر موج فرودی TE (میدان الکتریکی عمود بر صفحه تابش) و TM (میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تابش) هستند ($\gamma \in \{s,p\}$). باریکه لیزر در واقع برهم نهی چندین موج تخت است و زاویه تابش هر موج اندکی با دیگری تفاوت دارد . لذا هر کدام از این امواج در بازتاب از سطح، فاز متفاوتی خواهد داشت که در کل منجر به جابجایی باریکه بازتابی می‌شود. عبارت صریح جابجایی‌های GH و IF برای یک باریکه گاوسی به صورت زیر است[۱۳]:

$$\Delta_{GH} = -(\omega_p \frac{\partial\varphi_p}{\partial\theta} + \omega_s \frac{\partial\varphi_s}{\partial\theta}) \quad (۲-\text{الف})$$

$$\Theta_{GH} = -(\omega_p \frac{\partial LnR_p}{\partial\theta} + \omega_s \frac{\partial LnR_s}{\partial\theta}) \quad (۲-\text{ب})$$

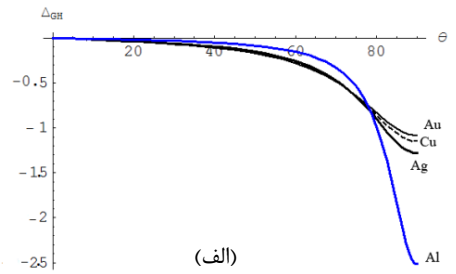
$$\Delta_{IF} = -\cot\theta \frac{\omega_p {a_s}^2 + \omega_s {a_p}^2}{a_s a_p}[2\sqrt{\omega_p\omega_s}\sin(\eta - \varphi_p + \varphi_s)] \quad (۲-\text{ج})$$

$$\Theta_{IF} = \frac{\omega_p {a_s}^2 - \omega_s {a_p}^2}{a_s a_p}\cos\theta\cos\eta \quad (۲-\text{د})$$

که $\omega_\gamma = \frac{{a_\gamma}^2 {R_\gamma}^2}{{a_s}^2{R_s}^2 + {a_p}^2{R_p}^2}$ و a_γ مولفه‌های میدان الکتریکی در جهت موازی و عمود بر صفحه هستند. اختلاف فاز بین این مولفه‌ها با η نشان داده می‌شود که در اینجا برای یک قطبش خطی با مولفه‌های هم‌فاز، صفر در نظر گرفته شده است. این کمیت‌ها بدون بعد هستند و جابجایی فیزیکی و قابل اندازه گیری Γ در هر جهت از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$k\Gamma = \Delta + \left(\frac{z}{L}\right)\Theta \quad (۳)$$

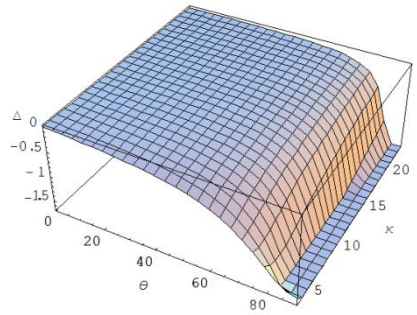
در رابطه بالا $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج، z فاصله عمودی آشکار ساز تا کمر باریکه w_0 است که روی مرز هوا-فلز واقع شده و $L = \frac{1}{2}kw_0^2$ طول ریلی می باشد. با فرض اینکه نور فرودی دارای قطبش خطی با زاویه α بوده و دامنه میدان الکتریکی نرمالیزه به صورت $E = \begin{bmatrix}\cos\alpha \\ \sin\alpha\end{bmatrix}$ باشد، جابجایی‌ها را بر اساس معادلات (۲) محاسبه می‌کنیم. شکل ۲-الف جابجایی مکانی GH را برای نور با قطبش p ($\alpha=0^o$) بر حسب زاویه تابش برای آینه‌های فلزی مختلف شامل Au، Ag، Cu و Al در $\lambda = 632.8\,nm$ (لیزر He-Ne) نشان می‌دهد. در شکل ۲-ب با استفاده از فرمول فاز ایستای آرتمن[۱۴]، رفتار تقریبی جابجایی GH بر حسب ضریب خاموشی و زاویه تابش برای آلومینیوم در حالت سه بعدی رسم شده است.



(الف)

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

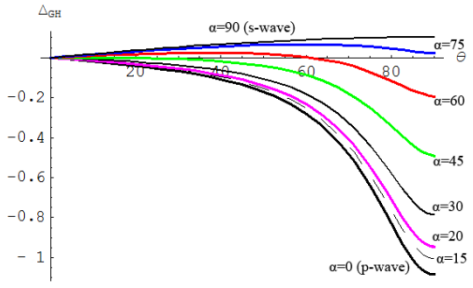
[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]



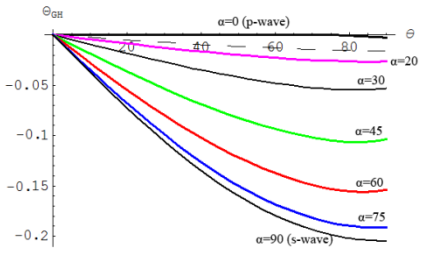
(ب)

شکل ۲: الف) جابجایی GH حاصل از تابش نور قطبیده p با طول موج $\lambda = 632.8\,nm$ به آینه‌های‌طلا $(n_{Au} = 0.20 + 3.25\,i)$ ، نقره $(n_{Ag} = 0.16 + 3.79\,i)$ ، مس $(n_{Cu} = 0.31 + 3.43\,i)$ وآلومینیوم $(n_{Al} = 1.26 + 7.27\,i)$. ب) جابجایی GH برای آینه آلومینیومی در حالت $\kappa \gg n$ به ازاء زوایای تابش مختلف.

با توجه به شکل ۲- الف دیده می‌شود که به ازاء یک طول موج ثابت هرچه ضریب خاموشی فلز بزرگتر باشد جابجایی GH در زاویه‌های بزرگ تابش، مقدار منفی بزرگتری خواهد داشت. شکل ۲-ب حاکی از آن است که با افزایش طول موج تابشی (افزایش κ) ، شیب این تغییرات تندتر خواهد شد. در ادامه محاسبه جابجایی GH و IF در هر حالت از قطبش خطی تنها برای فلز طلا انجام خواهد شد و نتایج را می‌توان با مقایسه ضریب خاموشی نسبت به طلا به سایر فلزات تعمیم داد. بر طبق شبیه سازی‌ها جابجایی مکانی GH برای نور با قطبش خطی s ($\alpha=90^o$) مقدار مثبت کوچکی دارد و با کاهش زاویه قطبش به سمت مقادیر منفی می‌رود به طوری که در قطبش p ($\alpha=0^o$) به حداکثر مقدار خود می‌رسد. در مورد جابجایی زاویه‌ای GH قضیه برعکس است و بیشترین انحراف زاویه‌ای برای موج با قطبش s در زوایای خراشان رخ می‌دهد در حالی که موج قطبیده p جابجایی زاویه‌ای ناچیزی خواهد داشت. شکل ۳ جابجایی مکانی و زاویه ای GH را برای بازتاب نور لیزر هلیوم-نئون قطبیده خطی بر حسب زاویه تابش فرودی، در قطبش دلخواه α از سطح آینه طلا نشان می‌دهد.



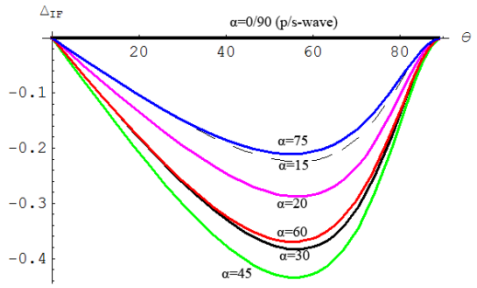
(الف)



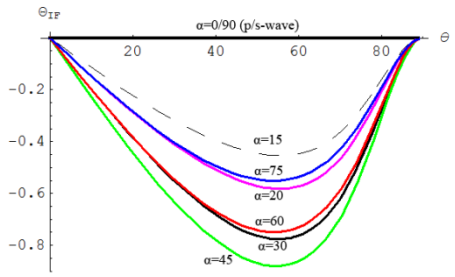
(ب)

شکل ۳: جابجایی GH حاصل از تابش نور لیزر هلیوم-نئون با قطبش خطی دلخواه α^o به آینه‌طلا. الف) جابجایی مکانی. ب-)جابجایی زاویه‌ای.

جابجایی خارج از صفحه IF رفتار متفاوتی دارد. این جابجایی در هر دو حالت مکانی و زاویه‌ای، برای موج قطبیده خطی p صفر است اما با افزایش زاویه قطبش در زاویه‌های مایل تابش به تدریج افزایش یافته و در ۴۵ درجه به حداکثر مقدار خود می رسد. سپس مجددا کاهش یافته و ازاء $\alpha=90^o$ (قطبش s) صفر خواهد شد. شکل ۴ جابجایی مکانی و زاویه ای IF را نشان می دهد.



(الف)



(ب)

شکل ۴: الف) جابجایی IF حاصل از تابش نور لیزر هلیوم-نئون با قطبش خطی دلخواه α^o به آینه طلا. الف- جابجایی مکانی. ب- جابجایی زاویه‌ای.

۳-نتیجه گیری

در این مقاله با تاباندن نور لیزر هلیوم نئون با قطبش خطی دلخواه به آینه‌های فلزی مختلف در زوایای تابش از عمود تا خراشان به تحلیل تئوری و شبیه‌سازی جابجایی‌های طولی و عرضی (به ترتیب: درصفحه

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

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

تابش و خارج از صفحه تابش) پرداختیم. نمودارها نشان می‌دهد که جابجاییهای غالب مکانی و زاویه‌ای منفی بوده و شارش انرژی از سطح آینه فلزی به عقب است. رفتار جابجاییهای مکانی و زاویه‌ای GH خلاف یکدیگر است و بیشترین انحراف مکانی در صفحه تابش، به ازاء موج عرضی مغناطیسیTM (موج $\boldsymbol{P}$) و تحت زاویه‌های فرودی خراشان رخ می‌دهد. این در حالی است که انحراف زاویه‌ای متناظر وضعیتی کاملا برعکس داشته و انحراف برای موج عرضی الکتریکیTE غالب خواهد بود. همچنین می‌توان با تاباندن نور قطبیده خطی در حدود ۶۰ درجه به ازاء زوایای فرود کوچک انحراف مثبت و به ازاء زوایای بزرگ انحراف منفی (عقبگرد پرتو) را شاهد بود. جابجایی خارج از صفحه در هر دو حالت مکانی و زاویه‌ای، حول زاویه تابش ۵۵ درجه بیشینه بوده و در قطبش خطی ۴۵ درجه به حداکثر خود می‌رسند. مباحث فوق برای قطبش خطی در حالت غیرهم‌فاز ($\boldsymbol{\eta = \pi}$) با تغییر علامت جابجایی‌ها معتبر است.

مراجع

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, New York, 7th edn., 2005.

[2] F. Goos and H. Hanchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion", Ann. Phys. Vol.436, pp. 333–346, 1947.

[3] C. Imbert, "Calculation and Experimental Proof of the Transverse Shift Induced by Total Internal Reflection of a Circularly Polarized Light Beam", Phys. Rev. D Vol.5, P.787, 1972.

[4] F.I. Fedorov, Dokl. Akad. Nauk , "On the theory of total internal reflection", SSSR Vol.105, p. 465, 1955.

[5] Y. Qin, Y. Li, H. He and Q. Gong, "Measurement of spin Hall effect of reflected light", Opt. Lett. Vol. 34, pp. 2551–2553, 2009.

[6] H. M. Lai, C. W. Kwok, Y. W. Loo et al., "Energy-flux pattern in the Goos-Hänchen effect", Phys. Rev. E, Vol. 62, p. 7330, 2000.

[7] W.J. Wild and C.L. Giles, "Goos-Hänchen shift from absorbing media", Phys. Rev. A, Vol. 25, 2099, 1982.

[8] H.M. Lai, S.W. Chan, W.H. Wong, "Nonspecular effects on reflection from absorbing media at and around Brewster's dip", J. Opt. Soc. Am., Vol. 23, pp.3208, 2006.

[9] S. Grosche , M. Ornigotti , A. Szameit , "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts for Gaussian beams impinging on graphene-coated surface", Opt. Express, Vol. 16, No. 23, 2015.

[10] V. J. Yallapragada, A. P. Ravishankar, G. L. Mulay et al., "Observation of giant Goos-Hänchen and angular shifts at designed metasurfaces", Scientific Reports, 6, 19319, 2016.

[11] Y. Wan, Z. Zheng, W. Kong et al., "Fiber-to-fiber optical switching based on gigantic Bloch-surface-wave-induced Goos-Hänchen shifts", J. Photon. Vol.5, 7200107, 2013.

[12] X. Wang, M. Sang, W. Yuan et al., "Optical Relative Humidity Sensing Based on Oscillating Wave-Enhanced Goos–Hänchen Shif", IEEE Photonics Technology Lett., Vol. 28, No. 3, 2015.

[13] N. Hermosa, "Reflection beamshifts of visible light due to graphene", J. Opt., Vol. 18, No. 2, 2016.

[14] M. Ornigotti and A. Aiello, "Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov shifts for bounded wavepackets of light", J. Opt., Vol. 15, 014004, 2013.

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

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