

افزایش نسبت سیگنال به نوفه در سامانه لیزری پراکندگی تامسون با استفاده از یک راهکار ابتکاری

فریدالدین صدیقی^{۱*}، مهدی غلامپور^۲

چکیده

روش لیزری پراکندگی تامسون، به دلیل تئوری محکم و محاسبات سر راست و ساده، یکی از مطمئن ترین روش ها برای اندازه گیری دما و چگالی محیط پلاسما است. در این روش با استفاده از لیزرهای پرتوان می توان اندازه گیری های مربوط به دما و چگالی را با قدرت تفکیک زمانی و مکانی بسیار خوبی انجام داد. سطح مقطع پراکندگی تامسون بسیار کوچک (در حدود 0.67 بارن) است. لذا با توجه به کوچکی سطح مقطع و همچنین حضور تابش های زمینه از محیط پلاسما و نورهای سرگردان تولید شده توسط لیزر، نسبت سیگنال به نوفه (سیگنال به نویز) در این روش بسیار کم است. بنابراین با توجه به این موارد، آشکارسازی فوتون های پراکنده بسیار دشوار است در روش لیزری پراکندگی تامسون، توان پراکندگی متناسب با سطح مقطع تفاضلی $d\sigma/d\Omega$ است. سطح مقطع تفاضلی وابسته به زوایای φ و ψ می باشد. که φ زاویه بین لیزر فرودی و اپتیک گردآوری و ψ زاویه بین بردار قطبش لیزر و صفحه پراکندگی است. در این مقاله، سطح مقطع تفاضلی برای تمامی مقادیر φ و ψ با استفاده از نرم افزار متلب محاسبه شده است. در روش لیزری پراکندگی تامسون، توان پراکندگی متناسب با سطح مقطع تفاضلی است. در این مقاله، سطح مقطع تفاضلی برای تمامی مقادیر با استفاده از نرم افزار متلب محاسبه شده است. با تحلیل نتایج، یک روش ابتکاری پیشنهاد شده است؛ با استفاده از این روش، سیگنال های مزاحم و ناخواسته که به آشکارساز می رسند، قابل ردیابی می باشند. لذا با شناسایی این سیگنال ها و فیلتر نمودن آنها می توان به یک نسبت سیگنال به نوفه بهتر دست یافت.

واژگان کلیدی: پراکندگی تامسون، پلاسما، لیزر.

۱. (*نویسنده مسئول): پژوهشگر پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای،

تهران- ایران، ایمیل: fsedighi@aeoi.aor.ir

۲. استادیار گروه فیزیک و شیمی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه امام علی (ع)، تهران، ایران.

مقدمه

سامانه لیزری پراکندگی تامسون یک سامانه شناخته شده برای اندازه گیری پارامترهای مهم پلاسما از قبیل دما و چگالی است (وسون^۱ و کمپبل^۲، ۲۰۱۱). بر طبق نظریه پراکندگی تامسون، این پدیده دارای یک سطح مقطع بسیار کم ($6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$) است (والش^۳، ۲۰۰۸). مهم ترین مزیت کوچک بودن سطح مقطع این است که این سامانه لیزری می تواند بدون ایجاد اغتشاش، پارامترهای پلاسما را اندازه گیری کند (شفیلد^۴ و همکاران، ۲۰۱۰). با این وجود، یکی از دشواری های اصلی در به کارگیری این روش نیز به همین کوچکی سطح مقطع مربوط می شود. در واقع نسبت فوتون های پراکنده به فوتون های فرودی در حدود 10^{-13} است (اسکنل و همکاران^۵، ۲۰۰۸). لذا آشکارسازی فوتون های پراکنده، نقش قابل توجهی را در این روش برعهده دارد. چالش مهم در این روش، به این دلیل به وجود می آید که سامانه آشکارسازی به دلیل وجود تابش های زمینه از جانب پلاسما و همچنین فوتون های سرگردان از جانب لیزر قدرت تشخیص دقیق فوتون های پراکنده را از دست می دهد (برنی^۶ و همکاران، ۲۰۰۴). در این مقاله سعی شده است تا با استفاده از یک روش ابتکاری، راهکاری برای تشخیص سیگنال های ناخواسته ارائه شود و با استفاده از آن منجر به بهبود سامانه آشکارسازی گردد.

در ادامه نظریه پراکندگی تامسون تعریف و مطرح می شود. سپس سطح مقطع تفاضلی پراکندگی تامسون برای مقادیر φ و ψ محاسبه و نتایج به دست آمده ارائه می شود. در نهایت، با تحلیل این نتایج، یک روش ابتکاری برای افزایش نسبت سیگنال به نوفه ارائه می شود.

¹ Wesson

² Campbell

³ Walsh

⁴ Sheffield

⁵ Scannell

⁶ Berni

زمانی که موج الکترومغناطیسی با ذره باردار برخورد می‌کند، مولفه‌های الکتریکی و مغناطیسی موج، سبب اعمال نیروی لونتس بر روی ذره می‌گردند و در نتیجه آن ذره شتاب می‌گیرد. به دلیل این حرکت شتابدار، ذره از خود یک تابش گسیل می‌کند و بدین ترتیب فوتون پراکنده به وجود می‌آید. به بیانی دیگر، انرژی موج فرودی توسط ذره باردار جذب می‌شود و در قالب یک موج الکترومغناطیس دوباره بازنشر می‌یابد (فیتزپاتریک^۱، ۲۰۱۴).

تا زمانی که حرکت ذره باردار غیر نسبیتی باشد، عامل اصلی شتاب ذره مؤلفه میدان الکتریکی موج فرودی خواهد بود و می‌توان از میدان مغناطیسی صرف نظر نمود. اگر قطبش موج فرودی را به صورت خطی در نظر بگیریم، موج فرودی که به ذره باردار برخورد می‌کند، دارای مؤلفه میدان الکتریکی به صورت ذیل است:

$$\vec{E} = \vec{e} E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (۱)$$

که در این رابطه، E_0 دامنه میدان الکتریکی، $\vec{e}$ بردار قطبش، و $\vec{k}$ بردار موج است. سطح مقطع تفاضلی به صورت رابطه ذیل تعریف می‌شود (گینزبرگ^۲، ۱۹۷۰).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 \sin^2 \theta \quad (۲)$$

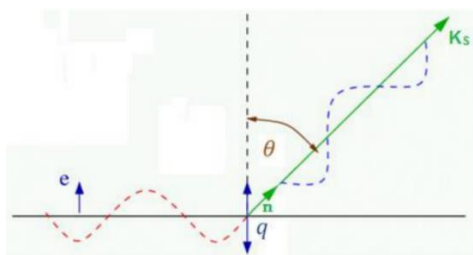
که در این رابطه، همان‌طور که در شکل ۱ مشخص است، θ زاویه بین جهت شتاب گرفتن ذره و بردار پراکندگی است. به دلیل اینکه جرم یونها نسبت به الکترون‌ها بسیار بیشتر است، می‌توان از پراکندگی آن‌ها صرف نظر کرد و فقط پراکندگی الکترون‌ها را در نظر گرفت. لذا سطح مقطع تفاضلی برای الکترون طبق رابطه ذیل بدست می‌آید:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \sin^2 \theta = r_e^2 \sin^2 \theta \quad (۳)$$

که در این رابطه r_e شعاع الکترون است. از آنجا که در این پدیده، عامل اصلی شتاب ذرات مؤلفه میدان الکتریکی است و از مؤلفه مغناطیسی صرف نظر شده است، لذا جهت شتاب ذرت با بردار قطبش $\vec{e}$ موازی است و $\cos \theta = \vec{e} \cdot \vec{n}$ است.

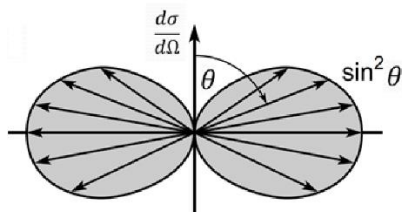
^۱ Fitzpatrick

^۲ Ginzburg



شکل ۱. پراکندگی یک ذره باردار در اثر یک موج تخت با بردار قطبش خطی

معادله ۳ یک الگوی تابش دوقطبی را نشان می‌دهد. این الگو که در شکل ۲ رسم شده است، نشان می‌دهد که بیشترین میزان تابش در جهت عمود بر حرکت الکترون است.



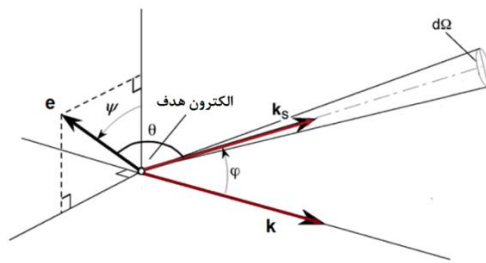
شکل ۲. الگوی تابش دوقطبی یک موج پراکنده (وان لامرین و همکاران^۱، ۱۹۹۱)

تاکنون، پراکندگی یک موج خطی قطبیده توسط یک ذره باردار بیان گردید. حال به توزیع زاویه‌ای پراکندگی یک موج که دارای قطبش دلخواه است، پرداخته می‌شود. شکل ۳ یک دستگاه مختصات راستگرد را نشان می‌دهد که دارای بردارهای یکه $\vec{e}$ ، $\vec{e} \times \vec{k}$ و $\vec{k}$ است. با توجه به این بردارهای یکه، بردار یکه پراکندگی $\vec{n} = \vec{k}_s / k_s$ به صورت ذیل تعریف می‌شود.

$$\vec{n} = (\sin \varphi \cos \psi) \vec{e} + (\sin \varphi \sin \psi) \vec{e} \times \vec{k} + \cos \varphi \vec{k} \quad (۴)$$

که φ زاویه بین بردار موج فرودی و بردار پراکندگی است و همان‌طور که شکل ۳ نشان می‌دهد، ψ زاویه بردار قطبش در صفحه عمود بر بردار $\vec{k}$ را نشان می‌دهد.

^۱ van Lammeren



شکل ۳. هندسه پراکندگی تامسون توسط یک ذره باردار (الکترون)

با توجه به معادله ۴، رابطه بین زاویه‌های φ و ψ به صورت ذیل است.

$$\cos \theta = \vec{e} \cdot \vec{n} = \cos \psi \sin \varphi \quad (5)$$

بر اساس رابطه (۵) می‌توان به رابطه (۶) دست یافت.

$$\sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \psi \sin^2 \varphi \quad (6)$$

بنابراین، سطح مقطع تفاضلی برای موج فرودی با قطبش دلخواه به صورت ذیل است.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 (1 - \cos^2 \psi \sin^2 \varphi) \quad (7)$$

در روش پراکندگی تامسون، از آنجا که دقت اندازه‌گیری به شدت به تعداد فوتون‌های پراکنده دریافتی وابسته می‌باشد، جمع‌آوری هر چه بیشتر فوتون‌های پراکنده از اهمیت قابل ملاحظه‌ای برخوردار است. همان‌طور که رابطه ۸ نشان می‌دهد، توان پراکندگی P_s با سطح مقطع تفاضلی متناسب است (ایوانز و کاتزنستاین^۱، ۱۹۶۹).

$$P_s = P_0 \frac{d\sigma}{d\Omega} n_e \Delta L \Omega S(\vec{k}, \omega) \quad (8)$$

که در این رابطه، P_0 توان فرودی، ΔL طول پراکندگی و $S(\vec{k}, \omega)$ ضریب شکل دینامیکی است. در مورد این رابطه به تفصیل در مراجع (ایوانز و کاتزنستاین، ۱۹۶۹) و (واندرمایدن^۲، ۲۰۱۱) بحث شده است. در بیشتر سامانه‌های پراکندگی تامسون، موقعیت قرارگیری سامانه آشکارسازی طوری در نظر گرفته می‌شود که مقدار $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ بیشینه گردد. در

^۱ Evans and Katzenstein

^۲ van der Meiden

این حالت، سطح مقطع تفاضلی دقیقاً برابر مجذور شعاع کلاسیک الکترون است. معادله ۹ میزان بیشینه سطح مقطع تفاضلی را نشان می‌دهد.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \approx 8 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (9)$$

همان‌طور که معادله ۹ نشان می‌دهد، میزان سطح مقطع تفاضلی حتی در حالت بیشینه هم بسیار کوچک است؛ بنابراین برای تولید یک سیگنال قابل اندازه‌گیری، نیاز به استفاده از لیزرهای بسیار پرتوان هستیم که قابلیت ارسال فوتون‌های زیادی را داشته باشد.

پیشینه تحقیق

پدیده پراکندگی تامسون نخستین بار توسط جوزف جان تامسون بیان گردید. سامانه پراکندگی تامسون، اولین بار در سال ۱۹۶۹ برای اندازه‌گیری دمای پلاسمای محفظه توکامک T3 ساخت کشور روسیه مورد استفاده قرار گرفت (پیکاک^۱، ۱۹۶۹). این سامانه یک سامانه تشخیصی مهم برای اندازه‌گیری دقیق نمایه‌های چگالی و دمای الکترون است. سامانه پراکندگی تامسون که به TS معروف است بیش از چهل سال است که به‌طور گسترده به‌عنوان یک سامانه تشخیصی استاندارد و دقیق در آزمایش‌های پلاسما مورد استفاده قرار می‌گیرد. کشورهای مختلفی از قبیل انگلستان (گیبسون^۲ و همکاران، ۲۰۱۰)، ژاپن (کیکوشی^۳، ۲۰۱۸)، چین (هان^۴ و همکاران، ۲۰۱۸)، سوئیس (بن^۵ و همکاران، ۱۹۹۹)، برزیل (برنی^۶ و همکاران، ۲۰۰۳) و کره جنوبی (لی^۷ و همکاران، ۲۰۰۴) از این سامانه بهره می‌برند.

^۱ Peacock

^۲ Gibson

^۳ Kikuchi

^۴ Han

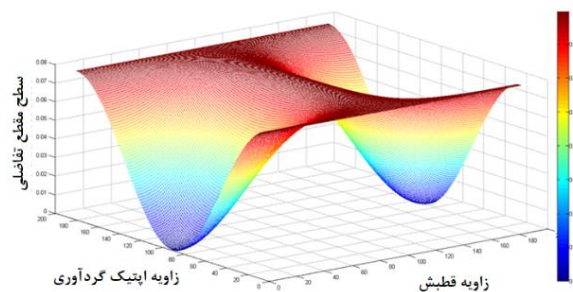
^۵ Behn

^۶ Berni

^۷ Lee

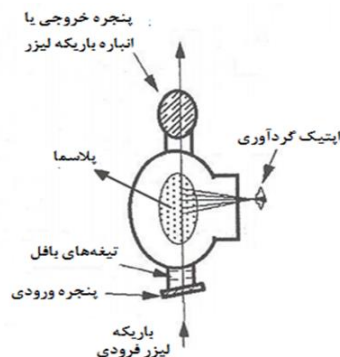
شبیه‌سازی، نتایج و بحث

همان‌طور که در بخش مقدمه بیان شد، توان پراکنده متناسب با سطح مقطع تفاضلی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ است که خود این سطح مقطع تفاضلی با مقادیر φ و ψ تغییر می‌کند. سطح مقطع تفاضلی به ازای تمامی مقادیر φ و ψ با استفاده از نرم‌افزار متلب محاسبه و رسم گردیده و این نتایج در شکل ۴ قابل مشاهده است.



شکل ۴. سطح مقطع تفاضلی به ازای تمامی مقادیر φ و ψ

چینش زاویه‌ای که به‌طور معمول برای یک سامانه پراکندگی تامسون به کار می‌رود، در شکل ۵ نشان داده شده است. در این نوع از چینش، زاویه پراکندگی معمولاً ۹۰ درجه انتخاب می‌شود. همچنین، برای دستیابی به حداکثر سطح مقطع تفاضلی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ زاویه قطبش φ ، ۹۰ درجه انتخاب می‌شود.



شکل ۵. چینش زاویه‌ای معمول برای یک سامانه پراکندگی تامسون

میزان سطح مقطع تفاضلی می‌تواند بر حسب مقادیر φ و ψ از صفر تا مقدار بیشینه r_e^2 تغییر کند. همان‌طور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، به ازای زاویه $\varphi = 90^\circ$ و $\psi = 0^\circ$ ، میزان توان پراکندگی و همچنین سطح مقطع تفاضلی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ برابر با صفر است و این بدین معنا است که در این حالت هیچ فوتونی که بر اثر پدیده پراکندگی تامسون ایجاد شده باشد، به سامانه آشکارسازی نمی‌رسد. بنابراین، با در نظر گرفتن یک سامانه پراکندگی تامسون 90° درجه و تعیین زاویه قطبش $\psi = 90^\circ$ ، تابش‌هایی که به سامانه آشکارسازی می‌رسد، ترکیبی از فوتون‌های پراکندگی تامسون، فوتون‌های سرگردان ناشی از لیزر و تابش‌های زمینه پلاسما است. از طرفی دیگر، اگر باریکه لیزر با زاویه قطبش $\psi = 0^\circ$ به محیط پلاسما تابیده شود، همان‌طور که شکل ۴ نشان می‌دهد، هیچ فوتونی که طبق پدیده تامسون پراکنده شده باشد، به سامانه آشکارسازی نمی‌رسد و درواقع، آن‌چه که سامانه آشکارسازی در این حالت نشان می‌دهد، ترکیبی از فوتون‌های سرگردان و تابش زمینه پلاسما و یا به بیان دیگر نوفه است. این موارد به‌صورت خلاصه در جدول ۱ بیان شده است.

جدول ۱. نتایج به‌دست‌آمده به‌ازای زوایای قطبش مختلف لیزر فرودی در یک سامانه پراکندگی تامسون

۹۰ درجه.

	ψ	φ	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	توان پراکندگی تامسون	سیگنال دریافتی توسط آشکارساز
بردار قطبش عمود بر صفحه پراکندگی	۹۰	۹۰	بیشینه	بیشینه	سیگنال‌های ناخواسته + سیگنال‌های پراکندگی تامسون
بردار قطبش درون صفحه پراکندگی	۹۰	۹۰	صفر	صفر	سیگنال‌های ناخواسته

نتیجه‌گیری

سامانه لیزری پراکندگی تامسون به دلیل ویژگی‌های شاخصی که دارد یکی از معتبرترین سامانه‌ها برای تشخیص دما و چگالی پلاسما به‌شمار می‌آید. با این وجود، نسبت پایین سیگنال به نوفه در این روش یکی از اصلی‌ترین دشواری‌ها در استفاده از این سامانه تشخیصی است. وجود سطح مقطع پایین پراکندگی تامسون و همچنین، حضور تابش زمینه پلاسما و فوتون‌های سرگردان لیزر سبب شده است تا آشکارسازی فوتون‌های پراکندگی تامسون با دشواری زیادی مواجه شود. در این مقاله با استفاده از یک روش ابتکاری و تحت شرایطی خاص، می‌توان زاویه قطبش و اپتیک گردآوری را طوری تنظیم نمود تا هیچ فوتون ناشی از پراکندگی تامسون به سامانه آشکارسازی نرسد. لذا در این حالت، سامانه آشکارسازی هر سیگنالی را به جز سیگنال اصلی جمع‌آوری می‌کند؛ در واقع با استفاده از این چیدمان می‌توان به یک الگوی مشخصی از سیگنال‌های مزاحم دست‌یافت. با تغییر زاویه قطبش از صفر به نود درجه، فوتون‌های ناشی از پراکندگی تامسون که به سامانه آشکارسازی می‌رسند، از صفر به بیشینه تغییر می‌یابد. در این شرایط، سیگنال دریافت‌شده، مجموعه‌ای از سیگنال‌های مزاحم و سیگنال اصلی است. از آنجا که در حالت قبلی الگوی تابش سیگنال‌های مزاحم مشخص گردید، می‌توان با فیلتر نمودن این سیگنال‌های مزاحم به یک سیگنال باکیفیت‌تر دست‌یافت و نسبت سیگنال به نوفه را ارتقا داد.

فهرست منابع

- Behn, R., J. H. Rommers, R. A. Pitts, Z. A. Pietrzyk, R. Chavan, and B. Marletaz. 1999. 'A Thomson scattering diagnostic for measurements in the divertor region of TCV', Review of Scientific Instruments, 70: 768-71.
- Berni, L. A., M. Ueda, E. Del Bosco, J. G. Ferreira, R. M. Oliveira, and W. A. Vilela. 2003. 'Thomson scattering system for the diagnosis of the ETE spherical tokamak plasma', Review of Scientific Instruments, 74: 1200-04.
- Berni, Luiz Angelo, Edson Del Bosco, R. M. Oliveira, and M. P. Alonso. 2004. 'Thomson scattering diagnostic on the ETE tokamak: status and progresses, Brazilian journal of physics, 34: 1572-76.
- Evans, D. E., and J. Katzenstein. 1969. 'Laser light scattering in laboratory plasmas', Reports on Progress in Physics, 32: 207.
- Fitzpatrick, Richard. 2014. Plasma physics: an introduction (Crc Press).

Gibson, K. J., N. Barratt, I. Chapman, N. Conway, M. R. Dunstan, A. R. Field, L. Garzotti, A. Kirk, B. Lloyd, and H. Meyer. 2010. 'New physics capabilities from the upgraded Thomson scattering diagnostic on MAST', *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52: 124041.

Ginzburg, V. L., V. L. Ginzburg, J. B. Sykes, and R. J. Tayler. 1970. *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Pergamon Press).

Han, X., A. Hu, D. Li, S. Xiao, B. Tian, Q. Zang, J. Zhao, C. Hsieh, X. Gong, and L. Hu. 2018. 'Multiple laser system for high-resolution Thomson scattering diagnostics on the EAST tokamak', *IEEE Transactions on Plasma Science*, 46: 406-09.

Kikuchi, Mitsuru. 2018. 'The large tokamak JT-60: a history of the fight to achieve the Japanese fusion research mission', *The European Physical Journal H*, 43: 551-77.

Lee, H. G., J. H. Lee, D. Johnson, R. Ellis, R. Feder, and H. Park. 2004. 'Design of core and edge Thomson scattering systems for Korea Superconducting Tokamak Advanced Research tokamak', *Review of Scientific Instruments*, 75: 3903-05.

Peacock, N. J., D. C. Robinson, M. J. Forrest, P. D. Wilcock, and V. V. Sannikov. 1969. 'Measurement of the Electron Temperature by Thomson Scattering in Tokamak T3', *Nature*, 224: 488-90.

Scannell, R., M. J. Walsh, P. G. Carolan, A. C. Darke, M. R. Dunstan, R. B. Huxford, G. McArdle, D. Morgan, G. Naylor, T. O'Gorman, S. Shibaev, N. Barratt, K. J. Gibson, G. J. Tallents, and H. R. Wilson. 2008. 'Design of a new Nd:YAG Thomson scattering system for MAST', *Review of Scientific Instruments*, 79: 10E730.

Sheffield, John, Dustin Froula, Siegfried H. Glenzer, and Neville C. Luhmann Jr. 2010. *Plasma scattering of electromagnetic radiation: theory and measurement techniques* (Academic press).

Van der Meiden, H. J. 2011. 'Thomson scattering on low and high temperature plasmas'.

van Lammeren, Andreas Cornelis Adriana Petrus. 1991. 'Electron and current density measurements on tokamak plasmas'.

Walsh, M. J. 2008. 'Thomson Scattering and Burning Plasmas', *AIP Conference Proceedings*, 988: 81-91.

Wesson, J. and D.J. Campbell. 2011. *Tokamaks* (OUP Oxford).