

مطالعه تجربی جابجایی گوس - هانچن در مرز مشترک دی الکتریک-فلز

ابراهیم صفری، سیما آقایی و صمد روشن انتظار

گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

چکیده - جابجایی گوس - هانچن به مقدار فاصله‌ای اطلاق می‌شود که از عدم انطباق مراکز پرتوهای تابشی و بازتابی نشأت یافته از جابجایی پرتو فرودی توسط امواج سطحی در فصل مشترک دو محیط حاصل می‌شود. با توجه به کوچکی این جابجایی نیاز به ادوات اپتیکی و الکترونیکی نسبتاً دقیق و پایداری می‌باشد. در این تحقیق مطالعه نظری و مشاهده تجربی جابجایی گوس - هانچن در مرز مشترک دی الکتریک و لایه نازک فلزی، مورد بررسی قرار گرفته است. لایه نقره بر روی یک منشور شیشه‌ای با ضخامت مناسب با استفاده از روش تبخیر حرارتی نشانیده شده و نور لیزر قطبیده خطی در زاویه‌های مختلف به مرز مشترک دی الکتریک شیشه و لایه نازک فلزی، تابانده می‌شود. بدلیل وجود جابجایی گوس - هانچن، برخورد متقارن پرتو بازتابی مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی میسر نخواهد بود. زاویه‌های مختلف برای تابش فرودی در نظر گرفته شده و با مقایسه قطبش‌های مختلف جابجایی گوس - هانچن مشاهده شده است.

کلید واژه - آشکارساز دو قطبی، امواج سطحی، پلاسمون‌های سطحی، جابجایی گوس - هانچن

Experimental study of Goos - Hanchen shift from dielectric - metal interface

Ebrahim Safari, Sima Aghaei, and Samad Roshan Entezar

Department of Physics, University of Tabriz, Tabriz

Abstract- Goos - Hanchen shift is referred to a distance caused by an incompatibility in the coincidence of the centers of incident and reflected waves due to the displacement of the ray on the interface of two environments by surface plasmons. Considering its small magnitude, precise and stable electronic and optical instruments are demanded. In this project, a theoretical study as well as an empirical observation of this shift in the dielectric and thin metal layer interface have been carried out. A layer of silver has been coated on a prism with an adequate depth through an act of physical vapor deposition, then the laser, polarized through a polarizer at different angles, is made incident on the interface. Due to the presence of GH shift a symmetric collision of the reflected ray amongst dipole detector photo diodes would not be the case. Different angles have been considered, and by comparing disparate polarizations GH shift has been observed.

Keywords: Dipole detector, Surface waves, Surface plasmons, Goos - Hanchen shift

۱- مقدمه

در بازتاب نور از محیط های معمولی که در طبیعت وجود دارند، پرتو فرودی دقیقاً از همان نقطه برخورد با فصل مشترک دو محیط بازتاب می یابد. اما در مواقعی، پرتو تابیده شده به مرز بین دو محیط، مقداری در محیط دوم نفوذ کرده و از آنجا بازتاب می کند، به همین دلیل مرکز پرتو تابشی و مرکز پرتو بازتابی بر هم منطبق نخواهند بود، بلکه مقداری جابجایی خواهیم داشت. این فاصله، جابجایی گوس- هانچن^۱ نام دارد. این پدیده اولین بار توسط نیوتن^۲ پیش گویی شد و گوس و هانچن^۳ در سال ۱۹۴۷ در آزمایشگاه این اثر را مشاهده کردند. در سال ۱۹۴۸ با اثبات نظری آرتمن این جابجایی، به عنوان یک پدیده اپتیکی مورد تأیید قرار گرفت. آرتمن توانست فرمول هایی را برای این جابجایی با استدلال فاز ثابت بدست آورد^۴ [۱ و ۲]. در سال ۱۹۵۰ ولتر^۵ [۳ و ۴] اولین کسی بود که جابجایی گوس- هانچن را در مرز مشترک فلز- هوا به صورت نظری مطرح کرد. در سال ۱۹۵۵ فدروف^۵ جابجایی منفی را بیان کرد و ایمبرت^۶ این جابجایی را با استفاده از بحث شار انرژی محاسبه کرد^۷ [۵]. تحقیقات در مورد جابجایی گوس- هانچن به بازتاب و عبور جزئی در ساختارهای لایه ای گسترش یافت، همچنین به حوزه های دیگر فیزیک نیز راه یافت، از جمله: آکوستیک، اپتیک غیر خطی، فیزیک پلاسما و مکانیک کوانتومی. در سال ۱۹۹۲ آلبرت- لی- فلوچ^۷ و همکارانش توانستند در آزمایشگاه، جابجایی طولی گوس- هانچن را برای پرتو گوسی لیزر اندازه گیری کنند [۶]. جابجایی پرتو نوری نه تنها به دلیل بنیادی بودن آن بلکه به دلیل کاربردش مورد توجه است. جابجایی گوس- هانچن در زمینه هایی مانند میکروسکوپ نوری^۷ [۷]، سنسورهای دما با حساسیت بالا [۸] و آشکارسازی بخارهای شیمیایی با حساسیت بالا [۹] کاربرد

دارند. در این مقاله بر آن شده ایم که طی یک آزمایش تجربی با استفاده از تحریک پلاسمون های سطحی در مرز مشترک دی الکتریک و لایه نازک نقره، این جابجایی را مشاهده کنیم.

۲- مواد و روش ها

امواج سطحی می توانند پرتو نور را در طول سطح انتقال دهند و باعث یک جابجایی معروف به جابجایی گوس- هانچن شوند، که از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\Delta = -\frac{d\phi}{dk_x} \quad (1)$$

که در آن ϕ (فاز ضریب بازتاب)، تابع خطی از مولفه مماسی بردار موج k_x می باشد. $n_1 = 1.52$ ضریب شکست مربوط به منشور، n_2 ضریب شکست مربوط به نقره [۱۰] و $n_3 = 1$ ضریب شکست محیط پس زمینه (هوا) می باشند. در اینجا روابط برای امواج الکتریکی عرضی محاسبه شده، و تمام روابط را می توان برای امواج مغناطیسی عرضی نیز بازنویسی کرد. پرتو فرودی ما یک پرتو گاوسی بصورت زیر می باشد:

$$E_i(x) = \exp(-x^2/a^2 - ik_{x0}x) \quad (2)$$

که در آن a شعاع پرتو و $k_{x0} = k_1 \sin \theta$ ، θ زاویه برخورد و $k_1 = \omega/c\sqrt{\epsilon_1\mu_1}$ ثابت انتشار در محیط اول است. میدان الکتریکی پرتو بازتابی بصورت زیر خواهد بود:

$$E_r(x) = 1/2\pi \int R(k_x) \bar{E}_i(k_x) e^{ik_x x} dk_x \quad (3)$$

که در آن $\bar{E}_i$ تبدیل فوری پرتو فرودی و R ضریب بازتاب برای قطبش الکتریکی عرضی، برای موج تخت تکفام، با استفاده از روش ماتریس انتقال، برای ساختار مورد نظرمان می باشد و به صورت زیر تعریف می شود:

$$R = -\frac{M_{12}}{M_{11}} \quad (4)$$

که M_{11}, M_{12} عناصر ماتریس انتقال M ساختار فوق هستند. در این تحقیق چیدمان آزمایشگاهی متشکل از

^۱ Goos - Hamchen shift

^۲ Newton

^۳ Goos - Hamchen

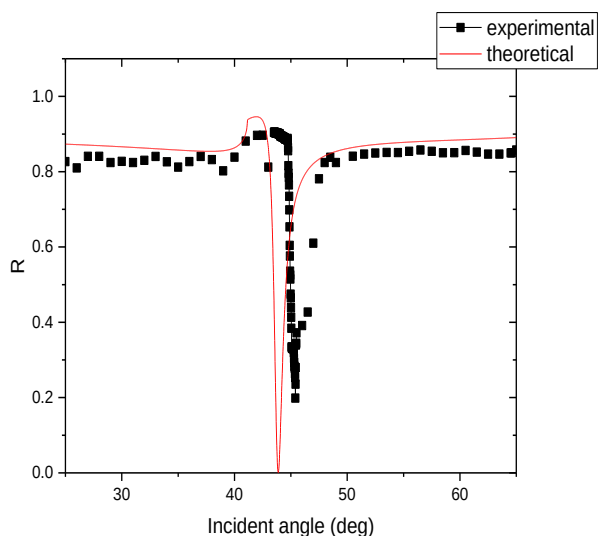
^۵ Wolter

^۶ Federove

^۷ Imbert

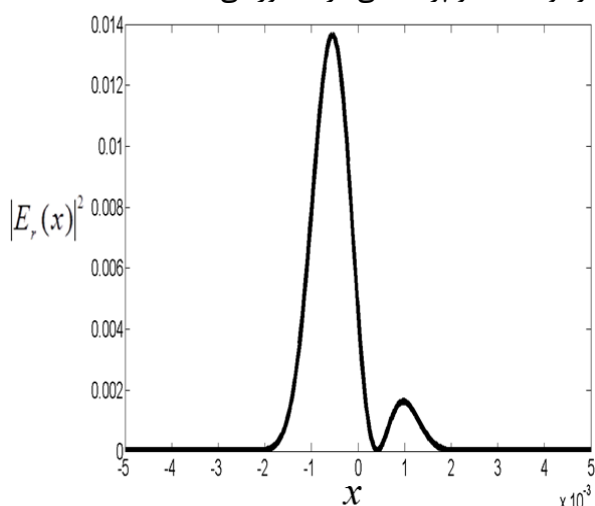
^۸ A.Le Floch

نسبت به زاویه تابشی جاروب شده برای طول موج تابشی نمایش داده شده است.



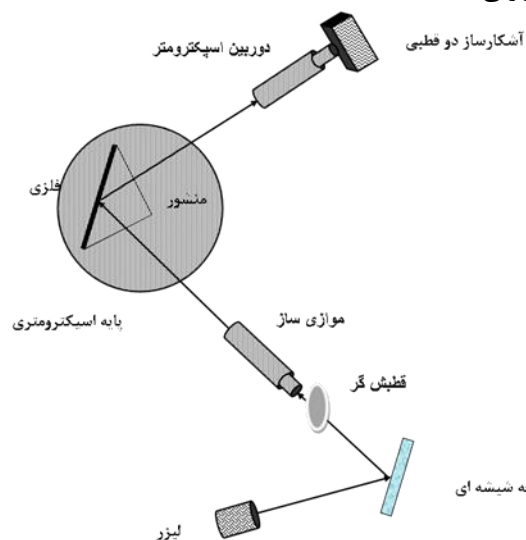
شکل ۲: نمودار بازتابندگی بر حسب زاویه تابش بصورت تئوری (منحنی پر) و تجربی (منحنی مربع).

ملاحظه می شود که در هر دو منحنی یک بیشینه شدت در زاویه تابشی قبل از زاویه حد و یک کمینه در بهترین حالت جفت شدگی و بعد از زاویه حد وجود دارد. کمینه بازتابندگی نظری تحت زاویه $43/88$ درجه و بازتابندگی تجربی تحت زاویه $45/40$ درجه مشاهده می شود. علت عدم تطابق دو منحنی نظری و تجربی به دلیل وجود خطا در لایه نشانی و ضریب شکست پیش بینی شده برای نقره و وجود جذب و پراکندگی در منشور می باشد.



شکل ۳: نمودار شدت میدان موج بازتابی برای نقاط متناظر

یک لیزر در منطقه مرئی با طول موج 532 nm ، یک آشکارساز دوقطبی که متشکل از دو دیود نوری متمایز است که توسط یک شکاف باریک از یکدیگر جدا شده اند که این فاصله بسیار کوچکتر از قطر پرتو تابشی می باشد، یک زاویه سنج با دقت ۱ دقیقه و یک قطبیده برای مقایسه دو حالت میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تابش (قطبش S) و میدان الکتریکی عمود بر صفحه تابش (قطبش P) بکار گرفته شده است. لایه فلزی با ضخامت d بر روی یک منشور شیشه ای با استفاده از روش تبخیر حرارتی نشانیده شده است.



شکل ۱: چیدمان آزمایشگاهی جابجایی گوس- هانچن

نور لیزر پس از عبور از قطبش گر تحت زاویه فرودی θ به مرز مشترک منشور و لایه نازک نقره، تابانده می شود. پرتوهای فرودی به منشور تابانده شده، فوتون های فرودی بوسیله میدان میرای ناشی از بازتاب داخلی کلی ایجاد شده بوسیله منشور بر مرز فلز- دی الکتریک جفت می شوند. در این حالت با انتخاب زاویه تابش مناسب، بهترین جفت شدگی تشدید بین فوتون های میدان میرا و مد های سطحی بوجود می آید، بطور تجربی این جفت شدگی تشدید در طیف بازتابندگی اندازه گیری شده از منشور خود را بصورت یک کمینه تیز نشان می دهد. بر اساس محاسبات انجام گرفته ضخامت مناسب جهت بهترین جفت شدگی تشدید در حدود $d = 47 \text{ nm}$ پیش بینی شد. در نمودار زیر طیف بازتابندگی ساختار شیشه - فلز - هوا

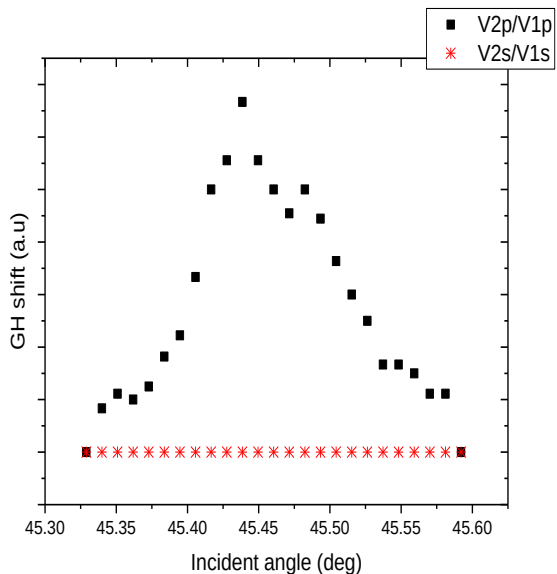
مغناطیسی و ضخامت لایه بستگی دارد و برای انجام این پروژه از ضخامت بهینه استفاده شده است. از قطبش S بعنوان مرجع برای جابجایی استفاده شده و با مقایسه قطبش‌های S و P به ازای زاویه‌های مختلف برای تابش فرودی جابجایی گوس-هانچن مشاهده شده است. این جابجایی در پهنای زاویه‌ای در حدود ۲۶/ درجه مشاهده و بیشینه آن به صورت تقریبی به مقدار نصف شعاع پرتو نتیجه می‌شود.

سپاسگزاری

از آقای دکتر نقش آرا و خانم پورحسن مراتب تشکر را داشته و همچنین از همراهی و مساعدت آقای حضرتی مسئول آزمایشگاه اپتیک بی‌نهایت سپاسگزارم.

مراجع

- [1] F. Goos and H. H^änchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion," Ann. Phys. 436, 333–346, 1947.
- [2] K. Artmann, "Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles," Ann. Phys. 437, 87–102, 1948.
- [3] H. Wolter, "Untersuchungen zur Strahlversetzung bei Totalreflexion des Lichtes mit der Methode der Minimumstrahlkennzeichnung," Z. Naturforsch. 5a, 143–153, 1950.
- [4] H. K. V. Lotsch, "Beam displacement at total reflection: the Goos-H^änchen effect," Optik 32, 116–137, 189–204, 299–319, 553–569, 1970.
- [5] Chun-Fang Li, "Unified theory for Goos-Hanchen and Imbert-Fedorov effects" Phy. Rev. Lett. A 76, 013811, 2007.
- [6] F. Brenterker, A. Le Floch, "Direct measurment of the optical Goos-Hanchen effect in lasers", Phy. Rev. Lett., 68, 931, 1992.
- [7] A. Madrazo and M. Nieto-Vesperinas, Opt. Lett. 20, 2445, 1995.
- [8] X. Wang, C. Yin, J. Sun, H. Li, Y. Wang, M. Ran, and Z. Cao, Opt. Express 21, 13380, 2013.
- [9] Y. Nie, Y. Li, Z. Wu, X. Wang, W. Yuan, and M. Sang, Opt. Express 22, 8943, 2014.
- [10] E. D. Palik, Handbook of optical constants of solids, Academic Press, London, 1985, 1st ed.



شکل ۴: نمودار تجربی جابجایی گوس-هانچن برحسب زاویه برخورد

از نقطه نظر محاسبات نظری، شکل ۳ حاکی از قابلیت مشاهده شدن جابجایی گوس-هانچن می‌باشد. در این نمودار دو پیک مجزا برای پرتو بازتابی مشاهده می‌شود. پیک اول که حول صفر است مربوط به بازتاب آینه‌ای است، در صورتیکه پیک دوم به علت تحریک امواج سطحی ایجاد شده است. در شکل ۴ از قطبش S بعنوان مرجع برای جابجایی استفاده شده است. این نمودار گویای این حقیقت است که وقتی پرتو نور با قطبش S به مرز مشترک دی‌الکتریک و لایه نازک فلزی، تابانده می‌شود، بدلیل عدم حضور جابجایی گوس-هانچن، نور فرودی تحت زاویه تابانده شده با همان زاویه نسبت به خط قائم منعکس شده و بطور متقارن مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی می‌رسد، اما اگر پرتو نور با قطبش P تحت همان زاویه قبلی به مرز مشترک دی‌الکتریک و لایه نازک فلزی، تابانده شود، به دلیل تحریک پلاسمون‌های سطحی، این پرتو بازتابی بصورت متقارن مابین دو دیود نوری آشکارساز دو قطبی نمی‌رسد. زاویه‌های مختلف برای تابش فرودی در نظر گرفته شده و با مقایسه قطبش‌های S و P جابجایی گوس-هانچن مشاهده شده است.

۳- نتیجه‌گیری

ما با استفاده از مطالعه نظری دریافتیم که جابجایی گوس-هانچن به طول موج و زاویه نور فرودی، پارامترهای اپتیکی محیط نظیر گذردهی الکتریکی و تراوایی