مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (١٠) العدد (٣) ٢٠٢٦
Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (10) No. (3) 2026

تأثير البلازمونات السطحية على الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج حزمة ليزرية عند السطح الفاصل معدن–عازل

أ.د. نجاح علي قبلان*
أ.د. محمود عيسى أحمد**
ضحى نبيل فتنه***

(تاريخ الإيداع ٢٥/٣/ ٢٠٢٦ – تاريخ النشر ١١/٥/ ٢٠٢٦)

□ ملخّص □

تُعد دراسة البلازمونات السطحية (Surface Plasmons) من الموضوعات الحيوية والمعاصرة في الفيزياء، نظراً لتطبيقاتها المتنوعة في مختلف المجالات ولا سيما في مجالات النانو تكنولوجيا وتفاعلات الليزر مع المواد الصلبة.

تم خلال هذا البحث دراسة الأنماط الموجية للبلازمونات السطحية المنتشرة على السطح الفاصل معدن–عازل وتأثيرها على انعراج فراونهوفر خلال حلقة دائرية معدنية وذلك بإيجاد معادلة التشتت (Dispersion Relation) للبلازمونات المنتشرة على السطح الداخلي للحلقة، والتي تربط التردد الزاوي (ω) بالعدد الموجي (k).

تم حل معادلة التشتت بيانياً باستخدام برنامج (MATLAB)، ثم مقارنتها بمعادلة التشتت القياسية للبلازمونات السطحية. بعد ذلك، تعويض الحلول الناتجة في عبارة الشدة الضوئية $I(\theta,\omega)$ لعدة ترددات مختلفة، بما فيها تردد الرنين للبلازمونات السطحية. وقد أجريت الدراسة على معدني الفضة والنحاس، واللذين يُصنّفان ضمن بلازما الحالة الصلبة (Solid-State Plasma).

الكلمات المفتاحية: الشدة الضوئية، انعراج فراونهوفر، البلازمونات السطحية، الرنين البلازموني، معادلة التشتت، نموذج درود.

* أستاذة في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة اللاذقية – سورية.
** أستاذ في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة اللاذقية – سورية.
*** طالبة ماجستير في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (١٠) العدد (٣) ٢٠٢٦

Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (10) No. (3) 2026

The effect of surface plasmons on the light intensity resulting from the diffraction of a laser beam at the metal-dielectric interface

Prof. Dr. Najah Ali Qablan*

Prof. Dr. Mahmoud Isa Ahmed**

Doha Nabil Fatnah***

(Received 25/3/2026.Accepted 11/5/2026)

□ABSTRACT □

The study of surface plasmons is considered one of the vital and contemporary topics in physics, due to their various applications in different fields, especially in nanotechnology and laser interactions with solid materials. In this research, the wave patterns of surface plasmons propagating on the metal-dielectric interface and their effect on Fraunhofer diffraction through a metallic circular ring were studied by obtaining the dispersion relation for the plasmons propagating on the inner surface of the ring, which links the angular frequency (ω) with the wave number (k). The dispersion equation was graphically solved using Matlab, then compared with the standard dispersion equation of surface plasmons. afterwards, the resulting solutions were substituted into the light intensity expression I(θ, ω) for several different frequencies, including the surface plasmon resonance frequency. The study was conducted on silver and copper, which are classified as solid-state plasma.

Keywords: Optical intensity, Fraunhofer diffraction, Surface plasmons, Plasmonic resonance**,** Dispersion equation, Drude model.

*Professor in the Department of Physics - Faculty of Science – University of Latakia – Syria.

**Professor in the Department of Physics - Faculty of Science – University of Latakia – Syria.

***Master's student in the Department of Physics – Faculty of Science – University of Latakia - Syria.

١. مقدمة:

تُعد البلازمونات السطحية (Surface Plasmon Polaritons) كواحدة من أبرز المواضيع البحثية في مجال النانوضوئيات والضوئيات التكاملية، وقد وضع الأساس النظري لهذه الظاهرة منذ عقود (Raether,1988; Maier,2007)، إلا أن الاهتمام بها شهد تطوراً ملحوظاً خلال السنوات الأخيرة بفضل التطبيقات العملية المتقدمة (Chirco et al., 2025; Ichiji et al., 2025). إذ تسمح هذه الأمواج الإلكترومغناطيسية السطحية، التي تنتشر على السطح الفاصل معدن– عازل، بالتحكم الدقيق في الضوء على المقاييس النانوية، وهو أمر كان مستحيلاً باستخدام الوسائل التقليدية. وقد أدى ذلك إلى تطبيقات واسعة في الاستشعار البيولوجي والكيميائي عالي الحساسية، والتصوير فائق الدقة، والخلايا الشمسية، وأنظمة الاتصالات الضوئية عالية السرعة (Chirco et al., 2025).

تشكل الإلكترونات الحرة في المعادن الصلبة، وسطاً بلازمياً كثيفاً يتفاعل بقوة مع الحقول الكهرومغناطيسية الخارجية، مما يجعل هذه المعادن نموذجاً مثالياً لبلازما الحالة الصلبة. ولهذا السبب يُمكن دراسة الظواهر البلازمونية السطحية لمعادن الفضة والنحاس باستخدام النماذج الكلاسيكية للبلازما بدقة عالية، حيث تتصرف الإلكترونات الحرة كبلازما إلكترونية مترابطة تتأثر مباشرة بالإثارة الضوئية.

وتُعد معادن الفضة والنحاس من أهم المواد المستخدمة في هذه التطبيقات، نظراً لخصائصها البصرية المميزة في النطاق المرئي وتحت الأحمر القريب (Barchiesi et al., 2022). حيثُ تتميز الفضة بفقدان منخفض نسبياً للطاقة، مما يجعلها مثالية للتطبيقات التي تتطلب مسافات انتشار طويلة، أما النحاس فيُعد خياراً اقتصادياً واعداً للتطبيقات الصناعية بسبب توافره وانخفاض تكلفته. ركزت معظم الدراسات السابقة على بيانات الثوابت البصرية لهذه المعادن لدراسة علاقة التشتت (dispersion relation) أو تطوير أجهزة استشعار تعتمد على الرنين البلازموني السطحي مباشرة (Kubota et al., 2024; Ichiji et al., 2025).

ومع ذلك، ركزت الأبحاث السابقة بشكل أساسي على خصائص التشتت أو التطبيقات المباشرة للاستشعار، ولم تتناول بما يكفي تأثير البلازمونات السطحية على ظاهرة الانعراج الضوئي الكلاسيكية، إذ لم يتم استكشاف كيفية تعديل أنماط الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج حزمة ليزرية عند السطح الفاصل (معدن–عازل)، خاصة في المنطقة البعيدة (انعراج فراونهوفر)، بفعل تردد الرنين البلازموني وخصائص الفقد المميزة لكل معدن (Pitarke et al., 2007).

تكمن الأهمية في تفاعل حزمة الليزر مع البلازمونات السطحية، في أنه عند سقوط ضوء ليزر أحادي الطور وثابت على السطح الفاصل بين المعدن والعازل، يحدث اقتران فعال بين المجال الكهرومغناطيسي للحزمة الليزرية والاهتزازات الجماعية للإلكترونات. وهذا التفاعل يؤدي إلى إثارة أمواج بلازمونية سطحية تعدل بشكل كبير خصائص الانعراج الضوئي، حيث تتحول أنماط الشدة الضوئية في منطقة الانعراج البعيد (انعراج فراونهوفر) إلى أشكال معقدة وكثيفة تتأثر بشكل مباشر بتردد الرنين البلازموني ومعدل الفقد في المعدن. وبالتالي، تتجلى أهمية هذا التفاعل من الناحية العلمية والعملية، في فتح آفاقٍ جديدة للتحكم الدقيق في توزيع الشدة الضوئية، وإمكانية تطوير أجهزة استشعار عالية الحساسية وأنظمة نانو ضوئية متقدّمة.

وانطلاقاً من هذه الفجوة البحثية، يهدف هذا البحث إلى إجراء دراسة تحليلية لمعرفة تأثير البلازمونات السطحية لمعدني الفضة والنحاس على الشدة الضوئية $I(\theta, \omega)$ الناتجة عن انعراج حزمة ليزرية عند السطح

الفاصل (معدن–عازل)، ويمكن تحقيق ذلك من خلال الحصول على علاقة التشتت، وحلها عددياً باستخدام برنامج MATLAB، وتعويض الحلول في علاقة الشدة الضوئية في المنطقة البعيدة، مع إبراز الفرق بين المعدنين.

تُعرف البلازمونات السطحية في المعادن بأنها اهتزازات جماعية مترابطة لكثافة الشحنة الالكترونية الحرة على السطح الفاصل معدن – عازل، تنتج عنها أمواج قطبية تُدعى البلازمونات السطحية القطبية (Surface Plasmon Polaritons – SPPs) عند اقترانها مع المجال الكهرومغناطيسي للضوء. أما الرنين البلازموني فيحدث عند تطابق تردد الضوء الساقط مع التردد الطبيعي لهذه الاهتزازات، مما يؤدي إلى تضخيم شديد في الامتصاص والتشتت ويظهر كذروة حادة في الطيف البصري (Butt et al., 2025). ويُعد هذا الرنين الأساس لمعظم التطبيقات النانوضوئية لأنه يتيح التحكم الدقيق في الضوء على المقياس النانوي.

٢. أهمية البحث وأهدافه:

تكمن أهمية هذا البحث في أنه يربط بين مجالين أساسيين في الفيزياء الحديثة – البلازمونات السطحية والانعراج الضوئي، مما يفتح آفاقًا عملية جديدة في تصميم أجهزة الاستشعار النانوية فائقة الحساسية، وتحسين أنماط الليزر في التطبيقات الطبية والصناعية، وتطوير مواد ضوئية ذكية تعتمد على التحكم الدقيق في الشدة الضوئية عند السطوح الفاصلة، إضافةً إلى الكشف عن التأثير النظري والعددي للبلازمونات السطحية لمعادن الفضة والنحاس على الشدة الضوئية $I(\theta, \omega)$ الناتجة عن انعراج حزمة ليزرية، مع إبراز كيفية تعديل أنماط الانعراج (خاصة في المنطقة البعيدة) وفقًا لخصائص الفقدان والتردد البلازموني المميزة لكل معدن، والذي يساهم في سد الفجوة المعرفية القائمة بين الدراسات التقليدية للبلازمونات السطحية وتطبيقات الانعراج الضوئي العملية.

٣. مواد البحث وطرائقه:

اعتمدت هذه الدراسة على النهج التحليلي لمعرفة تأثير البلازمونات السطحية على الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج الليزر من خلال حلقة معدنية باستخدام كل من معادلة الحركة للإلكترونات الحرة في الوسط البلازمي، إلى جانب معادلة الاستمرارية إضافةً لمعادلات ماكسويل الكلاسيكية(Buddhiraju et al., 2020) ، وذلك بعد التحويل إلى المجال الترددي $(\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega)$، للحصول على معادلة الموجة للوسط البلازمي الصلب(المعدن)، والتي يُعبّر عنها بالصيغة الآتية:

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon}(\omega) \vec{E} \qquad (1)$$

حيثُ: $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}$ مربع سرعة الضوء في الفراغ، و$\hat{\varepsilon}(\omega)$ ثابت العازلية العقدي للمعدن، والذي يُعبّر عن استجابة المادة للحقل الكهربائي، حيثُ يصف الجزء الحقيقي الاستقطاب والتخزين، بينما يعكس الجزء التخيلي الفقدان(الامتصاص) الناتج عن التصادمات والتشتت، والذي يُعبر عنه وفق نموذج درود للمعادن (Drude-Lorentz كتابع للتردد(ω) (Johnson & Christy, 1972; Medina, 2023) بالصيغة الآتية:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \qquad (2)$$

حيثُ:ε_∞ : ثابت العازلية عندما يكون التردد كبير جداً$(\varepsilon(\omega \to \infty)$، ω_p: التردد البلازمي (*plasma frequency*) للوسط المدروس وهو مقياس لكثافة الالكترونات الحرة، γ: تردد التخامد (*damping frequency*) ويمثل فقدان الطاقة بسبب التصادمات، ω : التردد المراد حساب ثابت العازلية عنده.

تم استنتاج عبارة التشتت التي تربط بين التردد الزمني للموجة(ω) والعدد الموجي (K) للأمواج المنتشرة على طول السطح الفاصل بين المعدن والعازل، وذلك من أجل الحالة $\vec{K} \perp \vec{E}$، حيثُ ندرس تفاعل موجة ليزرية كهرومغناطيسية (*electromagnetic wave*) تُمثّل موجة عرضية مع البلازمونات السطحية. ينشأ هذا التعامد مباشرة من معادلات ماكسويل في الفراغ أو في وسط عازل خطي متجانس بدون شحنات حرة أو تيارات ($\rho = 0, J = 0$) وبالتالي في هذه الحالة يكون لدينا:

- قانون غاوس للحقل الكهربائي: $\nabla \cdot \vec{E} = 0$
- قانون فاراداي: $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
- بالنسبة لموجة مستوية من الشكل: $\vec{E}(\vec{r},t) = \overrightarrow{E_0} e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$

وبتطبيق قانون غاوس $\nabla \cdot \vec{E} = \vec{E}(\vec{r},t) = \overrightarrow{E_0} e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} = 0$

وبما أن الجزء الأسي لا يساوي الصفر وبالتالي يكون: $\overrightarrow{k}.\overrightarrow{E_0} = 0 \quad \Rightarrow \vec{K} \perp \vec{E}$

تُكتب المعادلة (١) في هذه الحالة بالصيغة: $\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\varepsilon} \vec{E} = 0 \quad (3)$

يعبر عن المؤثر ∇^2 في الاحداثيات الأسطوانية (NCSU, 2014) بالشكل:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \qquad (4)$$

وبتعويض العلاقة (4) في المعادلة (3) نحصل على:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}\right)\vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}\vec{E} = 0 \qquad (5)$$

بما أن للحقل الكهربائي مركبتين فقط وفق الاحداثيين(z,r) ، فإن تغير الحقل بالنسبة للإحداثي (θ) يكون مساوياً للصفر فتكتب المعادلة (٥) بالصيغة الآتية:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\vec{E} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\vec{E} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}\vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}\vec{E} = 0 \qquad (6)$$

يُعبّر عن الحقل الكهربائي بالعلاقة الموجية التي تُمثل انتقال الموجة في الفضاء مع الزمن$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ وباستخدام تحويل فوريه والموافق لكون: $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ و $\vec{\nabla} = i\vec{k}$ يتم الحصول على:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\vec{E} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\vec{E} + \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}\right)\vec{E} = 0$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}\vec{E} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\vec{E} - \mu^2\vec{E} = 0 \qquad (7)$$

حيث:

$$\mu^2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}\right)$$

بتغيير المتحول:$x = \mu.r \Longleftarrow r = \frac{x}{\mu}$ يمكن كتابة المعادلة(7) بالصيغة:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\vec{E} + \frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}\vec{E} - \vec{E} = 0 \qquad (8)$$

تُعرف المعادلة (8) بمعادلة بيسل المعدلة (*modified Bessel equation*) وهي من الرتبة صفر ويكون حلها العام من الشكل:$\vec{E} = AI_\nu(x) + BK_\nu(x)$ ، حيثν هي رتبة المعادلة و $I_\nu(x)$ و $K_\nu(x)$ هي توابع بيسل من النوع الأول والثاني على التوالي (Gómez-Correa et al., 2017).

حل المعادلة (٨) هو من الشكل:

$$\vec{\mathrm{E}} = A_1\left[\mathrm{I}_0(\alpha_1.\mathrm{r})\vec{\mathrm{z}} + \frac{\mathrm{ik_z}}{\alpha_1}\acute{\mathrm{I}}_0(\alpha_1.\mathrm{r})\vec{\mathrm{r}}\right]\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega\mathrm{t}-\mathrm{k_z})} \quad ; \quad \mathrm{r} < a \qquad (9)$$

$$\vec{E} = A_2\left[K_0(\alpha_2.r) + \frac{ik_z}{\alpha_2}\acute{K}_0(\alpha_2.r)\right]e^{-i(\omega t-k_z)} \quad ; \quad r > a \qquad (10)$$

حيثُ A_1, A_2 ثوابت يتم إيجادها من الشروط الحدية، و(a) نصف قطر الحلقة المعدنية.

$$,\alpha_1 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_p\right)^{1/2} \quad , \quad \alpha_2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}$$

$$\acute{\varepsilon} = \varepsilon_p \quad when \quad r < a$$

$$\acute{\varepsilon} = 1 \quad when \quad r > a$$

ومنه نجد:

$$A_1 I_0(\alpha_1.a) = A_2 K_0(\alpha_2.a) \qquad (11)$$

$$\varepsilon_p A_1 \frac{ik_z}{\alpha_1}\acute{I}_0(\alpha_1.a) = A_2\frac{ik_z}{\alpha_2}\acute{K}_0(\alpha_2.a) \qquad (12)$$

نستنتج من المعادلتين (١١) و(١٢) أنّ:

$$\left.\begin{aligned}\frac{A_1}{A_2} &= \frac{K_0(\alpha_2.a)}{I_0(\alpha_1.a)}\\ \frac{A_1}{A_2} &= \frac{\frac{ik_z}{\alpha_2}\acute{K}_0(\alpha_2.a)}{\frac{ik_z}{\alpha_1}\,\varepsilon_p\,\acute{I}_0(\alpha_1.a)}\end{aligned}\right\} \Longrightarrow \frac{K_0(\alpha_2.a)}{I_0(\alpha_1.a)} = \frac{\alpha_1\acute{K}_0(\alpha_2.a)}{\alpha_2\varepsilon_p\,\acute{I}_0(\alpha_1.a)} \qquad (13)$$

ومنه نحصل على:

$$I_0(\alpha_1.a) = \frac{\alpha_2\varepsilon_p\,K_0(\alpha_2.a)}{\alpha_1\acute{K}_0(\alpha_2.a)}\acute{I}_0(\alpha_1.a) \qquad (14)$$

يمكن كتابة المعادلة (١٤) بالشكل:

$$\frac{\alpha_1 I_0(x)}{\acute{I}_0(x)} = \alpha_2\varepsilon_p\frac{K_0(y)}{\acute{k}_0(y)}; \qquad x = \alpha_1 a\,,\ y = \alpha_2 a \qquad (15)$$

يُعبّر عن توابع بيسل $I_0(x)$ و$K_0(y)$ بالعلاقات التالية (Gómez-Correa et al., 2017):

$$I_\nu(x) = \sum_{r=0}^{\infty}\frac{(x/2)^{\nu+2r}}{r!\Gamma[\nu+r+1]} \Longrightarrow I_0(x) = \sum_{r=0}^{\infty}\frac{(x/2)^{2r}}{(r!)^2} \qquad (16)$$

$$K_\nu(y) = -\left(\gamma + \ln\left(\frac{y}{2}\right)I_\nu(y)\right) + \sum_{r=1}^{\infty}\frac{(y/2)}{(r!)^2}\sum_{r=1}^{r}\frac{1}{r} \qquad (17)$$

حيثُ: $\delta = ln(2) - \gamma = 0.115$ ثابت أويلر–ماسكروني.

ومنه بنشر ثلاثة حدود نحصل على توابع بيسل ومشتقاتها:

$$I_0(x)=1+\frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64}, \quad \acute{I}_0(x) = \frac{x}{2} + \frac{x^3}{16} \qquad (18)$$

$$K_0(y)=\left(-\ln\left(\frac{y}{2}\right)-\gamma\right)\left(1+\frac{y^2}{4}+\frac{y^4}{64}\right)+\frac{y^2}{4} \quad , \quad \acute{k}_0(y)=-\frac{5}{64}y^4+\frac{y^3}{16}(1+\delta)-\frac{3}{4}y^2+\left(1+\frac{\delta}{2}\right)y-1 \quad (١٩)$$

للحصول على عبارة التشتت نقوم بتعويض كل من العلاقات (١٨) و (١٩) وكل من $x=\alpha_1 a\,,\ y=$ $\alpha_1=\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_p\right)^{1/2}\alpha_2 a$, في المعادلة (١٥) فنحصل على المعادلة:

$$(8+\mathrm{k}^2a^2)(-5{\alpha_2}^4a^4+4(1+\delta){\alpha_2}^3a^3-48{\alpha_2}^2a^2+(64+32\delta)\alpha_2 a-64)=\varepsilon_{\mathrm{P}}[\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^2(-5{\alpha_2}^4a^4+4(1+\delta){\alpha_2}^3a^3-48{\alpha_2}^2a^2+(64+32\delta)\alpha_2 a-64)+(-4{\alpha_2}^6a^6+4(1+\delta){\alpha_2}^5a^5-64{\alpha_2}^4a^4+64(2+\delta){\alpha_2}^3a^3-256{\alpha_2}^2a^2+256a\alpha_2(1+\delta)] \quad (20)$$

بالتعويض عن $\alpha_2=\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}$ في المعادلة (٢٠) وذلك بعد نشرها باستخدام منشور ثنائي حد نيوتن:

$$k\left(1-\frac{\omega^2}{c^2k^2}\right)^{1/2}=k\left(1-\frac{\omega^2}{2c^2k^2}\right)\ ;\quad \alpha_2=\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}= \frac{\omega^2}{c^2k^2}\ll 1 \quad (٢١)$$

ومن ثم بفك الأقواس والاختزال وتجميع الحدود نحصل على معادلة التشتت والتي تُكتب بالصيغة التالية:

$$[-5a^6+4a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^7+[4(1+\delta)a^5-4(1+\delta)a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^6+[10\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^6-48a^4-40a^4-8\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}-4\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}+64a^4\varepsilon_{\mathrm{P}}+5\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^5+[-6(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^5+32(2+\delta)a^3+32(1+\delta)a^3+8(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}+2(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}-64(2+\delta)a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}-4(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^4+[-5\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^6+48\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^4-64a^2+80\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^4-384a^2+4\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}+8\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}-128\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^4\varepsilon_{\mathrm{P}}+256a^2\varepsilon_{\mathrm{P}}-10\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}+48\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^4\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^3+[2(1+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^5-16(2+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^3-48(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^3+256(2+\delta)a-8(1+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}+32(2+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}+64(2+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}-256(1+\delta)a\,\varepsilon_{\mathrm{P}}+6(1+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}-32(2+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}^2+[-40\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^4+384\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^2-512-4\frac{\omega^6}{\mathrm{c}^6}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}+64\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^4\varepsilon_{\mathrm{P}}-256\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^2\varepsilon_{\mathrm{P}}+5\frac{\omega^6}{\mathrm{c}^6}a^6\varepsilon_{\mathrm{P}}-48\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^4\varepsilon_{\mathrm{P}}+64\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a^2\varepsilon_{\mathrm{P}}]\mathrm{k}+[16(1+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^3-128(2+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a+2(1+\delta)\frac{\omega^6}{\mathrm{c}^6}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}-32(2+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}+128(1+\delta)\frac{\omega^2}{\mathrm{c}^2}a\varepsilon_{\mathrm{P}}-2(1+\delta)\frac{\omega^6}{\mathrm{c}^6}a^5\varepsilon_{\mathrm{P}}+16(2+\delta)\frac{\omega^4}{\mathrm{c}^4}a^3\varepsilon_{\mathrm{P}}]=0 \quad (٢٢)$$

تُمثّل المعادلة (٢٢) معادلة التشتت للأنماط البلازمونية المنتشرة على السطح الداخلي لحلقة دائرية معدنية نصف قطرها (a)، وهي معادلة من الدرجة السابعة بالنسبة للعدد الموجي (k)، حيثُ $\hat{\varepsilon}(\omega)=\varepsilon_P$ والمعبّر عنه بعلاقة درود (٢).

تم حل المعادلة (٢٢) بيانياً بواسطة كود برمجي يعتمد على برنامج MATLAB لكل معدن على حدة (الفضة، النحاس)، وذلك باستخدام نموذج Drude وبيانات الثوابت البصرية التجريبية لوصف ثابت العازلية العقدي لكل معدن (Johnson & Christy, 1972; Medina, 2023).

ثم قورنت النتائج بعلاقة التشتت القياسية الكلاسيكية للبلازمونات السطحية (Achanta, 2020):

$$k(\omega) = \left(\frac{\omega}{c}\right) \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d}} \qquad (23)$$

حيثُ ε_d ثابت عازلية العازل المستخدم وهو في دراستنا الهواء (ε_d= ١) وأظهرت المقارنة تطابقاً جيداً يؤكد صحة الاشتقاق.

وأخيراً، تم استخراج الجزء الحقيقي من العدد الموجي $Re[k]$ (الجزء الفعال الذي يحدد الانتشار والطور) وتعويضه في علاقة الشدة الضوئية $I(\theta, \omega)$ في المنطقة البعيدة (انعراج فراونهوفر) *(Born & Wolf, 1999)* والمُعبّر عنها بالعلاقة (٢٤)، وذلك لكل معدن بشكل مستقل، بهدف دراسة تأثير خصائصه البلازمونية (التردد البلازموني، الفقدان، ثابت العازلية) على أنماط الشدة الناتجة.

يُعدّ الانعراج من خلال فتحة دائرية نموذجًا كلاسيكيًا ينتج عنه نمط مميز يُعرف بـ "قرص آيري *(Airy Disk)*"، حيث تتوزع الشدة الضوئية *(Light Intensity)* في المنطقة البعيدة وفق صيغة رياضية تعتمد على دالة بيسيل من النوع الأول*(Born & Wolf, 2019)*:

$$I(\theta) = I_0 \left[\frac{2J_1(ka\sin\theta)}{k\,a\sin\theta}\right]^2 \qquad (24)$$

I_0 : الشدة الضوئية القصوى (الشدة عند المركز) أي عند $\theta = 0$ (قمة قرص آيري المركزي).

J_1 : دالة بيسل من النوع الأول (Bessel function) ، a نصف قطر الفتحة الدائرية.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$:العدد الموجي حيث λ طول موجة الليزر المستخدم.

θ: الزاوية بين المحور البصري (الاتجاه المركزي) وبين خط الرؤية إلى النقطة التي نقيس عندها الشدة.

٤. النتائج والمناقشة:

تم خلال هذه الورقة البحثية استنتاج عبارة التشتت للأنماط البلازمونية السطحية المنتشرة على السطح الداخلي لحلقة دائرية (٢٢)، وذلك من أجل الحالة التي يكون فيها $\vec{K} \perp \vec{E}$ وهي عبارة تختلف عما تم الحصول عليه في دراسات سابقة.

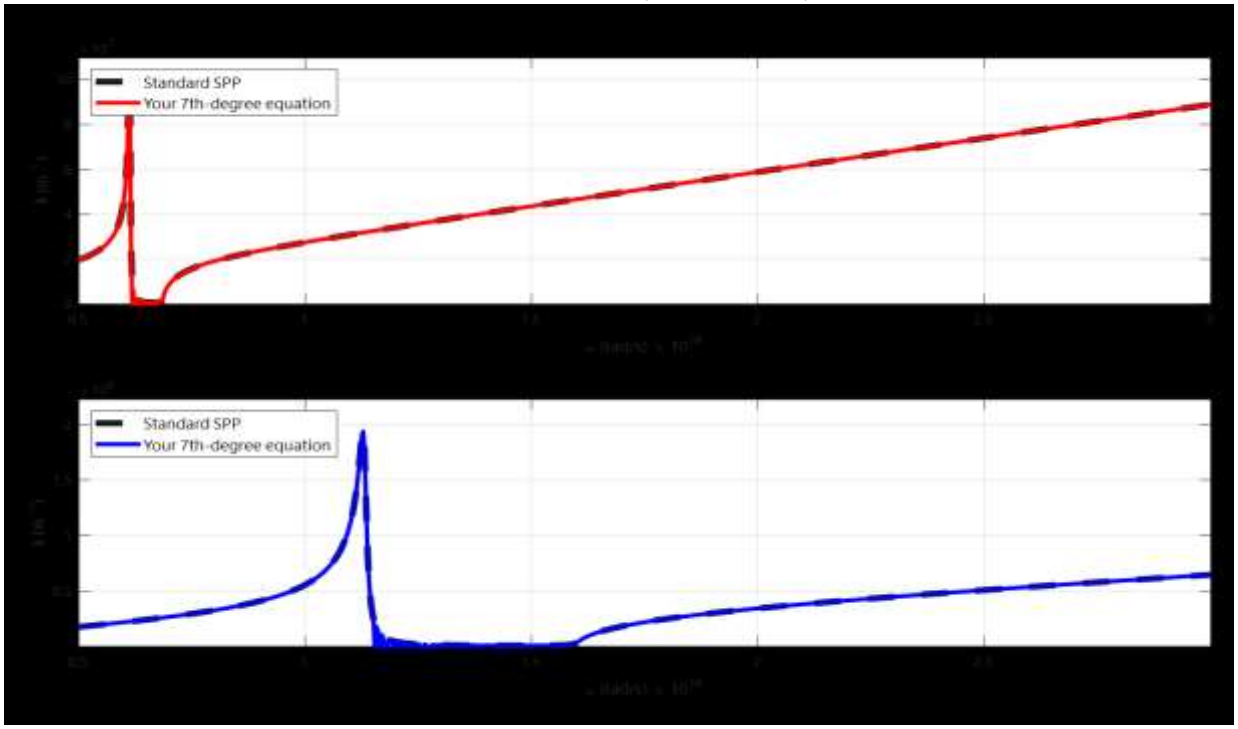
قمنا بحل معادلة التشتت بيانياً بالإعتماد على برنامج (MATLAB) وذلك برسم المنحني $k(\omega)$ بعد تعويض البارامترات المستخدمة في دراستنا والتي يمكن توضيحها كما يلي:

- المعادن المستخدمة: الفضة (Silver)، النحاس (Copper).
- الليزر المستخدم: ليزر هيليوم– نيون (He-Ne) ذو طول الموجة $\lambda = 632{,}8nm$ ، الواقعة في نطاق الضوء الأحمر المرئي (Stoleru et al., 1996)
- العازل المحيط بالحلقة: الهواء (ε_d= ١).
- نصف القطر الداخلي للحلقة الدائرية المستخدمة: $a = 2\mu m$.
- قيم معاملات ثابت العازلية العقدي للمعدن المستخدم في النطاق الموجي المرئي وما يقاربه مستمدة من تجارب وتعديلات لاحقة (Johnson & Christy, 1972; Medina, 2023) كما في الجدول (١):

جدول (١): البارمترات الخاصّة بمعدني الفضة والنحاس.

الفضة (Silver)	النحاس (Copper)
$\varepsilon_\infty \approx 4$ $\omega_P \approx 1 \cdot 37 \times 10^{16} rad/s$ $\omega_{Sp} \approx 6.13 \times 10^{15} rad\ /\ s$ $\gamma = 3 \times 10^{13} s^{-1}$	$\varepsilon_\infty \approx 1$ $\omega_P \approx 1 \cdot 6 \times 10^{16} rad/s$ $\omega_{Sp} \approx 1.13 \times 10^{16} rad\ /\ s$ $\gamma = 1.4 \times 10^{14} s^{-1}$

اعتماداً على هذه القيم وباستخدام كود ماتلاب مُصمم لرسم معادلة التشتت المستنتجة (٢٢)، ومعادلة التشتت القياسية (٢٣) نحصل على المنحني $k(\omega)$ لمعدني الفضة والنحاس:



الشكل (١): تغيرات العدد الموجي (k) بدلالة التردد الزاوي (ω) من أجل معدني (الفضة، النحاس).

يبين الشكل (١) علاقة التشتت k(ω) لمعدني: الفضة والنحاس حيثُ يقارن بين منحنيين رئيسيين لكل معدن:

- الخط المتقطع الأسود: يُمثّل علاقة التشتت القياسية للبلازمونات السطحية عند السطح الفاصل (معدن–عازل) المُعبّر عنها بالعلاقة (٢٣).
- الخط الصلب الملون :علاقة التشتت المحسوبة من المعادلة (٢٢) التي تأخذ بعين الاعتبار وجود فتحة دائرية (بلازما–عازل) بنصف قطر ٢٠٠٠ nm.

تُظهر الأشكال البيانية مقارنة دقيقة بين علاقة التشتت التقليدية للبلازمونات السطحية المحصورة والحلول المستخلصة من المعادلة (٢٢)، حيثُ يُلاحظ من الشكل (١) وجود تطابق بين المنحنيين في مجال واسع من الترددات الزاوية $(0.5 \times 10^{16} \rightarrow 3 \times 10^{16})\ rad \cdot s^{-1}$.

يؤكد هذا التطابق كفاءة النموذج الرياضي في استيعاب الخصائص البصرية المعقدة للمعادن الانتقالية (Ag, Cu)مع الأخذ في الاعتبار المعاملات الهندسية (a) والفيزيائية (δ) الداخلة في تركيب معاملات k .

يعكس السلوك الترددي في منحنيي الفضة (Ag والنحاس (Cu) قمم رنين حادة (Resonance Peaks) تظهر بوضوح عند قيم k مرتفعة؛ فيزيائياً، تعبر هذه القمم عن تردد بلازمون السطح (ω_{sp})، وهي النقطة التي تؤول فيها قيمة طول الموجة للبلازمونات إلى الصفر تقريباً $(k \to \infty)$ في غياب الفقد .

يُلاحظ في حالة النحاس(Cu) حدوث رنين بلازموني واضح عند تردد يقارب $(1.1 \times 10^{16} rad \cdot s^{-1})$، مما يشير إلى استجابة بلازمونية قوية وحساسية عالية للتغيرات في السماحية الكهربائية (ε).

تُثبت النتائج أن علاقة التشتت متعددة الحدود من الدرجة السابعة (٢٢) هي صياغة تحليلية قادرة على محاكاة اللاخطية (Non-linearity) في استجابة المعادن ويظهر نجاح الخوارزمية العددية في تتبع المسار القياسي (Standard SPP) حتى في مناطق التغير الحاد(Singularities) ، مما يعني أن المعاملات المشتقة في الكود البرمجي استطاعت بنجاح موازنة قوى التفاعل بين المجال الكهرومغناطيسي وبين غاز الإلكترونات الحرة (Electron Gas) الموصوف بنموذج "درود."

إن قدرة النموذج على رصد سلوك k (متجه الموجة) بدقة عالية يُعد أمراً جوهرياً في تطبيقات النانو–فوتونيات؛ حيث يرتبط k مباشرة بمدى انحصار الموجة عند السطح البيني (Surface Confinement). فكلما زادت قيمة k بالنسبة للتردد، زاد تضيّق المجال، وهو ما توضحه النتائج بدقة في مناطق الرنين، مما يجعل هذه المعادلة أداة تنبؤية قوية لتصميم الأدلة الموجية البلازمونية(Plasmonic Waveguides) .

بناءً على هذا التوافق يمكن استخدام علاقة التشتت القياسية للبلازمونات السطحية (SPP) على سطح معدني مسطح، والمحسوبة باستخدام الصيغة الكلاسيكية (٢٣) وذلك بعد التعويض عن $(\varepsilon_d = ١)$ و$\hat{\varepsilon}(\omega)$ من علاقة درود (٢) فتُكتب العلاقة (٢٣) بالصيغة:

$$k(\omega) = \left(\frac{\omega}{c}\right) \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}}{[\varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}] + 1}} \qquad (25)$$

يمكن فصل العلاقة (٢٤) إلى جزئين، حقيقي$Re[k]$ وتخيلي Im[k] ، حيثُ يُعبّر عن الجزء الحقيقي والذي يمثل الجزء الفعّال من العدد الموجي وأساس دراستنا بالعلاقة الآتية:

$$Re[k(\omega)] = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left\{\frac{\left(\varepsilon_\infty \cdot \omega^2 - \omega_p^2\right)\left((\varepsilon_\infty + 1)\omega^2 - \omega_p^2\right) + \varepsilon_\infty(\varepsilon_\infty + 1)\gamma^2\omega^2}{[(\varepsilon_\infty + 1)\omega^2 - \omega_p^2]^2 + [(\varepsilon_\infty + 1)\gamma\omega]^2}\right\}} \qquad (26)$$

ولمعرفة تأثير البلازمونات السطحية وخواص المعدن على انعراج فراونهوفر خلال فتحة دائرية معدنية، نقوم بتعويض العلاقة (٢٦) في عبارة الشدة الضوئية (٢٤):

$$I(\theta, \omega) = I_0 \left[\frac{2J_1(k(\omega)a\sin\theta)}{k(\omega)\, a\sin\theta}\right]^2 \qquad (27)$$

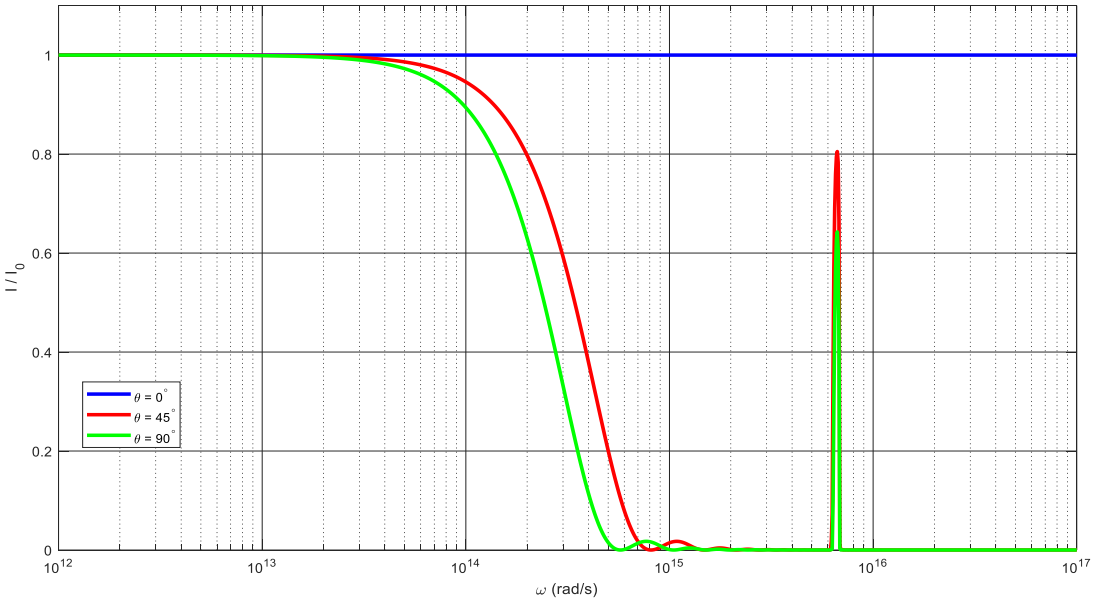
$$I(\theta,\omega) = I_0\left[\frac{2J_1\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\left\{\frac{\left(\varepsilon_\infty\cdot\omega^2-\omega_p^2\right)\left((\varepsilon_\infty+1)\omega^2-\omega_p^2\right)+\varepsilon_\infty(\varepsilon_\infty+1)\gamma^2\omega^2}{[(\varepsilon_\infty+1)\omega^2-\omega_p^2]^2+[(\varepsilon_\infty+1)\gamma\omega]^2}\right\}}a\sin\theta\right)}{\frac{\omega}{c}\sqrt{\left\{\frac{\left(\varepsilon_\infty\cdot\omega^2-\omega_p^2\right)\left((\varepsilon_\infty+1)\omega^2-\omega_p^2\right)+\varepsilon_\infty(\varepsilon_\infty+1)\gamma^2\omega^2}{[(\varepsilon_\infty+1)\omega^2-\omega_p^2]^2+[(\varepsilon_\infty+1)\gamma\omega]^2}\right\}}a\sin\theta}\right]^2 \quad (28)$$

تُمثّل العلاقة (٢٨) الصيغة النهائية لعبارة الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج فراونهوفر خلال فتحة معدنية دائريّة (بلازما الحالة الصلبة) بتابعية كل من التردد الزاوي (ω) وزاوية الانعراج (θ).

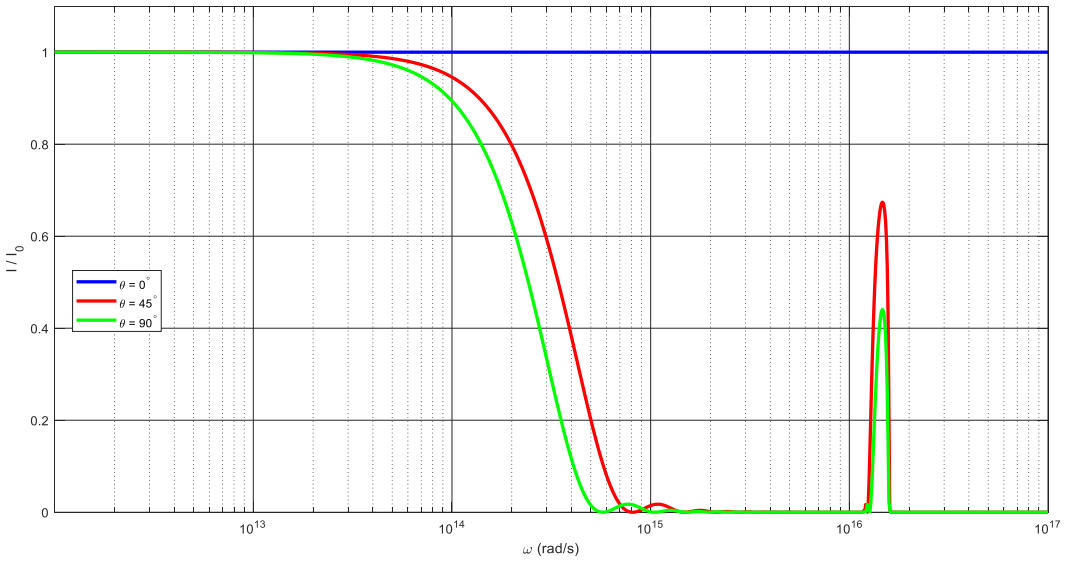
باستخدام برنامج الماتلاب من أجل البارامترات الخاصة بالمعادن المدروسة والليزر المستخدم رسمنا كل من:

- تغيرات الشدة الضوئية بدلالة التردد من أجل الزوايا (0°، ٤٥°، ٩٠°).
- تغيرات الشدة الضوئية بدلالة زوايا الانعراج من أجل ترددات بلازمونية مختلفة.

أولاً: تغيرات الشدة الضوئية بدلالة التردد من أجل الزوايا (٠، ٤٥، ٩٠).



الشكل (٢): تغيرات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) مع التردد الزاوي (ω) لمعدن الفضة (Ag).



الشكل (٣): تغيرات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) مع التردد الزاوي (ω) لمعدن النحاس (cu).

يُلاحظ من الشكلين (٢) و(٣) أن منحنيات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) بدلالة التردد الزاوي (ω) لكل من الفضة والنحاس تُظهر اعتمادًا قويًا على الزاوية الشعاعية(θ).

تبقى ($I / I_0 = 1$) ثابتة على كامل النطاق عند الزاوية ($\theta = 0^o$)، وهو سلوك متوقع للذروة المركزية في نمط الحيودAiry ، أما عند$\theta = 45°, 90°$، فتنخفض الشدة بشكل حاد عند ترددات معينة حوالي 10^{15}) (rad/sللفضة وأعلى قليلاً للنحاس، نتيجة زيادة الجزء الحقيقي $Re(k)$ للبلازمون السطحي مع التردد، مما يدفع المتغير ($x = k(\omega)\, a \sin\theta$) ليصل إلى أول صفر لدالة$BesseL$ ($J_1(x) \approx 3.83$).

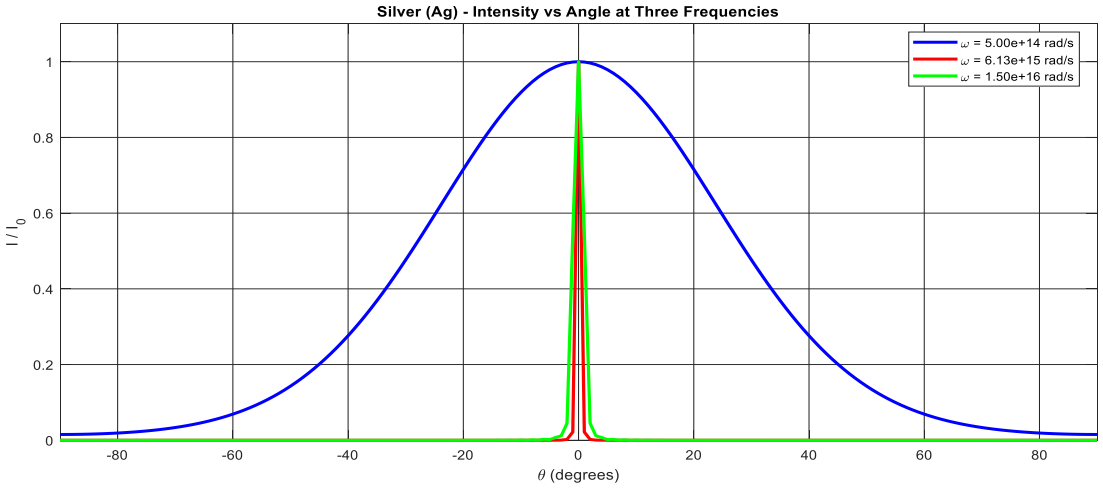
يُظهر معدن الفضة حساسية أعلى للتردد في نمط الحيود (انهيار أسرع)، بينما يحافظ معدن النحاس على شدة أكثر استقرارًا في النطاق المنخفض، مما يجعله أقل حساسية للتغيرات الترددية لكنه أكثر خسارة عامة. تؤكد هذه الاختلافات أهمية اختيار المعدن بناءً على النطاق الترددي المستهدف في تصميم الأجهزة البلازمونية النانوية.

يعكس الانخفاض الأسرع والأكثر حدة في الفضة خسائرها المنخفضة (γ أصغر)، بينما يُظهر النحاس انتقالًا أكثر تدرجًا بسبب قيمة ε_∞ المنخفضة والخسائر الأعلى، مما يؤكد تأثير الخصائص المتشتتة للمعدن على نمط الحيود الشعاعي من الهيكل الحلقي.

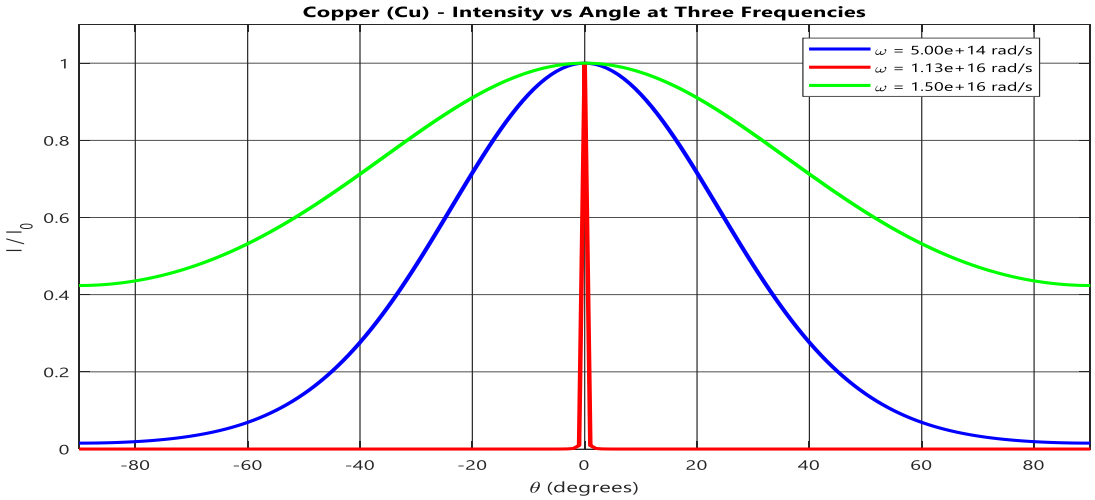
تُعزى القمم الحادة التي تظهر تحديداً عند التردد البلازموني ω_{sp} لمعدني الفضة والنحاس إلى ظاهرة الرنين السطحي للبلازمون حيثُ يتطابق تردد الضوء الساقط مع التردد البلازمي السطحي للمعدن، وعند هذه الترددات تمتص الإلكترونات الحرة على سطح المعدن طاقة الضوء الساقط لتهتز بشكل جماعي متناغم، وهذا يثبت تحول المعدن من حالة الانعكاس التقليدي إلى حالة الرنين البلازموني.

يبرز الرّنين بوضوح عند الزوايا غير الصفرية (٤٥° و٩٠°) بسبب تحقق شرط مطابقة كمية الحركة (Momentum Matching)، بينما يغيب عند الزاوية الصفرية نظراً لعدم توفر المركبة الحقلية اللازمة لتحريض الالكترونات السطحية.

ثانياً: تغيرات الشدة الضوئية بدلالة زوايا الانعراج من أجل ترددات بلازمونية مختلفة.



الشكل (٤): تغيرات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) مع زاوية الانعراج (θ) من أجل ترددات مختلفة تشمل التردد البلازموني للفضة $(\omega_{sp} \approx 6.13 \times 10^{15} rad/s)$.



الشكل (٥): تغيرات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) مع زاوية الانعراج (θ) من أجل ترددات مختلفة تشمل التردد البلازموني للنحاس $(\omega_{sp} \approx 1.13 \times 10^{16} rad/s)$.

يوضّح الشكلان (٤) و(٥) تغير الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) بدلالة زاوية الانعراج (θ) للمجال $[-90^0, +90^o]$ عند ثلاث ترددات زاوية مختارة بدقة وهي:

$(\omega < \omega_{sp})$: تردد منخفض $(5 \times 10^{14} rad/s)$ ، $(\omega = \omega_{sp})$ تردد البلازمون السطحي والذي يُحسب من العلاقة (Maier, 2007) $(\omega_{sp} = \omega_P / \sqrt{\varepsilon_\infty + 1})$، $(\omega > \omega_{sp})$ وتردد عالي $(1.5 \times 10^{16} rad/s)$.

في الشكل (٤) – منحني الفضة:

- عند التردد المنخفض (المنحني الأزرق): يظهر نمط حيود واسع نسبياً مع ذروة مركزية عريضة، هذا ناتج عن قيمة $Re[k]$ صغيرة نسبياً، مما يؤدي إلى متغير $(x = k(\omega)\, asin\, \theta)$ صغير في معظم الزوايا، فيبقى النمط قريباً من حالة الحيود الكلاسيكي.

• عند تردد البلازمون السطحي (المنحني الأحمر): يصل الجزء الحقيقي من دالة العازلية للمعدن إلى قيمة حرجة مما يؤدي إلى زيادة حادة جداً في العدد الموجي الفعّال، نتيجةً لذلك يصبح المتغير $(x = k(\omega_{sp})\, asin\,\theta)$ كبيراً حتى عند زوايا صغيرة نسبياً وعليه يصل(x) بسرعة إلى منطقة الصفر الأول لدالة $BesseL$ من الدرجة الأولى $\left(J_1(x) = 0 \text{ عند} x \approx 3{,}83\right)$ مما يجعل النمط الشعاعي ضيقاً جداً (ذروة مركزية رفيعة جداً، وانهيار سريع للشدة مع زيادة θ) $\frac{2J_1(x)}{x} \to 0 \Rightarrow \frac{I}{I_0} \to 0$.

• عند التردد العالي $(1.5 \times 10^{16} rad/s)$ (المنحني الأخضر): في الاتجاه العرضي $(\theta = 90°)$ يظهر انخفاض حاد في الشدة الضوئية النسبية للفضة عند الترددات المتوسطة والعالية نتيجة الزيادة السريعة في $Re[k]$ بسبب الخسائر المنخفضة $(\gamma$ صغيرة $)$، مما يدفع المتغير $(x = k(\omega)\, a)$لتجاوز الصفر الأول لدالة بيسل فيؤدي إلى انهيار شبه كامل للشدة العرضية، يعكس هذا السلوك كفاءة الحصر البلازموني القوية في الفضة وانتقال النمط الشعاعي نحو المحور الرئيسي، مما يبرز حساسيتها العالية للتردد في التطبيقات التي تتطلب حصر بلازموني شديد ونمط شعاعي ضيق جداً كالمستشعرات فائقة الحساسية(Kubota et al., 2024).

في الشكل (٥) – منحني النحاس:

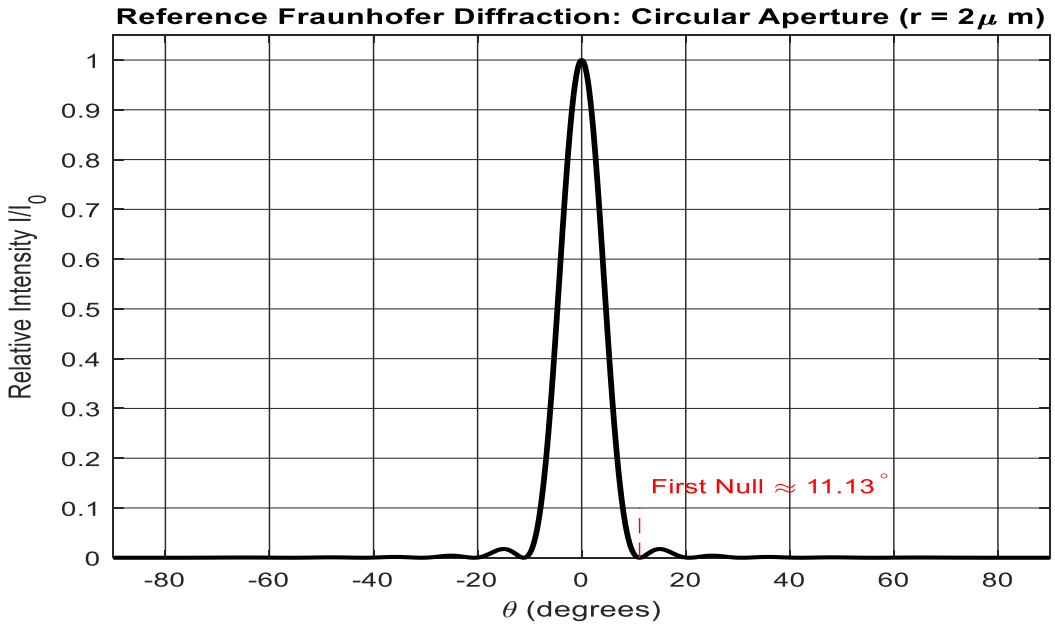
• عند التردد المنحفض (المنحني الأزرق): يظهر نمط واسع مشابه للفضة، لكن أوسع قليلاً بسبب قيمة ε_∞ المنخفضة التي تجعل $Re[k]$ أصغر في النطاق المنخفض.

• عند تردد البلازمون السطحي (المنحني الأحمر): تظهر ذروة مركزية ضيقة جداً (أضيق من الفضة)، هذا ناتج عن قيمة $Re[k]$ الكبيرة جداً عند ω_{sp} مع تأثير إضافي من (γ) الأعلى الذي يوسع الرنين قليلاً.

• عند التردد العالي (المنحني الأخضر): يظهر نمط متوسط العرض ولكنه أوسع من الفضة بسبب الخسائر الأعلى في النحاس التي تقلل من حدة زيادة $Re[k]$.

بالمقارنة بين تغيرات الشدة الضوئية النسبية لكل من الفضة والنحاس نلاحظ أن الاختلاف الجوهري يكون عند الترددات العالية (أعلى من تردد البلازمونات السطحية) والتي يمثلها المنحني الأخضر في كل من الشكلين (٤) و(٥)، حيثُ يُظهر المنحني الأخضر للفضة حصراً بلازمونياً أقوى وانهياراً أسرع في الاتجاهات العرضية وذلك بسبب خسائره الأعلى وقيمة ε_∞ المنخفضة، هذا الاختلاف يجعل من الفضة أكثر مُلاءمة للتطبيقات التي تتطلب تضييقاً شديداً للنمط الشعاعي، بينما يُفضّل النّحاس في التطبيقات التي تحتاج استقراراً نسبياً أكبر في الاتجاهات العرضية.

أظهرت نتائج الشدة الضوئية التي توصّلنا إليها في هذه الورقة البحثية تطابقاً جيداً مع الدراسات السابقة لتغيرات الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج فراونهوفر عبر فتحة دائرية(Born & Wolf, .2019) الشكل (٦)، مع وجود فروقات في الشدة النسبية على جانبي القمة الرئيسية تعود لإدخال تأثير البلازمونات السطحية والخصائص الفيزيائية للمعادن المستخدمة في دراستنا على علاقة الشدة الضوئية (٢٤).



الشكل (٦): تغيرات الشدة الضوئية النسبية (I / I_0) مع زاوية الانعراج (θ) عبر فتحة دائرية نصف قطرها ($2\mu m$) باستخدام ليزر هيليوم- نيون (He-Ne).

٥. الاستنتاجات والتوصيات:

توصلنا خلال هذه الورقة البحثية إلى أنّ البلازمونات السطحية تُحدث تأثيراً ملحوظاً وكبيراً في توزيع الشدة الضوئية الناتجة عن انعراج حزمة الليزر عند السطح الفاصل (معدن–عازل). فقد أدى وجود البلازمونات إلى تعديل شكل منحنى الشدة $I(\theta)$ مقارنة بالحالة الكلاسيكية، حيث ظهرت ذروات رنينية حادة عند زوايا معينة، وتضييق واضح للطاقة في المنطقة القريبة من السطح (Surface Confinement)، بالإضافة إلى ظهور سلوك غير خطي ونقاط تفرد (Singularities) في حالة الـ SPPs.

كما أكدت المقارنة بين معدني النحاس والفضة (باستخدام نموذج درود وبرنامج MATLAB) أن الفضة تعطي تأثيراً أقوى وذروات أوضح بسبب التردد البلازموني الأعلى ($\omega_p \approx 6.13 \times 10^{15}\, rad/s$) وخسائر أقل، بينما يظهر النحاس سلوكاً أوسع وأقل حدة. وتطابق النتائج العددية مع التوقعات النظرية المستمدة من معادلة بيسل المعدلة وحلولها الدقيقة (Modified Bessel Functions)، مما يؤكد صحة النموذج المقترح.

من الناحية التطبيقية، يُبرز هذا التأثير أهمية الظاهرة في تصميم الأجهزة البلازمونية الحديثة، مثل المستشعرات البصرية فائقة الحساسية، والمضاعفات الضوئية النانوية.

نوصي بإجراء تجارب عملية باستخدام ليزر هيليوم–نيون ($\lambda = 632.8$ nm) وطبقات رقيقة من الفضة أو النحاس للتحقق من النتائج النظرية، إضافةً إلى توسيع الدراسة لتشمل معادن أخرى (ذهب، ألمنيوم) أو هياكل نانوية معقدة (أسلاك نانوية، فتحات دورية) لدراسة التأثيرات الهندسية.

المراجع:

-ACHANTA, V. G. 2020. *Surface waves at metal-dielectric interfaces: Material science perspective*. Materials Today: Proceedings, 26, 123–130.

-BARCHIESI, D.; GHARBI, T.; CAKIR, D. 2022. *Performance of surface plasmon resonance sensors using copper/copper oxide films: Influence of thicknesses and optical properties*. Photonics, 9(2), 104.

-BORN, M.; WOLF, E. 2019. *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7th ed. Cambridge University Press.

-BRENT, R. P. 1980. *Computation of Euler's constant*. Mathematics of Computation, 34(150), 305–312.

-BUDDHIRAJU, S.; SHI, Y.; SONG, A.; WOJCIK, C.; MINKOV, M.; WILLIAMSON, I. A. D.; DUTT, A.; FAN, S. 2020. *Absence of unidirectionally propagating surface plasmon-polaritons at nonreciprocal metal-dielectric interfaces*. Physical Review Letters, 124, 087401.

-BUTT, M. A.; KAZMI, S. A. A.; KHALID, M.; ALI, M. A.; KAZMI, S. A.; KHAN, M. A.; ALI, M. A.; ALI, M. A. 2025. *Surface Plasmon Resonance-Based Biodetection Systems: Principles, Progress and Applications—A Comprehensive Review*. Biosensors, 15(1), 35.

-CHIRCO, A.; MEACCI, E.; MARGHERI, G. 2025. *A tutorial review on surface plasmon resonance biosensors: Applications in biomedicine*. ACS Bio & Med Chem Au, 5(6), 922–946.

-GÓMEZ-CORREA, J. E.; GARZA-RIVERA, A.; NOSKOV, R. E.; GARCÍA-LÁRRAGA, O.; TREVIÑO-PALACIOS, C. G.; BALDIKIS, K. 2017. *On the physics of propagating Bessel modes in cylindrical waveguides*. American Journal of Physics, 85(5), 340–348.

-ICHIJI, N.; KIKUCHI, H.; YESSENOV, M.; SCHEPLER, K.; ABOURADDY, A. F.; KUBO, A. 2025. *Observation of space-time surface plasmon polaritons.* Nature Communications, 16, 10697.

-JOHNSON, P. B.; CHRISTY, R. W. 1972. *Optical constants of the noble metals*. Physical Review B, 6(12), 4370–4379.

-KUBOTA, T.; TOKIMORI, S.; FUNATO, K. 2024. *Optical properties and applications of diffraction grating using localized surface plasmon resonance with metal nano-hemispheres*. Nanomaterials, 14(19), 1605.

-MAIER, S. A. 2007. *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer, New York.

-MEDINA, I.; DÍAZ, E.; GONZÁLEZ, M.; MESA, F. 2023. *A comparative analysis between Drude and Johnson & Christy for nanometric optical demultiplexer*. Journal of Physics: Conference Series, 2475, 012010.

-NCSU. 2014. The Laplacian Operator in Polar Coordinates. Department of Mathematics, North Carolina State University (lecture notes).

-PITARKE, J. M.; SILKIN, V. M.; CHULKOV, E. V.; ECHENIQUE, P. M. 2007. *Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons*. Reports on Progress in Physics, 70(1), 1–87.

-RAETHER, H. 1988. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer, Berlin.

-STOLERU, R.; GARTNER, G.; GHEORGHIU, C. 1996. *Frequency doubling of He–Ne laser radiation at 632.8 nm*. Applied Optics, 35(33), 6599–6603.