

تسخين بلازما التوكاماك بالموجات المايكروية عند تردد رنين الإلكترون السايكلوتروني ECRH

حامد حافظ مربوط*

تاريخ قبول النشر 2008/3/19

الخلاصة

عرض مختصر للأسس النظرية لانتشار الأمواج الكهرومغناطيسية في البلازما , مع بيان حدود مناطق القطع والرنين , وكذلك تفصيل آلية التسخين بالأمواج المايكروية بطريقة الرنين السايكلوتروني ECRH . أجريت عملية النمذجة على ثلاث محطات عالمية وهي: محطة Tosca في المملكة المتحدة, ومحطة ISX-B في الولايات المتحدة, ومحطة T-10 في روسيا. حُسب كلاً من السمك البصري τ والامتصاصية A للأمواج الاعتيادية لكل محطة وفُرن بينها. ظهر بان كلاً من السمك البصري و الامتصاصية يزداد مع زيادة حجم المنظومة وبالإمكان ان يكون الامتصاص كاملاً في المحطات الكبيرة.

المقدمة

للإلكترون في موقع هام بين طرق تسخين بلازما التوكاماك . وفي بحثنا هذا سنقوم بعرض مبسط للأسس النظرية لانتشار الموجات الكهرومغناطيسية في البلازما وكذلك آلية التسخين بطريقة الرنين السايكلوتروني للإلكترون ثم نقوم بإجراء محاكاة حاسوبية لثلاث محطات عالمية هي: محطة Tosca في المملكة المتحدة, ومحطة ISX-B في الولايات المتحدة, ومحطة T-10 في روسيا. وحساب السمك البصري τ والامتصاصية A للأمواج الاعتيادية لكل محطة والمقارنة بينها.

انتشار الأمواج الكهرومغناطيسية في البلازما

إن وسيلة نقل الطاقة إلى البلازما هنا هي الأمواج الكهرومغناطيسية لذلك سنقوم بإعطاء مقدمة عن نظرية انتشار الأمواج الكهرومغناطيسية وتفاعلاتها مع البلازما . وسنقتصر على موجة بشكل

$$\exp[i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{x})]$$

لنأخذ حالة بلازما متجانسة وواقعة داخل مجال مغناطيسي ساكن B_0 وسنهمل كلا من حركة الجسيمات الحرارية والمجالات الكهربائية الساكنة . ومن الممكن كتابة معادلة الحركة للإلكترون او الأيون على النحو الآتي:

$$m_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = i\omega m_s \vec{v}_s = q_s (\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}_0) \quad (1)$$

اذ $e = s$ للإلكترون و i للأيون .

ان كثافة التيار الناتجة عن هذه الحركة هي:

هنالك مشكلتين أساسيتين في محطات الاندماج النووي وهما حصر البلازما وتسخينها داخل المنظومة. هناك العديد من الطرق اقترحت لتسخين بلازما التوكاماك مثل التسخين الأومي " Ohmic heating " , ولكن هذه الطريقة غير كافية بمفردها لإيصال درجة حرارة البلازما الى درجة الانقراض والتي تساوي 4 KeV . لذلك تتطلب الحاجة الى استخدام طرق إضافية . وهذه الطرائق هي (1) :

- 1- التسخين باستخدام حزمة من الجسيمات المتعادلة المعجلة .
- 2- التسخين باستخدام الامواج الراديوية.
- 3- التسخين باستخدام جسيمات الفا.
- 4- التسخين باستخدام سحب تيارات غير محتثة.

Non-inductive Current Drive

وطريقة التسخين بالأمواج المايكروية هي بدورها تتفرع ايضا إلى مجموعة من الطرق اعتمادا على تردد الموجة المستخدمة مثل طريقة التسخين بالرنين السايكلوتروني للإلكترون (ECRH) وطريقة التسخين بالرنين السايكلوتروني للأيون (ICRH) وطريقة التسخين بالتردد الهجينى الأسفل وطرق اخرى.

وقد ظهرت العديد من الدراسات النظرية والعملية (5,4,3,2) لتؤكد الخصائص الهامة والمميزة لطريقة التسخين بالرنين السايكلوتروني للإلكترون لبلازما التوكاماك .بالاضافة الى نتائج التجارب المشجعة جدا التي اجريت في روسيا (7,6) والولايات المتحدة الأمريكية (8) , والمتزامن مع التطور السريع في انشاء مصادر لتوليد الأمواج المايكروية بأطوال موجية بحدود 1 مللمتر ,وبكفاءة وقدرة عاليتين (11,10,9,5) . كل هذا يضع طريقة التسخين بالرنين السايكلوتروني

*جامعة بغداد – كلية العلوم للبنات

$$\vec{k} \times (\vec{K} \times \vec{E}) + K_0^2 \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad \dots (7)$$

أذ $K_0 =$ العدد الموجي في الفراغ
ان حل هذه المعادلة لا يكون له معنى الا اذا كانت
قيمة المحدد للمعاملات تساوي صفرا أي ان:

$$|\vec{K} \times (\vec{K} \times \vec{I}) + K_0^2 \vec{\epsilon}| = 0 \quad \dots (8)$$

اذ (\vec{I}) هي مصفوفة واحدة
وهذه المعادلة تمثل علاقة التشنتت للامواج
الكهرومغناطيسية في البلازما. ولحل هذه المعادلة,
تستخدم قيمة $(\vec{\epsilon})$ من المعادلة (3) ونحصل على
معادلة جبرية من الدرجة الثانية ل K^2 . وباستعمال
تعريف معامل الانكسار $(N_0 = K/K_0)$ وعلى
فرض ان الموجة تصنع زاوية γ مع اتجاه المجال
المغناطيسي, وكذلك $K_y = 0$ نحصل على:

$$AN^4 - BN^2 + C = 0 \quad \dots (9)$$

اذ

$$A = \epsilon_{\perp} \sin^2(\gamma) + \epsilon_{11} \cos^2(\gamma)$$

$$B = (\epsilon_{\perp}^2 - \epsilon_x^2) \sin^2(\gamma) + \epsilon_{\perp} \epsilon_{11} (1 + \cos^2(\gamma))$$

$$C = (\epsilon_{\perp}^2 - \epsilon_x^2) \epsilon_{11}$$

وللمعادلة (9) حلان هما:

$$N_{1,2}^2 = \left[B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2} \right] / 2A \quad \dots (10)$$

التي تناظر نمطي البلازما الكهرومغناطيسيين.
هناك حالتان خاصتان لانتشار الموجة هما: انتشار
موازٍ للمجال $(\gamma=0^0)$, وعمودي على المجال
 $(\gamma=90^0)$ فان حل المعادلة (9) يصبح:

$$N_L^2 = \epsilon_{\perp} + \epsilon_x \quad \dots (11)$$

$$N_R^2 = \epsilon_{\perp} - \epsilon_x$$

اذ N_R, N_L تمثل موجة مستقطبة استقطابا دائريا
نحو الشمال ونحو اليمين على التوالي. وهناك
ترددات قطع "cutoff" يكون معامل الانكسار فيها
مساوٍ للصفر $(N=0)$, وترددات رنين "Resonance"
التي يكون معامل الانكسار فيها ما لانهاية
 $(N \rightarrow \infty)$. وفي البلازما غير المتجانسة تتكون
نقاط القطع و الرنين موضعيا عند كثافات يمكن
حسابها من التردد وشدة المجال المغناطيسي. فطاقة
الموجة التي تتجه الى نقطة رنين تمتص كلياً وتصبح
كلاً من سرعة الطور وسرعة المجموعة مساويةً

$$\vec{j} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} = \sum_s q_s n_s v_s \quad \dots (2)$$

ومنها يمكن الحصول على ممتدة التوصيلية $(\vec{\sigma})$
ان خاصية الامتداد "tensor" للتوصيلية ناتجة عن
التحركات المختلفة للجسيمات المشحونة في اتجاهات
عمودية وموازية للمجال المغناطيسي. ويمكن ربط
كثافة التيار $(\vec{\sigma} \cdot \vec{E})$ وكثافة تيار الإزاحة
 $(i\omega\epsilon_0 \vec{E})$ في معادلة واحدة هي معادلة ممتدة العزل
 $\vec{\epsilon}$ اي ان:

$$\vec{\epsilon} = 1 + \vec{\sigma} / i\omega\epsilon_0 \quad \dots (3)$$

اذ $\vec{\sigma}, \vec{\epsilon}$ يمثل المجال الكامل لحركات الجسيمة
في معادلات ماكسويل. ان معادلة الحركة (1) تمثل
وصفا مبسطا للبلازما ومنها نرى الالومات التي
تعتمد عليها $\vec{\epsilon}$ وهي المجال المغناطيسي B_0
والكثافة N_s للنوع s , والشحنة $(q_s = E_s Z_s e)$,
 E_s تمثل اشارة الشحنة (q_s) والكتلة m_s . ولنفرض ان
اتجاه المجال هو على امتداد محور (Z)

$B = (0, 0, B_0)$, فبالإمكان كتابة $\vec{\epsilon}$ بالإحداثيات
الكارتيزية بالشكل الآتي:

$$\vec{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & i\epsilon_{xy} & 0 \\ i\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad \dots (4)$$

اذ

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} = 1 - \sum_s \omega_{ps}^2 / (\omega^2 - \omega_{gs}^2)$$

$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \epsilon_x = \sum_s E_s \omega_{gs} \omega_{ps}^2 / [\omega(\omega^2 - \omega_{gs}^2)]$$

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_{11} = 1 - \sum_s \omega_{ps}^2 / \omega^2$$

ان المعادلة (4) تعطي بعض الترددات المميزة

وهي:

تردد البلازما

$$\omega_{ps} = 2\pi f (Z^2 e^2 n_s / \epsilon_0 m_s)^{1/2} \quad \dots (5)$$

وهو مقياس لكثافة جسيمات النوع s -
والتردد الترددي او السايكلوتروني
 $\omega_{gs} = 2\pi f = Z_s e B_0 / m_e \quad \dots (6)$

وهو التردد الذي تدور الجسيمة ذات النوع s -حول
خط المجال المغناطيسي B_0 .

وتعطي معادلة الموجة في البلازما كما يأتي:

معامل انكسارها مساو للصفر $N_0 = 0$ وتسمى هذه النقطة بنقطة قطع Cutoff. أما عندما تصل الموجة إلى منطقة تردد البلازما فيها مساو لتردداتها فأنها تمتص كلياً ويصبح معامل انكسارها مالا نهائية ويسمى ترددها بالتردد الرنيني Resonance frequency وتسمى هذه المنطقة بمنطقة الرنين. أما الموجة غير الاعتيادية فهي موجه ذات استقطاب قطع تناقصي، وذات متجه موجه K عمودي على كل من المجال الكهربائي E والمغناطيسي B₀.

السلك البصري Optical depth

ان حسابات إخماد الموجة عند الرنين السايكلوتروني يجب ان يشمل الحركة الحرارية للإلكترونات واتجاه انتشار الموجة نسبة الى اتجاه المجال المغناطيسي. ولقد وجد بان طريقة ECRH ذات كفاءة عالية جدا في السيطرة على شكل توزيع درجة حرارة الإلكترونات T_e داخل حلقة التوكاماك لان معظم الطاقة الممتصة تتمركز في طبقة ضيقة، فللموجة الاعتيادية يعطى سمك الطبقة بالعلاقة الاتية (13):

$$\Delta r = (5T_e / mc^2) R$$

فعندما T_e=1 KeV فان $\Delta r / R = 10^{-2}$ ولقد أجريت دراسات نظرية سابقة (10) لحساب السمك البصري، فعندما يكون الانتشار عمودياً على اتجاه المجال فان السمك البصري للموجة الاعتيادية τ هو:

$$\tau = \frac{\pi}{2} k_0 \frac{\omega_{pe}^2 T_e}{\omega_{ge}^2 mc^2} R \quad (16)$$

اذ

$$K_0 = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ge}^2} \right)^{1/2}$$

$$\lambda = 2\pi c / \omega_{ge}$$

ان جزء الطاقة الممتص خلال مرور واحد خلال البلازما A يعرف بدلالة السمك البصري (14,15):

$$A = 1 - e^{-\tau} \quad \dots(17)$$

ان امتصاص طاقة الموجة يؤدي في البداية إلى زيادة في طاقة الإلكترون لكل درجة حرارية العمودية، وعندما يكون الزمن المستغرق لهذه العملية اكبر من زمن تصادم إلكترون-إلكترون فمن المتوقع حدوث تسخين موضعي جيد. وتنتقل طاقة الإلكترونات إلى الأيونات بعمليات التصادم.

نموذج المحاكات Simulation Model

لصفر عند تلك النقطة، أما الموجة المتجه إلى نقطة قطع فانها تنعكس عند وصولها إلى تلك النقطة (12). ويحدث الرنين عند الترددات الاتية:

$$\omega = \omega_{ge} = \text{تردد الإلكترون السايكلوتروني}$$

$$(12) \omega = \omega_{gi} = \text{تردد الأيون السايكلوتروني}$$

تردد الهجين الأعلى $\omega = \omega_{uh} \approx (\omega_{pe}^2 + \omega_{ge}^2)^{1/2}$ = تردد الهجين الأسفل

$$\omega = \omega_{lh} \approx (\omega_{pi}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ge}^2))^{1/2}$$

تسخين البلازما عند التردد السايكلوتروني للألكترون ECRH

الموجات المستعملة في مثل هذه التجارب هي ذات ترددات مساوية لتردد السايكلوتروني للإلكترون f_{ge}، والذي يمكن حسابه من شدة المجال المغناطيسي من العلاقة:

$$f_{ge} = \omega_{ge} / 2\pi = eB_0 / m_e \quad \dots (13)$$

اذ ان المجال B₀ بوحدات تسلا (T) والتردد بوحدات (Hz).

وعندما تكون قيم المجال بين (3 - 6 T)، تكون قيم التردد بين (85 - 170 GHz) أي بطول موجي بضع مليمترات فقط، وهو اصغر بكثير من أبعاد البلازما. ان الإلكترونات هي وحدها القادرة على الاهتزاز في مثل هذه الترددات العالية، أما الأيونات فيمنعها قصورها الذاتي عن الاهتزاز، وعلى وفق هذا فان خواص العزل "dielectric" للبلازما تحسب بصورة رئيسة للإلكترونات، ومن الممكن إثبات ان علاقة التشتت للأمواج الاعتيادية ordinary وغير الاعتيادية extraordinary هي بشكل:

$$N_0^2 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 \quad \dots (14)$$

$$N_x^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left[\frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{uh}^2} \right] \quad \dots(15)$$

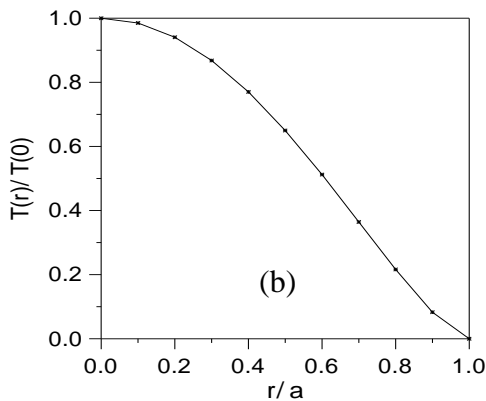
اذ ان N₀، N_x هي معامل الانكسار للموجة الاعتيادية وغير الاعتيادية على التوالي.

ان انتشار كلا النوعين من الأمواج داخل بلازما حلقيية غير متجانسة يمكن ان يوصف كالاتي: الموجات الاعتيادية هي موجات مستعرضة يكون فيها متجه المجال الكهربائي E موازياً للمجال المغناطيسي B₀، وبإمكان هذه الموجات الانتشار داخل البلازما عندما يكون ترددها اكبر من تردد البلازما $\omega_{pe} < \omega$. ولكنها تنعكس عندما تصل إلى منطقة ذات كثافة عالية بحيث يكون تردد البلازما اكبر من ترددها $\omega_{pe} > \omega$. فيصبح عندها

وقد اختيرت ثلاث محطات عالمية بأحجام مختلفة لأجراء عملية المحاكاة عليها وهي: محطة Tosca في المملكة المتحدة وطول محورها الرئيس (R=30 cm) , ومحطة ISX-B في الولايات المتحدة الأمريكية وطول محورها الرئيس (R=93 cm) , ومحطة T-10 في روسيا وطول محورها الرئيس (R=150 cm) , وقد اعتمدت القيم العملية لهذه المحطات الثلاث كما هي مثبتة في المصدر (16).

المناقشة

الشكل (1-a,b) يوضح شكل توزيع الكثافة النسبية $n_e(r)/n_e(0)$ و درجة الحرارة النسبية $T_e(r)/T_e(0)$ كدالة ل r/a داخل حلقة التوكاماك على التوالي, ويلاحظ ان القيمة العظمى للكثافة ودرجة الحرارة هي في مركز الحلقة وتتناقص تدريجياً حتى تصبح صفراً عند الحافة.

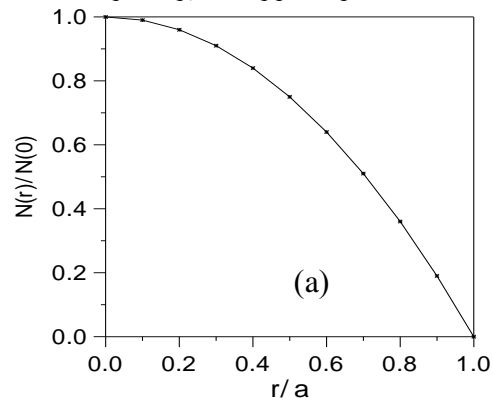


كما راينا سابقاً من العلاقة (12) بان تردد الرنين يعتمد على كل من التردد السايكلوتروني للإلكترونات ω_{ge} , وتردد البلازما ω_{pe} وكما هو واضح من العلاقتين (5,6) بان تردد البلازما يعتمد على الكثافة n_e , وان التردد السايكلوتروني يعتمد على شدة المجال المغناطيسي B_0 , فلذلك يتم اختيار قيم الكثافة وشدة المجال بحيث ان تردد الرنين للموجة يحدث في مركز حلقة التوكاماك لكي تكون القيمة العظمى في درجة حرارة الإلكترونات T_e عند مركز الحلقة . ان شكل توزيع كلا من الكثافة ودرجة الحرارة داخل حلقة التوكاماك هو على النحو الاتي (15):

$$n_e(r) = n_e(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad \dots \dots (18)$$

$$T_e(r) = T_e(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{1.5} \quad \dots \dots (19)$$

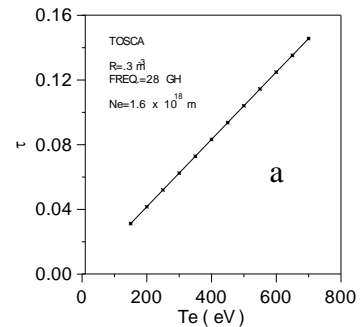
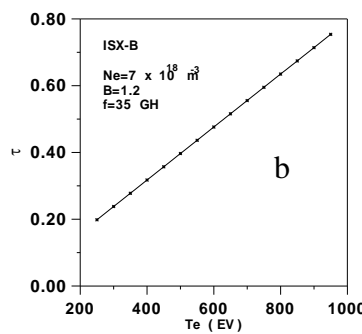
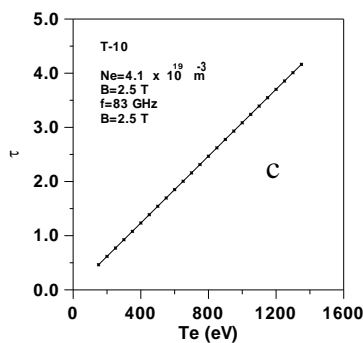
اذ $n_e(0)$, $T_e(0)$ هي كثافة ودرجة حرارة الإلكترونات عند مركز الحلقة $r(r=0)$ هو نصف قطر فتحة الحلقة a هو المحور الصغير للبلازما .



الشكل: 1-a-1 الكثافة النسبية $n_e(r)/n_e(0)$, b- درجة الحرارة النسبية $T_e(r)/T_e(0)$ كدالة ل r/a

, T-10 على التوالي, ويلاحظ انها علاقة خطية أي انه كلما ازدادت درجة حرارة الإلكترونات ازداد السمك البصري, وكذلك يلاحظ ان السمك البصري يزداد بزيادة حجم المنظومة بثبوت درجة الحرارة.

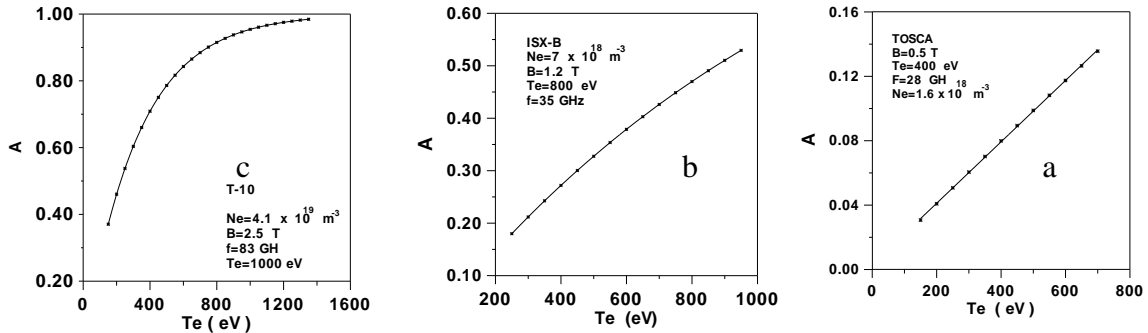
الشكل (2-a,b,c) يمثل تغيير السمك البصري للامواج الاعتيادية τ كدالة لدرجة حرارة الإلكترونات T_e eV بثبوت الكثافة n_e وشدة المجال B_0 للمنظومات الثلاث ISX-B, Tosca



الشكل(2-a,b,c) السمك البصري τ كدالة لدرجة الحرارة T_e للمنظومات الثلاث

خطية , و يلاحظ ان الامتصاصية تزداد مع زيادة حجم المنظومة حتى يكون الامتصاص كاملاً في المنظومة T-10.

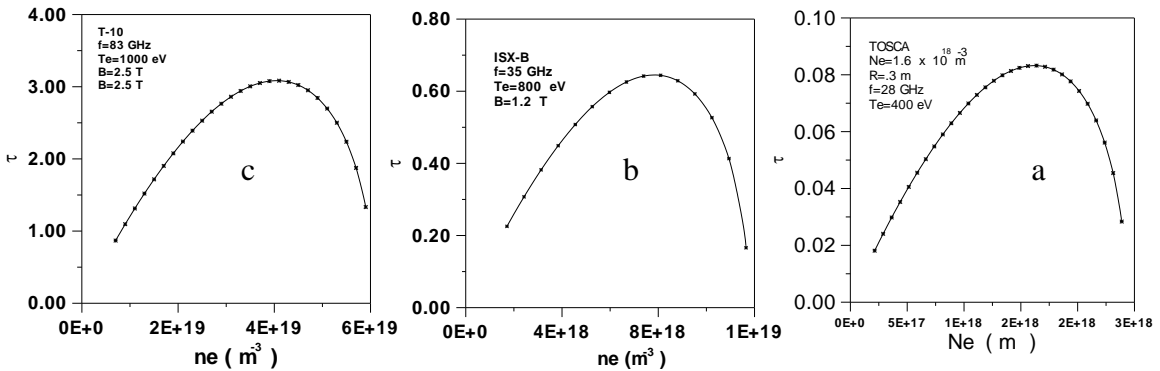
الشكل (c,b,a-3) يمثل تغيير الامتصاصية A كدالة لدرجة الحرارة T_e بثبوت الكثافة n_e وشدة المجال B_0 للمنظومات الثلاث, وهي علاقة غير



الشكل (c,b,a-3) الامتصاصية A كدالة لدرجة الحرارة T_e في المنظومات الثلاث.

ينخفض تدريجياً وتختلف قيمة السمك البصري عند القمة باختلاف حجم المنظومة , فهو يزداد مع زيادة حجم المنظومة.

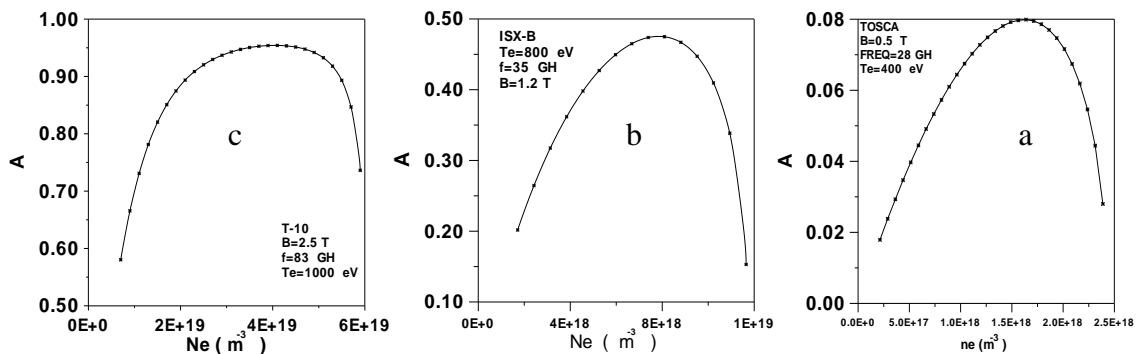
الشكل (c,b,a-4) يوضح السمك البصري كدالة للكثافة n_e بثبوت درجة الحرارة T_e وشدة المجال B في المنظومات الثلاث , يلاحظ ان السمك البصري يزداد مع زيادة الكثافة الى ان يصل لقيمة معينة ثم



الشكل (c,b,a-4) السمك البصري τ كدالة للكثافة n_e للمنظومات الثلاث

القمة تزداد مع زيادة حجم المنظومة , ففي المنظومة ISX-B كانت $A \sim 0.08$ وفي المنظومة TOSCA كانت $A \sim 0.5$ الى ان تصل الى $A \sim 0.95$ في المنظومة T-10

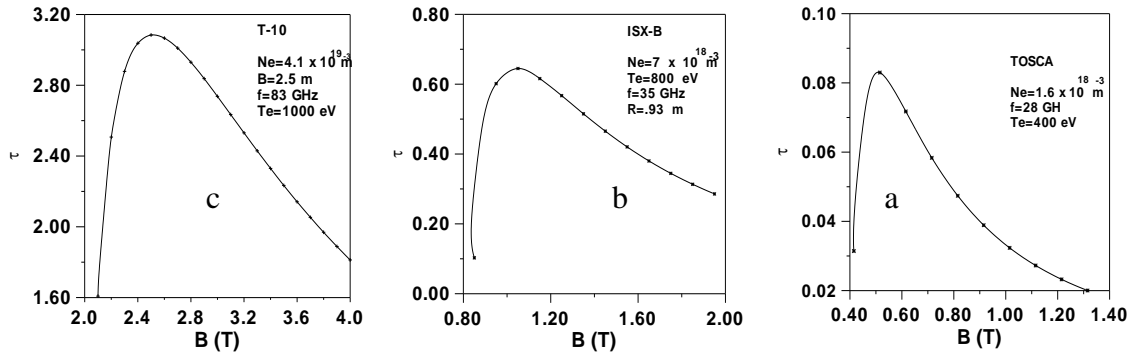
الشكل (c,b,a-5) يوضح تغيير الامتصاصية A مع الكثافة n_e بثبوت درجة الحرارة T_e وشدة المجال B وشكل العلاقة مشابه لعلاقة السمك البصري مع الكثافة السابقة , وكذلك فان قيمة الامتصاصية عند



الشكل (c,b,a-5) الامتصاصية A كدالة للكثافة n_e للمنظومات الثلاث.

مع شدة المجال الى ان يصل قيمة معينة ثم ينخفض تدريجياً , وتزداد قيمة السمك البصري عند القمة مع زيادة حجم المنظومة.

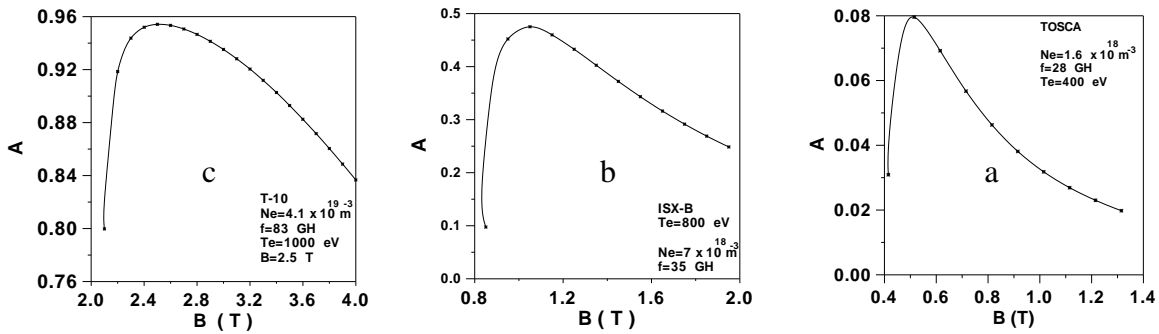
الشكل (c,b,a-6) يوضح تغيير السمك البصري τ مع شدة المجال B بثبوت درجة الحرارة T_e والكثافة n_e , يلاحظ ان السمك البصري يزداد بشدة



الشكل (c,b,a-6) السمك البصري τ كدالة لشدة المجال B

عند القمة مع زيادة حجم المنظومة , ففي المنظومة ISX-B كانت $A \sim 0.08$ وفي المنظومة Tosca كانت $A \sim 0.5$ الى ان تصل الى $A \sim 0.95$ في المنظومة T-10

الشكل (c,b,a-7) يوضح تغيير الامتصاصية A مع شدة المجال B بثبوت درجة الحرارة والكثافة للمنظومات الثلاث, ويلاحظ ان الامتصاصية تزداد بشدة مع زيادة شدة المجال الى أن تصل الى قيمة عظمى ثم تنخفض تدريجياً , وتزداد قيمة الامتصاصية



الشكل (c,b,a-7) الامتصاصية A كدالة لشدة المجال B

2. Yadav V. K., Bora D. 2004, "Electron cyclotron resonance heating in a short cylindrical plasma system" Indian Academy of Science , 63 (3):127-135.
3. Ohuni K., Ogawa Y., Morik J. 2004 , " Characteristics of Electron Cyclotron Resonance Heating Plasmas and Experimental Plans for Formation of Radial Electric Field in an Internal Coil Device Mini-RT" J. Plasma Fusion Res. Series, 73(6): 183-186.
4. Nagosak k., Mechael G., Smith H. 2001, "Power Absorption Calculation

الاستنتاجات

ان طريقة التسخين بالأمواف المايكروية عند رنين الالكترون السايكلوتروني ECRH هي طريقة ذات كفاءة عالية , ففي المحطات الكبيرة يمكن ان تمتص طاقة الموجة بصورة كاملة خلال مرور واحد خلال البلازما , اما في المحطات الصغيرة فان طاقة الموجة تمتص بعد عدة انعكاسات عن الجدران. كما ان بإمكان هذه الطريقة تركيز التسخين على منطقة ضيقة Δr حول المركز

المصادر:

1. Hartman D., 1999. Plasma Heating Summer School, September, Italy, Venice, pp.91.

10. Jory H. R. et al. 1979, "High Efficiency of 140-GHz Microwave Production", IEEE Int. Conf. on Plasma Science, Quebec June, pp.11.
11. Read M.E. et al. 1979, "160-GHz Microwave for Heating of Plasma", 4th Int. Conf. On Infrared and Nearmillimeter Waves, 9-14 Dec., Miami, 47-51.
12. Reader J., Borass K., 1986, "Controlled Nuclear Fusion", New York, pp 61.
13. Cano R., 1981, "Heating in Toroidal Plasma II", 2nd Joint Grenoble-Varenna International Sympos. 1, pp. 107.
14. Litvak A. G., Permitin A., 1977, Energy Absorption of Microwave in Toroidal Device Plasma, Nucl. Fusion., 17(7):659-662.
15. Baumgarter K., 1979, Optical Depth in Tokamak Plasma, Nucl. Fusion, 19(10):1543-1547.
16. Golant V. E Fedorov V. I., 1989, RF Plasma Heating in Toroidal Fusion Devices, 233 spring street, New York N, Y, 10013, pp.95.
- for Electron Cyclotron Resonance Heating in H-1 Heliac", J. Physical Society of Japan, 70(3), 617-620.
5. Westerhaf W., Barth C. J., Donne A. J., 2001, Electron Cyclotron Resonance Heating in the Current ramp-up phase of TEXTOR-94 28th EPS. Conference on the Cont. Fusion and Plasma Phys. Funchal, 18-22 June, ECA, 25A, 77-80.
6. Alikaev V. V. et al. (1976), "Heating of Plasma by Electron Cyclotron Resonance Heating", Sov. J. plasma Phys., 2(212):217-224.
7. Bulyginsky D.G. et al., 1979, "Plasma Heating by Microwave in ECRH", 9th European Conf. On Controlled Fusion and Plasma Physics, Oxford 17-21 Sept. paper B2.4.
8. Gilgenbach R. M. et al., 1980, "Heating of Plasma in ISX-B Tokamak", Phys. Rev. Lett. 44(647):158-163.
9. Flyagin V. A. et al. 1979, "Efficiency of Microwave Production", IEEE Trans. Microwave theory and Tech., 25(522):241-245.

Plasma Heating of Tokamak by Microwaves at Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH)

*H.H.Murhat**

*University of Baghdad /Collage of science for women /Department of physics

Abstract

The brief description to the theory of propagation of electromagnetic waves in plasma was done. The cutoff and resonance regions have been showed. The principles of plasma heating at electron cyclotron resonance (ECRH) method have been mentioned. The numerical simulation to three different station: Tosca station in United Kingdom, ISX-B station in USA and T-10 station in Russia had been done. The optical depth τ and the friction of energy absorbed A have been calculated. The simulation results indicate that both τ and A are increase with size of the tokamak and it is possible to obtain full absorption in large tokamak.