

تأثير شريحة من فرايت كوبالت - زنك $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ محملة داخل دليل موجة مستطيل المقطع على انتشار الموجات الميكروية

الدكتور بدر الأعرج¹

الدكتور سلامة أبو الشملات²

أحمد حسن³

(تاريخ الإيداع 30 / 3 / 2016. قُبِلَ للنشر في 27 / 10 / 2016)

□ ملخص □

تستند هذه الدراسة على نتائج تجريبية خاصة بالتمغنط والطواعية المغناطيسية للشريحة المحضرة تجريبياً في عمل سابق ، مع محاكاة حاسوبية لإيجاد تأثير شريحة الفرايت على انتشار الموجات الميكروية، وذلك من خلال تحديد سلوك ثابت التوهين α_{\pm} . تم تحضير شريحة من المركب $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ بالطريقة السيراميكية المألوفة، وتمت دراسة تأثير وجود شريحة من هذا المركب سماكتها $t=0.1$ mm محملة داخل دليل موجة مستطيل المقطع على انتشار الموجات الميكروية داخله، وإيجاد قيم معامل التوهين للانتشار المباشر والعكسي α_{\pm} ، بعد ذلك تم تحديد الموضع الأمثل للشريحة الذي يحقق أفضل حالة انتشار للموجات الميكروية ضمن الدليل عند النسبة $\frac{x_0}{a} = 0.25$.

الكلمات المفتاحية: فرايت (كوبالت - زنك)، دليل الموجة، انتشار الأمواج الميكروية

¹أستاذ- قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

²أستاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

³طالب دراسات عليا (ماجستير) - اختصاص جسم صلب - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

The effect of $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ferrite slab loaded rectangular waveguide on microwave propagation

Dr. Badr Alaaraj¹
Dr. Sallamah Abou Alshamlat²
Ahmad Hassan³

(Received 30 / 3 / 2016. Accepted 27 / 10 / 2016)

□ ABSTRACT □

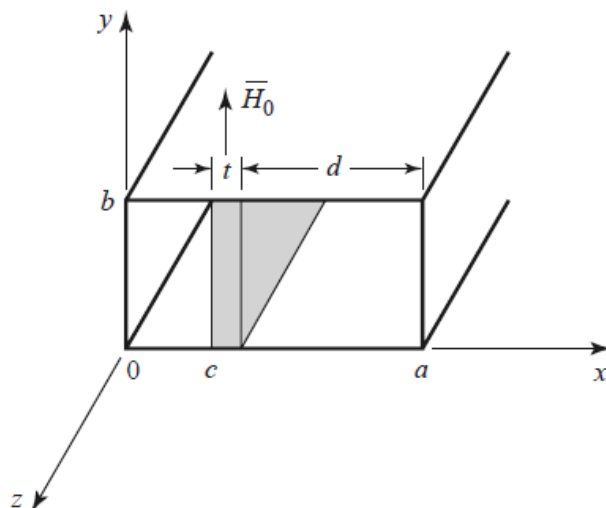
This research is based on experimental results of magnetization and magnetic susceptibility of ferrite slab prepared in a previous work with a computerized simulation to find the influence of ferrite slab on a microwave propagation in terms of determining the behavior of attenuation factor α_{\pm} . A slab of ferrite $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ were prepared by classical ceramic method. We have studied an influence of slab of the CoZn-ferrite its thickness is $t = 0.1$ mm, loaded in a rectangular waveguide on a propagation of microwaves. The values of the reverse and forward attenuation factor α_{\pm} has been found. After that, we choose the location of the slab X_0 inside the guide which means the optimum status of microwave propagation has been reached at $\frac{x_0}{a} = 0.25$.

Keywords: $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ferrite , waveguide, propagation of microwaves

¹Professor – Department of Physics – Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria
². Associate Professor – Department of Physics – Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria
³. Postgraduate student – Department of Physics – Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria

مقدمة:

يعتبر دليل الموجة من النبائط الأساسية المستخدمة في إطار الأمواج الميكروية، التي تقع تردداتها ضمن المجال 300 MHz – 300 GHz . وتستخدم أدلة الموجة في نقل الطاقة الكهرومغناطيسية في داخلها من المرسل إلى المستقبل، وتطلى جدران دليل الموجة مستطيل المقطع بفلم ناقل غالباً من النحاس أو الألمنيوم سماكته أكبر من عمق توغل الموجة الكهرومغناطيسية. ويتم تحديد الأبعاد $a \times b$ اعتماداً على التردد. في بحثنا هذا سنهتم بدراسة شريحة من فرايت CoZn سماكته t محملة داخل دليل موجة مستطيل المقطع وموجهة بالاتجاه oy كما في الشكل (1).



الشكل(1): دليل موجة مستطيل المقطع محمل بالشريحة المحضرة واتجاه انتشار الموجة $\pm z$

عند وضع شريحة الفرايت داخل فضاء الدليل فإننا نجد ثلاثة مجالات هي: (هواء - فرايت - هواء) حيث تتكون موجة كهرومغناطيسية وتنتشر داخله، ويحكم هذه الموجة ومجالاتها الكهرومغناطيسية معادلات مكسويل، معادلة الموجة والشروط الحدودية.

أهمية البحث وأهدافه :

من أهم استخدامات دليل الموجة مستطيل المقطع الذي يعمل على مجال واسع من الترددات نقل القدرة العالية.. لذا تُحمل أدلة الموجة بشرائح من مواد فراييتية لتوهين القدرة الزائدة، وتحاشياً لعملية الانهيار الكهربائي الذي قد يحدث في الدليل. ويستخدم دليل الموجة أيضاً في التطبيقات الميكروية التي تحتاج إلى الدقة والمعاييرة. تم اختبار الشريحة المحضرة استناداً إلى العلاقات الرياضية المدرجة في المرجع [2] كما تم تحديد الموضع الأمثل لشريحة الفرايت داخل الدليل الموافقة للتوهين الأعظمي.

طرائق البحث ومواده :

تم تحضير مركب الفرايت $\text{Co}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ باستخدام الطريقة السيراميكية، وذلك بخلط أكاسيد عالية النقاوة من Fe_2O_3 , ZnO , CoO بنسب مولية مختلفة بشكل جيد في جفنة خاصة ثم طحنها إلى درجة عالية من النعومة، وبعد ذلك يضاف إليها ماء مقطر ثم توضع في خلّاط مغناطيسي لمدة أربع ساعات ثم تجفف وتطحن مرة ثانية، بعد ذلك يتم حرق المساحيق بشكل أولي في الفرن عند الدرجة 900°C لمدة أربع ساعات ثم توضع في الفرن للحرق النهائي عند الدرجة 1100°C لمدة أربع ساعات ومن ثم تترك لتبرد إلى درجة حرارة الغرفة بمعدل هبوط $80^\circ\text{C}/\text{h}$. بعد ذلك تم كبس شريحة من مسحوق الفرايت المحضر بسماكة 0.1mm وارتفاع يناسب عرض الفرايت b . وقد تم تحضير العينات المدروسة في جمهورية مصر العربية، وتبلغ قيمة المقاومة الكهربائية لها $10^8\Omega\cdot\text{cm}$ وقيمة ثابت العزل الكهربائي النسبي تساوي 13، وتم الحصول على بارامترات التماغنط وعامل التخامد باستخدام تقانتي VSM، ESR. [1].

a. معادلتى الدوار لمكسويل في الفرايت :

لندرس انتشار موجة كهرومغناطيسية مستوية باتجاه Oz مستقطبة خطياً داخل دليل الموجة لها الصيغة:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - kz)}$$

حيث أن: k - ثابت الطور. ω - تردد الموجة الزاوي، E_0 - سعة الموجة. لدراسة تأثير الشريحة الفرايتية

يطبق عليها حقل مغناطيسي ثابت \vec{H}_0 (Bias Magnetic Field) باتجاه y .

تعتبر المواد الفرايتية من المواد غير متماثلة المناحي anisotropic في مجال الترددات الميكروية بسبب التماغنط، أي أن خصائصها المغناطيسية تعتمد على الاتجاه، ويشبه سلوكها سلوك طبقة الأيونوسفير بوجود الحقل المغناطيسي الأرضي. وتكتب معادلتى الدوار لمكسويل بالصيغة الطورية لشريحة الفرايت [2]:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega[\mu]\vec{H} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} \quad (2)$$

حيث أن: \vec{H}, \vec{E} الحقل الكهربائي والمغناطيسي للموجة على الترتيب، ϵ - السماحية الكهربائية، $[\mu]$ - تنسور النفاذية المغناطيسية للفرايت، j - العدد التخيلي.

b. تنسور الطواعية المغناطيسية $[\chi]$ وتنسور النفاذية المغناطيسية $[\mu]$:

نحصل من معادلة الحركة المتعلقة بتماغنط المادة الفرايتية \vec{M} على التنسورين $[\chi]$ و $[\mu]$ كمايلي:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0\gamma\vec{M} \wedge \vec{H} \quad (3)$$

$$\vec{M} = [\chi]\vec{H} \quad (4)$$

حيث أن γ النسبة الجبرومغناطيسية، وتعرف بأنها نسبة العزم المغناطيسي السبيني إلى العزم المداري السبيني

للإلكترون [2]. بتحليل (3) إلى المعادلات السلمية والاستفادة من (4) و $\frac{\partial}{\partial t} \equiv j\omega$ للموجة الكهرطيسية ذات التردد ω

نجد تتسور الطواعية المغناطيسية:

$$[\chi] = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \chi_{xx} = \chi_{yy} &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \chi_{xy} = -\chi_{yx} &= \frac{j\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (5)$$

حيث إن $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$: تردد لارمور للعزم المغناطيسي حول الحقل \vec{H}_0 ، $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$: تردد لارمور للعزم المغناطيسي حول اتجاه الحقل الراديوي H (أي حول H_x أو H_y) [3,2].

تعطى النفاذية المغناطيسية بالعلاقة:

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_{xx}) = \mu_0 (1 + \chi_{yy})$$

$$\kappa = -j\mu_0 \chi_{xy} = j\mu_0 \chi_{yx}$$

حيث $\mu_0 -$ النفاذية المغناطيسية للخلاء [2].

$$[\mu] = \mu_0 ([u] + [\chi]) \quad \text{وتحول هذه العلاقات إلى:}$$

حيث إن: $[\mu]$ تتسور النفاذية المغناطيسية وفقاً للانحياز باتجاه \hat{y} ، $[u]$ مصفوفة الوحدة القطرية.

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (6)$$

وعند أخذ مفاعيل فقد بعين الاعتبار الناتجة عن فقد الأومي لجران الدليل والفقء بالاستقطاب المغناطيسي

والكهربائي لمادة الفرايت فإن عناصر مصفوفة الطواعية والنفاذية تكون كميات عقدية [5,4] بعد تحويل تردد لارمور ω_0

في المعادلتين (5) إلى صيغة عقدية $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + j\alpha\omega$ نجد :

$$\begin{aligned}
\chi_{xx} &= \chi'_{xx} - j\chi''_{xx} \\
\chi_{xy} &= \chi''_{xy} + j\chi'_{xy} \\
\mu &= \mu' - j\mu'' \\
\kappa &= \kappa' - j\kappa''
\end{aligned} \tag{7}$$

c. الحقل الكهربي في الدليل:

يحلل الحقل الكهربي داخل الدليل إلى مركبتين: طولانية باتجاه الانتشار OZ، وعرضانية في المستوى المتعامد مع اتجاه الانتشار أي:

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_t(r) + \vec{E}_z(r)$$

$$\vec{H}(r) = \vec{H}_t(r) + \vec{H}_z(r)$$

بوساطة معادلات ماكسويل نجد العلاقتين بين المركبتين العرضانيتين (E_t, H_t) والمركبتين الطولانيتين (E_z, H_z) :

$$\vec{E}_t = \frac{1}{k_c^2} \left(-j\beta \vec{\nabla}_t E_z - j\omega[\mu] \vec{\nabla}_t \wedge \vec{H}_z \right) \tag{8}$$

$$\vec{H}_t = \frac{1}{k_c^2} \left(-j\beta \vec{\nabla}_t H_z + j\omega\varepsilon \vec{\nabla}_t \wedge \vec{E}_z \right) \tag{9}$$

حيث $k_c^2 = k_x^2 + k_y^2$ ، مربع العدد الموجي العرضاني في حالة القطع، ونلاحظ من هاتين المعادلتين عند الحصول على صيغة المركبة الطولية للحقل الكهربي فإنه يمكننا إيجاد المركبات العرضانية في المستوى المتعامد لاتجاه الانتشار.

بحل جملة المعادلات السلمية الناتجة عن المعادلات (1)، (2)، (8)، (9) مع أخذ شروط مسألة النمط TE_{m0} التي

تنص على أن $(E_z = 0)$ و $(\frac{\partial}{\partial y} = 0)$ و $(E_x = H_y = 0)$ فنجد المركبة الطولية للحقل المغناطيسي باتجاه [6,2] OZ:

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu\mu_e} \left(\kappa\beta E_y + \mu \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \tag{10}$$

حيث $\mu_e = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}$ النفاذية المغناطيسية الفعالة.

والمعادلة الموجية لـ E_y في منطقة الهواء-الفرايت - الهواء على الترتيب:

$$(\nabla_x^2 + k_i^2)E_y = 0 \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
i = a \text{ for air} & ; k_a^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 - \beta^2 & ; k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \\
i = f \text{ for ferrite} & ; k_f^2 = \omega^2 \mu_e \varepsilon - \beta^2 & ; k = \omega \sqrt{\mu_e \varepsilon}
\end{aligned} \tag{12}$$

حيث أن: k_a - العدد الموجي الخاص بالقطع في منطقة الهواء، k_f - العدد الموجي الخاص بالقطع في منطقة الفرايت k - ثابت الانتشار الموجي في الخلاء، β - ثابت الانتشار باتجاه OZ، μ ، κ - عناصر تنسور

النفاذية المغناطيسية الحقيقي والتخيلي على الترتيب، مع العلم أن بارامترات الهواء هي μ_0, ϵ_0 وبارامترات الفرايت هي μ_e, ϵ [7].

ويعطى ثابت الانتشار β_{mn} في دليل الموجة بالعلاقة :

$$\beta \equiv \beta_{mn} = \sqrt{k^2 - k_i^2} \quad ; k_i = k_c$$

حيث k_c - العدد الموجي في حالة القطع، k العدد الموجي حسب المنطقة:

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

تعطى الحلول العامة للمعادلة (11) في المناطق الثلاث داخل الدليل كما يلي [2]:

$$\left. \begin{aligned} E_y &= A \sin(k_a \cdot x) && \text{for } 0 < x < c \\ E_y &= B \sin k_f(x-c) + C \sin k_f(c+t-x) && \text{for } c < x < c+t \\ E_y &= D \sin k_a(a-x) && \text{for } c+t < x < a \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

هنا نجد المركبة الطولية للحقل المغناطيسي باستخدام (10) و (13) في المناطق الثلاثة [2]:

$$\left. \begin{aligned} H_z &= \frac{jk_a A}{\omega \mu_0} \cdot \cos k_a x && \text{for } 0 < x < c \\ H_z &= \frac{j}{\omega \mu \mu_e} \left\{ \kappa \beta [B \sin k_f(x-c) + C \sin k_f(c+t-x)] + \right. \\ &\quad \left. \mu k_f [B \cos k_f(x-c) - C \cos k_f(c+t-x)] \right\} && \text{for } c < x < c+t \\ H_z &= -\frac{jk_a D}{\omega \mu_0} \cdot \cos k_a(a-x) && \text{for } c+t < x < a \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

d. ثابت الانتشار γ_{\pm} :

يعطى ثابت الانتشار العقدي حسب اتجاه انتشار الموجة داخل الدليل بالعلاقة :

$$\gamma_{\pm} = \alpha_{\pm} + j\beta_{\pm}$$

حيث α_{\pm} ثابت التوهين ، β_{\pm} ثابت الطور .

e. المركبة المماسية والناظمية للحقل الكهربائي والمغناطيسي:

يحلل الحقل الكهربائي بالنسبة إلى السطح الحدودي الفاصل بين وسطين إلى مركبة ناظمية على متجهة الواحدة الناظمي على السطح الفاصل \hat{n} ومركبة مماسية وفقاً للعلاقتين :

$$\vec{E} = \hat{n} \wedge (\vec{E} \wedge \hat{n}) + \hat{n} (\hat{n} \cdot \vec{E})$$

$$\vec{H} = \hat{n} \wedge (\vec{H} \wedge \hat{n}) + \hat{n} (\hat{n} \cdot \vec{H})$$

f. صيغة ثابت الطور β_{\pm} :

بتطبيق الشروط الحدودية (استمرار المركبة المماسية للحقل الكهربائي والمغناطيسي على الحد الفاصل) في مناطق الدليل الموجي:

$$\hat{n} \wedge (\vec{E}_1 \wedge \hat{n}) - \hat{n} \wedge (\vec{E}_2 \wedge \hat{n}) = 0; \text{ or } \hat{n} \wedge (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0$$

$$\hat{n} \wedge (\vec{H}_1 \wedge \hat{n}) - \hat{n} \wedge (\vec{H}_2 \wedge \hat{n}) = 0; \text{ or } \hat{n} \wedge (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0$$

فإننا نحصل على أربع معادلات تربط بين الثوابت A, B, C, D لإيجاد هذه الثوابت نحل المعادلات الأربعة فنحصل على العلاقة :

$$\left(\frac{k_f}{\mu_e}\right)^2 + \left(\frac{\kappa\beta}{\mu\mu_e}\right)^2 - k_a \cot k_a c \left(\frac{k_f}{\mu_0\mu_e} \cot k_f t + \frac{\kappa\beta}{\mu_0\mu\mu_e}\right) - \left(\frac{k_a}{\mu_0}\right)^2 \times \cot k_a c \cdot \cot k_a d - k_a \cot k_a d \left(\frac{k_f}{\mu_0\mu_e} \cot k_f t - \frac{\kappa\beta}{\mu_0\mu\mu_e}\right) = 0 \quad (15)$$

بعد استبدال k_f و k_0 من جملة المعادلات (12) في (15) ثم حل هذه المعادلة نحصل على حلين من أجل

β_{\pm} عند الانحياز الموجب للحقل الممغنط :

$$\beta_{\pm} = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu \pm \kappa)}$$

حيث يشير β_+ إلى الانتشار في اتجاه +z ، و β_- إلى الانتشار في اتجاه -z ويمكننا الحصول على نتيجة تقريبية لانزياح الطور وذلك بنشر المعادلة (15) وفق تايلور حول $t=0$ فنحصل على:

$$(\beta_+ - \beta_-) \cong \frac{2k_c t \kappa}{a \mu} \sin 2k_c c = 2k_c \frac{\kappa}{\mu} \frac{\Delta S}{S} \sin 2k_c c \quad (16)$$

حيث $k_c = \frac{\pi}{a}$ تردد القطع من أجل دليل موجي بدون مادة الفرايت للنمط TE_{10} ، و $\frac{\Delta S}{S} = \frac{t}{a}$ عامل

الملىء لشريحة الفرايت، ويعرّف بأنه النسبة بين مساحة المقطع العرضي لشريحة الفرايت إلى مساحة المقطع العرضي للدليل الموجي.

$$\text{والعلاقة (16) محققة فقط إذا كان } \frac{\Delta S}{S} < 0.01$$

g. معامل التوهين α_{\pm} :

يساهم في معامل التوهين حدان، هما الحد الناتج عن توهين جدران الدليل، والحد الناتج عن توهين مادة الفرايت

داخل الدليل. لدينا $\omega_0 = \mu_0 \mathcal{M}_0 H_0$ تردد ترنح عزم الفتل المغناطيسي لمادة الفرايتحول اتجاه الحقل المستمر \vec{H}_0 . فعندما يخضع الإلكترون لحقل مغناطيسي ساكن فإن عزم الدوران له سيأخذ اتجاه هذا الحقل بحيث تصبح قدرته الكامنة

أصغرية. يحصل تمغنط الإشباع عندما تكون جميع عزوم الدوران الداخلية باتجاه \vec{H}_0 . وعندما يتساوى تردد دوران محاور عزوم دوران الإلكترونات مع تردد الموجة الكهرطيسية فإن مادة الفرايت تمتص طاقة من الموجة حيث تصرف على شكل حرارة في مادة الفرايت، وعندما يحصل الإشباع نحصل على تردد ترنح التمغنط حول اتجاه محصلة الحقل

$$\text{المغناطيسي الكلي الثابت } \omega_0 = \mu_0 \mathcal{M}_s \text{ [8,2].}$$

ولتضمنين مفاعل الفقد المغناطيسي نتيجة الإستقطاب المغناطيسي (دورة البطء المغناطيسية) التي يتميز بها الفرايت، والمؤشر لذلك هو القسم التخلييللنفاذية المغناطيسية، ندرج هنا التردد الزاوي العقدي الذي يدخل فيه معامل

التوهين، وذلك بالتعويض في المعادلات (5) ب: $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + j\alpha\omega$ ثم الاستفادة من التقريب $1 + \alpha^2 \cong 1$

وعند التجاوب $\omega = \omega_0$ نحصل على علاقات مماثلة للمعادلات (7):

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} &= \chi'_{xx} - j\chi''_{xx} \\ \chi_{xy} &= \chi'_{xy} + j\chi''_{xy} \\ \mu &= \mu' - j\mu'' \\ \kappa &= \kappa' - j\kappa'' \end{aligned} \right\}$$

حيث:

$$\chi''_{xx} = \frac{\alpha\omega\omega_m [\omega_0^2 + \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2} ; \chi''_{xy} = \frac{2\omega_0\omega_m\omega^2\alpha}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2}$$

يرتبط المقداران μ'' و μ' في جملة المعادلات (7) بظل الفقد المغناطيسي δ بالعلاقة: $\tan \delta = \frac{\mu''}{\mu'}$

ويمكننا الحصول على صيغة تقريبية لمعامل α_{\pm} التوهين الأمامي والعكسي بدلالة القسم التخلييللنفاذية المغناطيسية

$$\alpha_{\pm} \cong \frac{\Delta S}{S\beta_0} (\beta_0^2 \chi''_{xx} \sin^2 k_c x \mp \chi''_{xy} k_c \beta_0 \sin 2k_c x) \quad (17)$$

حيث $\beta_0 = \sqrt{k_0^2 - k_c^2}$ ثابت الانتشار في الدليل الموجي بدون شريحة الفرايت [9-10].

النتائج والمناقشة:

في هذا البحث استخدمنا دليل موجة مستطيل المقطع أبعاده $a = 2.286 \times 10^{-2} \text{ m}$ ، $b = 1.016 \times 10^{-2} \text{ m}$ يعمل عند تردد تجاوب قيمته $f = 10 \text{ GHz}$ ونضع بداخله شريحة من الفرايت السابق الذي له مغنطة إشباع تساوي $M_s = 91.6 \text{ Am}^2 \text{ kg}^{-1}$. وهذه الشريحة سماكتها $t = 0.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ وتم اختيار هذه السماكة بما يناسب الشرط $\frac{\Delta S}{S} = \frac{t}{a} < 0.01$ المذكور سابقاً، الحقل الساكن $H_0 = 284287.31 \text{ Am}^{-1}$ ، $\gamma = 1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ ثم قمنا بالحسابات التالية للنمط الأساسي TE_{10} وفقاً للمعادلات السابقة :

الرمز	العلاقة	النتائج
k_0	$\frac{\omega}{c}$	209.4 m^{-1}
k_c	$\frac{\pi}{a}$	137.427 m^{-1}
$\beta_{10} \equiv \beta_0$	$\sqrt{k_0^2 - k_c^2}$	158 m^{-1}
f_m	$2.8 \times 4\pi M_s$	3.223 GHz
ω_m	$2\pi f_m$	$2.025 \times 10^{10} \text{ rad/sec}$
ω	$2\pi f$	$6.28 \times 10^{10} \text{ rad/sec}$
$\frac{\Delta S}{S}$	$\frac{t}{a}$	0.00437
χ''_{xx}	$\frac{\alpha \omega \omega_m [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2}$	0.34
χ''_{xy}	$\frac{2\omega_0 \omega_m \omega^2 \alpha}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2 \omega^2 \alpha^2}$	0.69

بتعويض القيم المدرجة في الجدول السابق في المعادلة (17) نحصل على:

$$(\text{dB/m}) \alpha_{\pm} = 199 \sin^2 \frac{\pi x_0}{a} \mp 356 \sin \frac{2\pi x_0}{a}$$

يبين الشكل (2) تغيرات α_{\pm} بتأثير موضع الشريحة على طول عرض الدليل a ، وتم الحصول عليه

باستخدام برنامج ماتلاب بعد إدخال التعليمات التالية:

```

syms x
a=199;b=356
y=a*sin(pi*x).*sin(pi*x)+b*sin(2*pi*x);
z=a*sin(pi*x).*sin(pi*x)-b*sin(2*pi*x);
w=y-z;
ezplot(w,[0,0.6]);
xlabel('Distance x_{0}/a along broad wall');
ylabel('Attenuation (dB/m)');

```

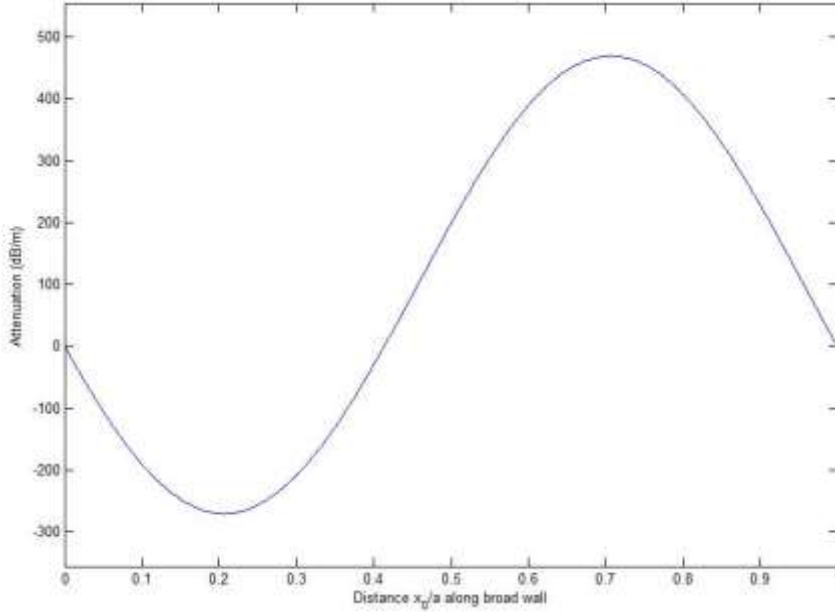
لتفسير هذه النتائج نجري التحليل التالي:

تتميز المواد الفرايتمية بخصائص كهربية ومغناطيسية، وبالتالي يرجع التوهين إلى مؤشرات: الناقلية الكهربية (صغيرة جداً في المواد الفرايتمية) وعاملي الفقد الكهربي والمغناطيسي لكونها مواد لاختية كهربائياً ومغناطيسياً أي أن القسم التخيلي للسماحية الكهربية والنفاذية المغناطيسية هما مؤشرا التوهين بسبب ترتيب وإعادة ترتيب عزوم ثنائيات القطب الكهربية والمغناطيسية بفعل الحقل الخارجي المطبق.

إن المواد الفرايتمية تعمل على تحويل الموجة المستقطبة خطياً والمنتشرة فيها إلى موجة كهرومغناطيسية مستقطبة دائرياً (يميني ، يساري) نتيجة تمغنط هذه المواد، وبالتالي تنتشر الموجة بثابتي طور مختلفين $\beta_{\pm} = \omega\sqrt{\epsilon(\mu \pm \kappa)}$ وبالتالي إذا توافقت التردد الزاوي لدوران محور عزم الدوران للإلكترون حول اتجاه الحقل المغناطيسي الممغنط مع تردد الموجة المستقطبة دائرياً داخل الدليل بالقيمة والاتجاه يحصل تفاعل متبادل بينهما مما يؤدي إلى امتصاص جزء من طاقة الموجة من قبل المادة الفرايتمية التي تقوم بتبديدها إلى طاقة حرارية، وبالتالي نحصل على توهين أعظمي عند $\frac{x_0}{a} = 0.25$. أما إذا كان انتشار الموجة المستقطبة دائرياً عكس دوران محور عزم الدوران للإلكترون يكون التفاعل ضعيفاً، أي نحصل على توهين ضعيف للطاقة الكهرومغناطيسية عند القيمة $\frac{x_0}{a} = 0.25$. يمكننا القول عند دخول الموجة المستقطبة خطياً الشريحة الفرايتمية فإنها تتحلل إلى موجتين إحداها ذات استقطاب دائري يميني ، والأخرى ذات استقطاب دائري يساري، لأن المواد الفرايتمية تتميز بظاهرة دوران فاراداي.

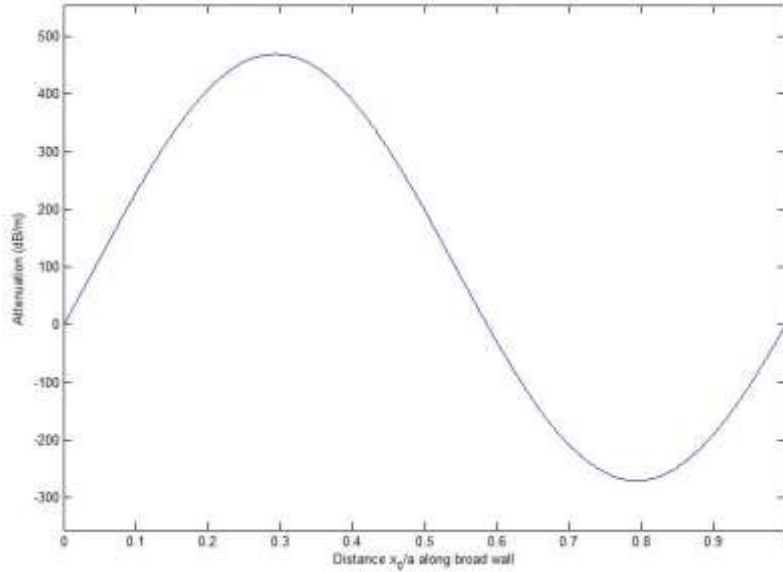
عندما يكون اتجاه الاستقطاب الدائري (اليميني أو اليساري) بنفس اتجاه دوران إلكترونات ذرات المادة الفرايتمية فإن هذه الإلكترونات تمتص جزءاً من طاقة الموجة الكهرومغناطيسية المستقطبة فتتسارع حركتها، أما عندما يكون اتجاه الاستقطاب بعكس جهة دوران الإلكترونات فإن حركة الإلكترونات تتباطأ. وهذا يعطي للوسط المغناطيسي خاصية أساسية هي أنه غير عكوس ، بمعنى أنه يتفاعل مع أحد النمطين أي أن أثره على موجة تنتشر بالاتجاه الأمامي (أي في اتجاه H_0) يختلف عن أثره على موجة تنتشر بالاتجاه العكسي لـ H_0 ، وهذا يعني أن اتجاه الحقل المغناطيسي الساكن يحدد اتجاه محاور عزوم الدوران لإلكترونات ذرات المادة، ويحدد أيضاً داخل الفرايتم اتجاه دوران الموجة.

تتفاعل الموجة المستوية المستقطبة دائرياً بشدة مع المادة عندما يدور الحقل الكهربي في نفس اتجاه ترنج عزوم ثنائيات القطب المغناطيسي للمادة، بينما عندما يكون الدوران بشكل عكسي يكون التفاعل ضعيفاً وبالتالي يكون التوهين ضعيفاً.



الشكل (2): معامل التوهين للانتشار الأمامي α_+ بتابعة $\frac{x_0}{a}$.

يبين الشكل (3) تغيرات α_- بتابعة تغير موضع الشريحة على طول عرض دليل الموجة.



الشكل (3): معامل التوهين للانتشار العكسي α_- بتابعة $\frac{x_0}{a}$.

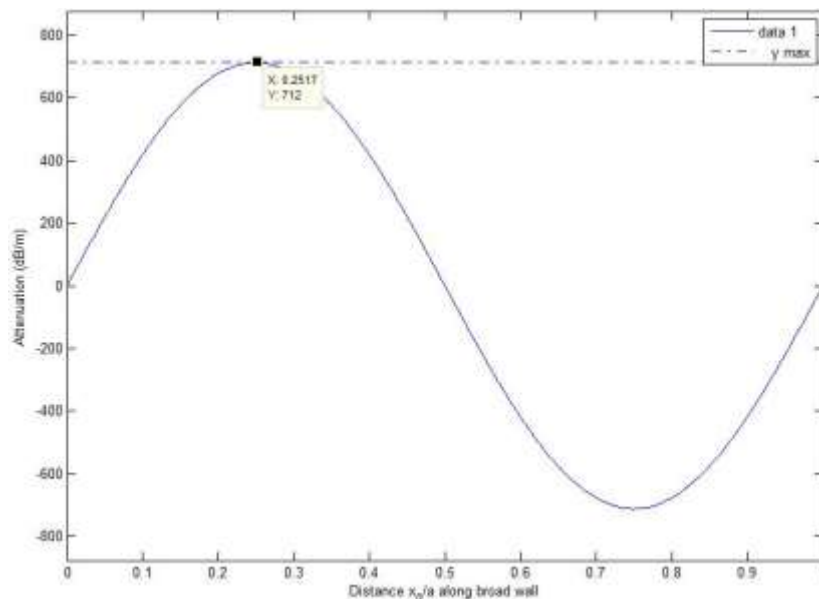
يعرض الشكل (4) تغيرات $(\alpha_- - \alpha_+)$ بتابعة تغير موضع الشريحة على طول عرض دليل الموجة.

ويوضح هذا الشكل القيمة العظمى للتوهين والتي توافق النسبة $\frac{x_0}{a} = 0.25$ وهو الموضع الأمثل للشريحة و

وذلك عند أخذ الفرق $(\alpha_- - \alpha_+)$.

للحصول على توهين قيمته 56 dB ينبغي أن يكون طول الشريحة المحضرة

$$L = \frac{56}{712} = 0.078\text{m} = 7.8\text{cm}$$



الشكل (4) : يمثل تغيرات $(\alpha_- - \alpha_+)$ بتابعة $\frac{x_0}{a}$

الاستنتاجات والتوصيات:

1. تبدد شريحة الفرايت CoZn الحرارة الزائدة من خلال تلامسها مع السطح الداخلي لقاعدتي الدليل.
2. التحكم بطول موجة القطع λ_c للنمط المنتشر بدون اللجوء إلى تغيير أبعاد الدليل بإدراج شرائح فرايتية.
3. الوضع المثالي للشريحة عند $\frac{x_0}{a} = 0.25$ (بوجود الهواء)، لأن خطوط الحقل الكهربائي تكون ضعيفة عند جدران الدليل الناقلة لأنها نواقل جيدة التي تمتاز بسطوح جهد ثابتة.
4. تحوّل الشريحة الفرايتية المدروسة الاستقطاب الخطي للموجة إلى استقطاب دائري (يمينى/ يساري)، أي يظهر مفعول دوران فاراداي داخل الشريحة وذلك حسب اتجاه انتشار الموجة بالنسبة إلى ال حقل المغناطيسي الثابت (الممغنط).
5. نوصي بمتابعة هذا البحث بتحضير شرائح بسماكات مختلفة ثم اختبارها داخل دليل الموجة مستطيل المقطع.

المراجع :

- [1] ابراهيم علي، بدر الأعرج، سمير غالية، تحديد الثوابت الضوئية للفرايت Co-Zn باستخدام مطيافية IR. مجلة بحوث جامعة حلب، 2012.
- [2] POZAR, D. *Microwave Engineering*. 4nd.ed, John Wiley & Sons, Inc, United States of America, 2011, 756.
- [3] JEONG, J; SONG, S; LEE, E. A Novel Generalized Nonlinear Dispersion Equation for Five-Layer Waveguides with Kerr-like Nonlinearity. ETRI Journal, Vol 18, number 2, 1996, 75-85.
- [4] GHOUTIA. NAIMA. SABRI, *Nonreciprocal Propagation in Ferrite Medium and Their Applications- Microwave Circulator*. International Journal of Computer Science and Electronics Engineering. Vol. 1, Issue. 2, 2013, 182-187.
- [5] VALENZUELA, R. *Novel Applications of Ferrites*. Hindawi Publishing Corporation, Physics Research International. 2012, 9.
- [6] A. NASSIRI -ANL, *RF Breakdown and Ferrite Materials*. Massachusetts Institute of Technology. USPAS, 2010, 91.
- [7] HUANG, J; CHANG, R; LEUNG, P; TSAI, D. *Nonlinear dispersion relation for surface Plasmon at a metal-Kerr medium interface*. Optics Communications, 282, 2009, 1412-1415.
- [8] ÖZGÜRI; ALIVOV; MORKOC. *Microwave Ferrites, Part 1: Fundamental properties*. Journal of Materials Science: Materials in Electronic, Richmond, VA, 2009, 169.
- [9] GOKTEN, M; ELSHERBENI, A; ARVAS, E. *The Multiresolution Frequency Domain Method For General Guided Wave Structures*. Progress In Electromagnetics Research, PIER 69. USA, 2007, 55-66.
- [10] EL-WASIFE, KH; SHABAT, M; YASSIN, S. *Nonlinear TE Electromagnetic Surface Waves in a Ferrite Layered Structure*. An-Najah Univ. J. Res. vol 18, number 2, 2004, 215-236.