

Propagation of Laser Beam in under Boundary Density Plasma

Dr. Najah kabalán*
Jaafar ammoun**

(Received 19 / 3 / 2024. Accepted 15 / 5 /2024)

□ ABSTRACT □

In this research, the propagation of a laser beam in a plasma under critical density was studied analytically and numerically, To find the changes that occur in Gaussian beam parameters such as waist, laser beam spot, radius of curvature, Gouy Phase, and beam intensity. This is done by taking the concept of the fast and slow time scales into account to treat both the electric field and the polarization vector according to these two scales, which in turn is reflected in the expression of the electrical permittivity of the plasma Which plays a fundamental role in changing the refractive index of the plasma medium. During this study, it was possible to obtain noticeable changes in the parameters of the Gaussian beam compared to what others have achieved in this field. Which are useful in a deeper understanding of what these parameters are, and thus the mechanism of cross-effect between laser beams and plasma media after taking into account the active electrons in this study.

Keywords: Plasma, laser, Critical density, Gaussian beam, Waist, Spot size, phase Goey, Polarization vector, Electrical permittivity.

Copyright



copyright under a CC BY-NC-SA 04

:Tishreen University journal-Syria, The authors retain the

* Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

** Master's student, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.
jaafarammoun@gmail.com

انتشار حزمة ليزرية في بلازما تحت الكثافة الحرجة

د. نجاح قبلان*

جعفر بسام امون**

تاريخ الإبداع 2024 / 3 / 19. قُبِلَ للنشر في 2024 / 5 / 15

□ ملخص □

تم خلال هذا البحث دراسة انتشار حزمة ليزرية في بلازما تحت الكثافة الحرجة تحليلياً وعددياً، لإيجاد التغيرات التي تطرأ على بارامترات الحزم الجاوسية كالتخصر وبقعة الحزمة الليزرية ونصف قطر النقوس وطور جوي وشدة الحزمة، وذلك بأخذ مفهوم المقياسين الزمنيين السريع والبطيء بالحسبان لمعالجة كل من الحقل الكهربائي ومنتجه الاستقطاب وفق هذين المقياسين، والذي ينعكس بدوره على عبارة السماحية الكهربائية، التي تلعب دوراً جوهرياً في تغيير قرينة الانكسار للوسط البلازمي. أمكن خلال هذه الدراسة الحصول على تغيرات ملحوظة في بارامترات الحزمة الجاوسية مقارنة بما توصل إليه آخرون في هذا المجال، والتي تفيد في فهم أعمق لماهية هذه البارامترات، وبالتالي آلية التأثير المتبادل بين الحزم الليزرية والأوساط البلازمية بعد أخذ الإلكترونات النشطة في هذه الدراسة بالحسبان.

الكلمات المفتاحية: بلازما، ليزر، كثافة حرجة، حزمة جاوسية، التخصر، حجم البقعة، طور جوي، متجه الاستقطاب، السماحية الكهربائية.

مجلة جامعة تشرين- سورية، يحتفظ المؤلفون بحقوق النشر بموجب الترخيص



حقوق النشر

CC BY-NC-SA 04

* أستاذ دكتور _ قسم الفيزياء _ كلية العلوم _ جامعة تشرين _ اللاذقية _ سورية.

** طالب ماجستير _ قسم الفيزياء _ كلية العلوم _ جامعة تشرين _ اللاذقية _ سورية. jaafarammoun@gmail.com

مقدمة:

تعد دراسة انتشار الحزم الليزرية في الأوساط البلازمية موضوعاً في غاية الأهمية، نظراً لتطبيقاته المتنوعة، بدءاً من تطوير مسرعات الجسيمات التي تعمل بالليزر والضوئيات المعتمدة على البلازما إلى دراسة الظواهر الفيزيائية الفلكية [1]. يمكن الحصول على العديد من الظواهر اللاخطية عند انتشار حزمة ليزرية داخل بلازما تحت الكثافة الحرجة كتسريع الإلكترونات والتركيز الذاتي للحزمة الليزرية [2]. تعد ظاهرة التركيز الذاتي إحدى التأثيرات اللاخطية الرئيسية في تفاعل بلازما ليزر، والتي تحدث عندما تكون الحزمة الليزرية ذات شدة مرتفعة بما يكفي لتصبح مركزة ذاتياً، مما يؤدي إلى تضيق الحزمة وانتشارها لمسافات طويلة، عندما يصبح تأثير كير اللاخطي مسيطراً، والذي يشير إلى ظاهرة فيزيائية تظهر عندما يتفاعل ضوء ذات شدة مرتفعة مع المادة، والذي يعمل على تغيير خصائصها البصرية بصورة لاخطية. تم تسمية هذا التأثير على اسم العالم جون كير. يتسبب هذا التأثير في تغيير معامل انكسار الوسط نتيجة استجابته للشدة الضوئية، والذي يؤدي بدوره إلى زيادة كفاءة نقل الطاقة [3]، إضافة لنشوء قوة لاخطية تدعى قوة الدفع الضغطية أو قوة الضغط الضوئي، والتي تعد من أهم الظواهر اللاخطية التي تحدث عند تعرض الوسط البلازمي لحزمة ليزرية ذات شدة مرتفعة، تولد هذه القوة حقول كهربائية متغيرة ببطء تؤثر بدورها على خصائص الوسط، نتيجة للتأثير الفعال للحقل المغناطيسي على حركة الإلكترونات، والذي يؤدي إلى تسريع هذه الإلكترونات [4 – 5]. يلعب معامل الانكسار للوسط البلازمي دوراً هاماً في تحديد كيفية تفاعل حزمة ليزرية منتشرة داخل البلازما، والذي يرتبط بعدة عوامل كتغير كثافة البلازما ودرجة حرارتها [6]. تُستخدم الحزم الجاوسية في دراسة التأثير المتبادل بلازما-ليزر، والتي تتصف بتوزيع كثافة مميز يسمح بتركيز الطاقة بكفاءة عالية على الهدف، هذا وتصل شدة الليزر إلى قيمتها العظمى عند مركز الحزمة وتتناقص باتجاه الحواف، وهذا بدوره يؤدي إلى تركيز طاقة الليزر ضمن بقعة صغيرة الحجم، وتحقيق كثافة عالية، وهو أمر بالغ الأهمية لتحفيز البلازما والتفاعلات المرغوبة الأخرى. تم الاهتمام بدراسة البصريات اللاخطية ضمن البلازما لمعرفة خصائص الوسط البصري اللاخطي والوصول إلى حالات عدم الاستقرار ذات الصلة بالتفاعلات القوية بين الليزر والبلازما [7 – 8]، كما تمت دراسة إمكانية تسريع الإلكترونات بواسطة نبضة ليزر جاوسية في بلازما مغلطة، بالاعتماد على تفاعل حزمة الليزر ذات شدة مرتفعة مع البلازما [9]، إضافة لذلك انصب اهتمام العديد من الباحثين على جوانب مختلفة من هذا المجال، كالدراسة التحليلية والعديد لديناميكيات الحزمة الليزرية وفق المفهوم النسبوي [10]، وتأثير الحزمة الليزرية فائقة الشدة على تسريع الإلكترونات والآلية التي تؤدي إلى توليد طاقة عالية في مسرعات البلازما التي تعتمد على الليزر [11]، إضافة لدراسة تفاعل نبضة ليزر مستقطبة خطياً وذات شدة مرتفعة مع الوسط البلازمي باستخدام حقول كهربائية عرضانية وطولانية صغيرة السعة لمعرفة مدى تأثيراتها على الجسيمات الموجودة في الوسط البلازمي [12]. تزايد الاهتمام بدراسة التفاعل ليزر - بلازما في القرب من الكثافة الحرجة وشبه الحرجة في الآونة الأخيرة من قبل العديد من الباحثين، والتي تفيد في الكشف عن التشتت الجانبي التدريجي للحزمة نتيجة لمعدل التغير في كثافة البلازما، وتبين أن الزيادة في كثافة البلازما يؤدي إلى عدم حدوث تشتت رامان الجانبي [13]، كما وأظهرت حزم البروتون المسرعة والناجمة عن تفاعل ليزر ثاني أكسيد الكربون عالي الطاقة من أجل كثافة قريبة من الكثافة الحرجة للبلازما الذروة الطيفية للبلازما [14].

تم مؤخراً اقتراح نموذج نظري لنقل الطاقة من الليزر إلى الإلكترونات الساخنة في وسط بلازمي كثيف من خلال تغيير كثافة الهدف وسمكه لتحقيق أقصى قدر من كفاءة تحويل طاقة الليزر إلى البلازما [15]. يهدف هذا البحث إلى دراسة انتشار حزمة ليزرية في بلازما تحت الكثافة الحرجة، بأخذ تأثير المقياس الزمني السريع على قرينة الانكسار للوسط البلازمي، والذي ينعكس بدوره على خصائص بارامترات الحزمة الجاوسية المنتشرة كتخصر الحزمة وبقعة الحزمة ونصف قطر تقوسها وطور جوي وغيرها.

أهمية البحث وأهدافه:

تُعد دراسة تفاعل الليزر مع البلازما أمراً بالغ الأهمية في مجال التطبيقات العلمية والعملية. والذي يساهم في تعزيز فهم فيزياء الطاقة العالية، وأبحاث الطاقة الاندماجية، والتطبيقات الطبية والصناعية، كما ويمكن للعلماء من خلال هذا التفاعل تعزيز تقنيات البلازما التي تعتمد على الليزر والتشخيص الأمثل للبلازما، وتطوير مصادر جديدة للحزم الليزرية والجسيمات والمساهمة في تطوير علوم المواد وهندسة الطيران والطاقة المتجددة. يهدف هذا البحث إلى دراسة انتشار حزمة ليزرية في بلازما تحت الكثافة الحرجة تحليلاً وعددياً وإيجاد عبارة قرينة انكسار الوسط البلازمي باستخدام المقياسين الزمنيين السريع والبطيء ومدى تأثير قرينة الانكسار هذه على انتشار الحزمة الجاوسية وتمثيل هذه النتائج بيانياً ومناقشتها والتركيز على أهم النتائج التي تميز هذا البحث عن غيره من الأبحاث في هذا المجال.

طرائق البحث ومواده:

يرتبط انتشار الحزم الليزرية في البلازما بكثافة تدعى بالكثافة الحرجة، الموافقة لكون التردد البلازمي ω_p مساوياً لتردد الحزمة الليزرية الواردة ω_0 على الوسط البلازمي. يمكن للحزمة الليزرية اختراق الوسط البلازمي عند كثافة تحت الكثافة الحرجة، حيث تكون كثافة البلازما n_e أقل بكثير من الكثافة الحرجة n_c أي ($n_c \gg n_e$) وتتعاكس هذه الحزمة عن الوسط البلازمي عند كثافة تدعى بالكثافة فوق الحرجة والمحققة للشرط ($n_c < n_e$). تكون البلازما في هذه الحالة كثيفة للغاية وتعمل كعاكس مثالي للحزمة الليزرية. تعد الكثافة الحرجة بالغة الأهمية في العديد من التطبيقات التكنولوجية كأبحاث الاندماج النووي وأنظمة الاتصالات التي تشتمل على التقنيات القائمة على البلازما، هذا وتلعب كثافة الوسط البلازمي دوراً حاسماً في التحكم في انتشار وامتصاص الأمواج الكهرومغناطيسية، والتي لها أهمية خاصة في مجال التقدم التكنولوجي.

تعرف الكثافة الحرجة عند تحقق المساواة $\omega_p = \omega_0$ بالعلاقة الآتية [14].

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_0 / \mu\text{m}} \quad (1)$$

يمكن إدخال هذه الكثافة في عبارة قرينة الانكسار للوسط البلازمي، التي سنقوم باستخراجها تبعاً من خلال الربط بين متجه الاستقطاب للوسط البلازمي والحقل الكهربائي للموجة الكهرومغناطيسية المنتشرة فيه (الحزمة الليزرية). هذا وتعطى معادلة الموجة الكهرومغناطيسية بالصيغة الآتية [14]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{P}) \right\} \quad (2)$$

يمثل $\vec{E}(x, t)$ الحقل الكهربائي للموجة EM و $\vec{P}(x, t)$ متجه استقطاب البلازما ($\mu \approx \mu_0$) النفاذية المغناطيسية و ϵ_0 : سماحية الخلاء، حيث $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$: سرعة الضوء في الخلاء، يمكن وضع $\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = 0$ نظراً لكون متجه الاستقطاب المعتمد على الزمن t يعتمد على القيمة اللحظية للحقل الكهربائي، على افتراض أن إلكترونات البلازما تستجيب مباشرة للحقل الكهربائي المطبق $\vec{E}(t)$. هذا ويعبر عن متجه الاستقطاب بتابعية الحقل الكهربائي في الحالة اللاخطية للبلازما [16 – 17] بالعلاقة:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \{ \chi_{ij}^1 + \chi_{ij}^2(t, \vec{E}) + \chi_{ij}^3(t, \vec{E}^2) + \dots \} \vec{E}(t) \quad (3)$$

حيث χ_{ij}^1 : السماحية الكهربائية (Electrical permittivity) من المرتبة الأولى والتي تتعلق بطبيعة الوسط، بينما ترتبط المعاملات χ_{ij}^n من مراتب عليا بالحقل الكهربائي [18].

سنحاول هنا تناول هذه المسألة بعد التعبير عن كل من الحقل الكهربائي $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ومتجه الاستقطاب $\vec{P}(t)$ وفقاً للمقياس الزمني السريع (Fast time scale)، والمعبر عنهما على التوالي بـ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ و $\vec{p}(\vec{r}, t)$ نظراً لوجود إلكترونات نشطة عند خضوع البلازما لحزمة ليزيرية، حيث أن الإلكترونات النشطة هي الإلكترونات التي لا تخضع لحالة شبه الاعتدال في البلازما وتتم دراستها وفقاً للمقياس الزمني السريع، وبأخذ القيم المتوسطة لهذين المقدارين يمكن التحول إلى المقياس الزمني البطيء (Slow time scale)، ويرمز لهذين المقدارين وفق هذا المقياس بـ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ و $\vec{p}(\vec{r}, t)$ على التوالي، ويعبر عن العلاقة التي تربط كل من الحقل الكهربائي ومتجه الاستقطاب وفق هذين المقياسين [19] بالعلاقتين الآتيتين على التوالي:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{-i\omega_{pe}t} + c.c \quad ; \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) \cdot e^{-i\omega t} \quad (4)$$

$$\vec{p}(\vec{r}, t) \cong \frac{1}{2} \vec{p}(t, \vec{r}) e^{-i\omega_{pe}t} + c.c \quad ; \quad \vec{p}(t) = \vec{p}_0(\vec{r}, t) \cdot e^{-i\omega t} \quad (5)$$

تم هنا أخذ الحد الأول من العلاقة (3) فقط لأن السماحية الكهربائية من المرتبة الأولى تتعلق بطبيعة الوسط (البلازما)، بحيث تصبح بالصيغة الآتية:

$$\vec{p}(t) = \epsilon_0 x^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (6)$$

يمكن الاستفادة من صلة الوصل بين المقياسين الزمنيين من العلاقتين (4) و (5)، وتعويضها في العلاقة (6) وبأخذ مشتقتها نحصل على الصيغة الآتية:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} &= \epsilon_0 x^{(1)} \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} \vec{E} e^{-i\omega_{pe}t} \right] \\ \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} &= \frac{\epsilon_0}{2} x^{(1)} \left[-i\omega_{pe} \vec{E} + \frac{d\vec{E}}{dt} \right] e^{-i\omega_{pe}t} \\ \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} &= \frac{\epsilon_0}{2} x^{(1)} \left[-i\omega_{pe} - i\omega \right] \vec{E} \cdot e^{-i\omega_{pe}t} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

وبالتالي فإن:

$$\frac{\partial \vec{p}(t)}{\partial t} = -i \frac{\epsilon_0}{2} x^{(1)} (\omega + \omega_{pe}) \vec{E} \cdot e^{-i\omega_{pe}t} \quad (8)$$

يمكن التعبير عن كل من كثافة التيار الإلكتروني ومعادلة الحركة للإلكترونات تحت تأثير حقل كهربائي بالعلاقتين الآتيتين على التوالي:

$$\vec{j} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = -en_e \vec{v}_e \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\vartheta}_e}{\partial t} &= -\frac{e}{m_e} \tilde{E} \\ \tilde{\vartheta}_e &= \left(-\frac{ie}{m_e \omega_{pe}}\right) \tilde{E} \end{aligned} \quad (10)$$

تفيد هاتين العلاقتين في الحصول على سرعة الإلكترون
نجد بعد تعويض هذه السرعة في العلاقة (9) أن:

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = i \frac{e^2 n_e}{m_e \omega_{pe}} \tilde{E} \quad (11)$$

يمكن إعادة كتابة هذه العلاقة وفق المقياس الزمني البطيء بعد الاستفاد من العلاقة (4) كما يلي:

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = i \frac{e^2 n_e}{m_e \omega_{pe}} \tilde{E} e^{-i\omega_{pe} t} \quad (12)$$

نحصل بعد مساواة (12) مع (8) على:

$$x^{(1)} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}(\omega_{pe} + \omega)} \quad (13)$$

تصبح العلاقة (13) في الحالة الخاصة والموافقة لكون $\omega = \omega_0$ بالشكل:

$$x^{(1)} = -\frac{\omega_{pe}}{\omega_0 + \omega_{pe}} \quad (14)$$

تعطى العلاقة التي تربط معامل الانكسار η بالسماحية الكهربائية للوسط البلازمي [14] بالعلاقة:

$$\eta = (1 + x^{(1)})^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

يمكن التعبير عن عبارة قرينة الانكسار η بعد التعويض عن $x^{(1)}$ من العلاقة (14) في العلاقة (15) للحصول على:

$$\eta = \left(1 - \frac{\omega_{pe}}{\omega_0 + \omega_{pe}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

تأخذ هذه العلاقة للحالة $\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \ll 1$ الصيغة $\eta = \left(1 + \frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^{-\frac{1}{2}}$ والتي تكافئ بدورها الصيغة التقريبية:

$$\eta \cong \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right) \quad \& \quad \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} = \frac{n_e}{n_c} \quad (17)$$

يمكن التعبير عن قرينة الانكسار η بتابعية الكثافة النسبية $\left(\frac{n_e}{n_c}\right)$ حسب ما هو وارد في العلاقة (17) بالصيغة الآتية:

$$\eta = \left(1 + \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)^{-\frac{1}{2}} \cong \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right) \quad (18)$$

ترتبط قرينة الانكسار للوسط البلازمي بمعامل الإلكترون النسبوي $\langle \gamma_e \rangle = \sqrt{1 + a_0^2}$ بالعلاقة الآتية [20]:

$$\omega_{rpe} = \frac{\omega_{rpe}}{\sqrt{\langle \gamma_e \rangle}} = \frac{\omega}{\sqrt{(1 + a_0^2)^{1/2}}} \quad (19)$$

تصبح العلاقة (18) بعد أخذ معامل الإلكترون النسبوي في حال كون كثافة البلازما تحت الكثافة الحرجة والموافقة للمراجعة $(0.1n_c < n_e < n_c)$ بالشكل الآتي:

$$\eta \cong \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right) = \left(1 - \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\langle \gamma_e \rangle} \omega_0}\right) = \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{n_e}{\langle \gamma_e \rangle n_c}}\right)$$

بالاستفادة من العلاقة (19) يمكن التعبير عن η بالعلاقة:

$$\eta = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + a_0^2)^{\frac{1}{4}}} \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right) \quad (20)$$

يمكن التعبير عن معامل انكسار (قرينة انكسار η) بوجود اضطراب الموافق لكون:

$$\left. \begin{aligned} n_e &= (n_e + \delta n_e) ; \delta n_e \ll n_e \\ \omega_0 &= (\omega_0 + \delta \omega_0) ; \delta \omega_0 \ll \omega_0 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

تصبح η من أجل $(n_e \ll n_c)$ و $n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2}$ بالصيغة الآتية:

$$\eta = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1}{(1+a_0^2)^{\frac{1}{4}} (\frac{\epsilon_0 m_e}{e^2})^{1/2}} \sqrt{\frac{n_e + \delta n_e}{(\omega_0 + \delta \omega_0)^2}} \right) \quad (22)$$

نحصل بعد نشر هذه العلاقة وفق منشور ثنائي الحد وإهمال حدود المنشور من مراتب عليا على العلاقة الآتية:

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{1}{(1+a_0^2)^{\frac{1}{4}}} \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_e} - \frac{\delta \omega_0}{\omega_0} - \frac{\delta \omega \delta n_{e0}}{\omega_0 n_e} \right) \quad (23)$$

تتضمن هذه العلاقة الحالتين الآتيتين:

الحالة الأولى: $(a_0 < 1)$

يؤخذ ضمن الشرط أعلاه التقريب الموافق لكون $\frac{1}{\sqrt{\langle \gamma_e \rangle}} \approx \sqrt{1 - \frac{a_0^2}{2}}$ ، بحيث تصبح العلاقة (23) كما يلي:

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_e} - \frac{\delta \omega_0}{\omega_0} - \frac{\delta \omega \delta n_{e0}}{\omega_0 n_e} - \frac{a_0^2}{4} \right) \quad (24)$$

الحالة الثانية: $(a_0 > 1)$

توافق هذه الحالة كون $\frac{1}{\sqrt{\langle \gamma_e \rangle}} \approx \sqrt{\left(\frac{1}{a_0^2}\right) \left(1 - \frac{1}{2a_0^2}\right)}$ وبناءً عليه تصبح عبارة قرينة الانكسار في هذه الحالة كما

يلي:

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{1}{a_0^{\frac{1}{2}}} \left(1 + \frac{\delta n_e}{n_e} - \frac{\delta \omega_0}{\omega_0} - \frac{\delta \omega \delta n_{e0}}{\omega_0 n_e} - \frac{1}{4a_0^2} \right) \quad (25)$$

يؤدي ارتباط η بكلٍ من n_e و δn_e و $\delta \omega_0$ إلى التأثير على الحزمة الليزرية أثناء انتشارها عبر البلازما، ويمكن دراسة أحد جوانب هذا التأثير من خلال ما يعرف بالحزم الجاوسية.

الحزم الجاوسية Gaussian beam

تلعب الحزم الليزرية الجاوسية دوراً محورياً في الليزر البصرية، ونظراً لحبوبة هذا الموضوع تزايد الاهتمام بدراسة هذه الحزم في العقود الأخيرة وبصورة خاصة الأنماط الجاوسية من مراتب عليا، والتي تمثل حلاً لمعادلة الموجة المحورانية. هذا وتعد الأنماط الجاوسية من مراتب عليا كنزاً مخبأً نظراً لغناه بالظواهر الموجية والمعاني الفيزيائية. يمكن من خلال الحزم الجاوسية دراسة خصائص الحزم الليزرية وانتشارها، إذ يمكن تمثيل الحزمة الجاوسية بتابع الموجة (Wave Function)، الذي ينتشر وفق بعد واحد ويجمع بين خصائص كلٍ من الموجة المستوية والموجة الكروية، بحيث تمثل الحزمة الجاوسية حلاً هاماً لمعادلة الموجة المحورانية (Paraxial Wave Equation) لهلمهولتز. لدراسة الحزم الجاوسية ننتقل من العبارات الخاصة ببارامترات الحزم الجاوسية والمأخوذة من المرجع [21]، والتي يعبر عنها تبعاً وفق الآتي:

بقعة الحزمة الليزرية $\mathcal{W}(z)$ (Spot size):

تمثل هذه البقعة المسافة الفاصلة بين المحور z والمحل الهندسي للسطح الفاصل بين الحزمة الليزرية والبلازما وهو يتناسب مع عرض الحزمة الليزرية وتزداد هذه المسافة مع ابتعاد الحزمة الليزرية عن بؤرة الحزمة، وتكمن أهمية هذا

البارامتر بارتباطه بانخفاض شدة الحزمة الليزرية بمقدار $(1/e^2)$ من قيمتها العظمى على المحور وسعتها بمقدار $(1/e)$ من قيمتها على المحور، وتعطى بالعلاقة:

$$\mathcal{W}(z) = \mathcal{W}_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (26)$$

\mathcal{W}_0 : أصغر بقعة للحزمة الليزرية عند $(z = 0)$ ، ويدعى بخصر الحزمة.
 z_R : طول رايلي وهو يشير إلى المسافة التي يكون قطر الحزمة خلالها ثابتاً تقريباً، ويعد هذا البارامتر أساسى في وصف الحزم المنتشرة قرب نقاط البؤرة وعلى مسافة تساوي طول رايلي من مستوي البؤرة، والموافق لكون نصف قطر التقوس لجبهة الموجة مساوياً لـ $(2z_R)$. يرتبط z_R بكل من خصر الحزمة \mathcal{W}_0 والطول الموجي للضوء λ بالعلاقة:

$$z_R = \frac{\pi \mathcal{W}_0^2}{\lambda} \quad (27)$$

$R(z)$: نصف قطر تقوس جبهة الموجة عند مسافة z من بؤرة الحزمة، ويكون نصف قطر التقوس هذا غير محدود عند خصر الحزمة، وتصبح جبهة الموجة مستوية في هذه الحالة، ويعبر عنه في الحالة العامة بالعلاقة الآتية:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} = z \sqrt{1 + \frac{z_R^2}{z^2}} \quad (28)$$

طور جوي (Gouy phase): يعبر طور جوي عن إزاحة طور جبهة الموجة قليلاً عن جبهة الموجة بصورة عامة، ويصف تحول الطور عندما يعبر صدر الموجة المنطقة الواقعة وسط الحزمة [22]، ويكون طور جوي محققاً فقط في الحالات الموافقة لكون جبهة الموجة معقدة جداً ويعطى بالعلاقة:

$$\varphi(z) = \tan^{-1}(z/z_R) \quad (29)$$

هذا ويعبر عن شدة الحزمة الليزرية داخل البلازما تحت كثيفة بالعلاقة الآتية:

$$I(r) = I_0 e^{\delta} ; \quad \delta = \frac{-2r^2}{\frac{2z_R}{k} \sqrt{1 + \frac{z_R^2}{z^2}}} \quad (30)$$

يمكن دراسة تأثير قرينة الانكسار على بارامترات الحزم الجاوسية والمعبر عنها في العلاقات (24 – 25)، من خلال ربط بارامترات الحزمة الجاوسية في المعادلات (26 – 30) بالتردد الزاوي ω ، علماً أنه يمكن كتابة z_R بتابعية العدد الموجي كما يلي:

$$z_R = \frac{\kappa \mathcal{W}_0^2}{2} ; \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \eta$$

نحصل على عبارة طول رايلي z_R وذلك بعد التعويض عن $\kappa = \frac{\omega}{c} \eta$ بتابعية قرينة الانكسار في عبارة طول رايلي في العلاقة (27) على:

$$z_R = \frac{\omega \mathcal{W}_0^2}{c^2} \eta = \frac{\omega \mathcal{W}_0^2}{c^2} \left(1 + \frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (31)$$

تستخدم العلاقة (31) للتعبير عن بارامترات الحزم الجاوسية في العلاقات (26) و (28 – 30) كما يلي:

$$\mathcal{W}(z, \omega) = \mathcal{W}_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2c(1 + \frac{\omega_{pe}}{\omega})^{1/2}}{\omega \mathcal{W}_0^2}\right)^2 \cdot z^2} \quad (32)$$

يمكن كتابة $\mathcal{W}(z)$ بتابعية كثافة الإلكترونات والكثافة الحرجة بالعلاقة:

$$\mathcal{W}(z, \omega, n_e) = \mathcal{W}_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2c(1 + \sqrt{\frac{n_e}{n_c}})^{1/2}}{\omega \mathcal{W}_0^2}\right)^2 \cdot z^2} \quad (33)$$

كما يعبر عن تصف قطر الانحناء للحزمة الليزرية بالعلاقة:

$$R(z, \omega) = z \sqrt{1 + \frac{(\frac{\omega W_0^2}{c^2})^2}{(1 + \frac{\omega p e}{\omega})^2 z^2}} \quad (34)$$

تعطى زاوية انحناء الحزمة (طور جوي phase Goey):

$$\varphi(z) = \tan^{-1} \left[\frac{z(1 + \frac{\omega p e}{\omega})^{\frac{1}{2}}}{\frac{\omega W_0^2}{c^2}} \right] = \tan^{-1} \left[\frac{z(1 + \sqrt{\frac{n_e}{n_c}})^{\frac{1}{2}}}{\frac{\omega W_0^2}{c^2}} \right] \quad (35)$$

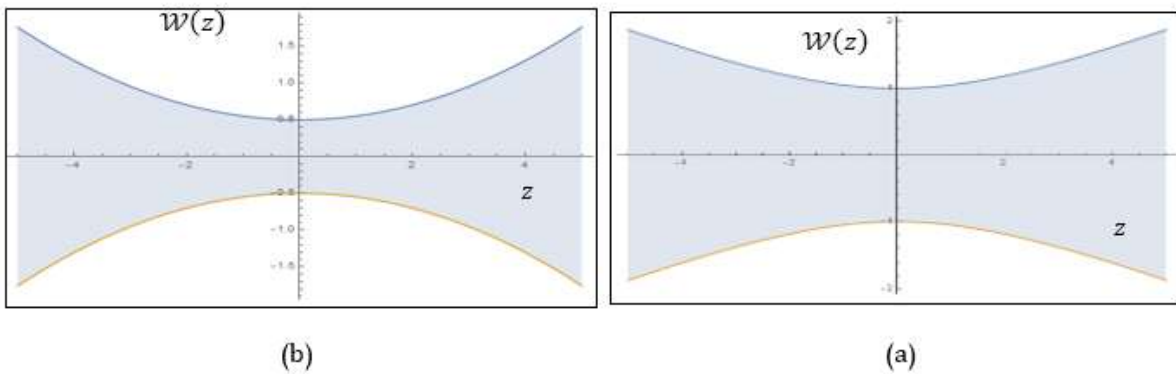
ويعبر عن شدة الحزمة الليزرية بالعلاقة:

$$I(r, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 e^{-\frac{2r^2}{W(z)}} \quad (36)$$

النتائج والمناقشة:

تم في هذا البحث دراسة تفاعل حزمة ليزيرية منتشرة في بلازما تحت الكثافة الحرجة تحليلياً وعددياً، عن طريق الربط بين بارامترات الحزم الجاوسية ومعامل انكسار من جهة وترددات الأنماط الموجية المنتشرة في الوسط البلازمي من جهة أخرى، وللتعمق في هذه الدراسة قمنا بمعالجة عبارة قرينة انكسار للوسط البلازمي وفقاً للمقياسين الزمنيين السريع والبطيء لمعرفة مدى تأثير ذلك على بارامترات الحزم الجاوسية. تم التوصل خلال الدراسة التحليلية إلى إيجاد عبارة السماحية الكهربائية وبالتالي معامل انكسار الوسط البلازمي كما هو وارد في العلاقات (13) و (14) و (24)، والتي تختلف عما تم الحصول عليه في دراسات سابقة [14]، حيث تمكنا من الحصول على العلاقات التي تعبر عن بارامترات الحزم الجاوسية بتابعية كلٍ من التردد الزاوي ω وكثافة الوسط البلازمي كما هو مبين في العلاقات (31 – 36)، والتي تختلف عن نظيراتها في المراجع ذات الصلة [23 – 24 – 25]، وتم رسم المنحنيات البيانية ذات الصلة باستخدام برنامج Mathematica، ويمكن إيضاح ذلك من خلال المنحنيات البيانية.

يبين الشكل (1) تحولات بقعة الحزمة الليزرية بتابعية البعد Z عن بؤرة الحزمة.



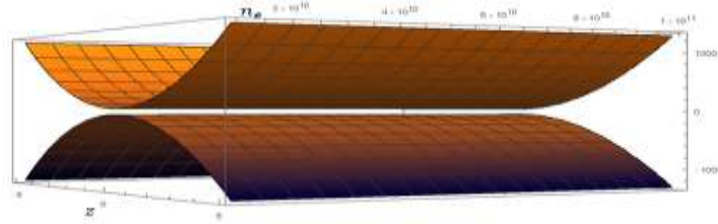
الشكل (1): حجم البقعة الليزرية $W(z)$

الشكل (a-1): حجم البقعة بتابعية z بطول موجة $\lambda = 1 \mu m$ و $W_0 = 1 \mu m$ وفق العلاقة (26)

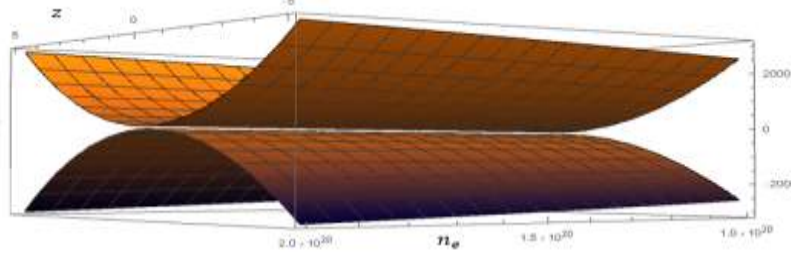
الشكل (b-1): حجم البقعة بتابعية z وتردد زاوي موافق لطول موجة $\lambda = 1 \mu m$ وكثافة الإلكترونات

$$n_e = 10^{21} m^{-3} \quad \text{وفق العلاقة (32)}$$

يلاحظ من الشكل (b-1) تضيق واضح في الحزمة الجاوسية المنتشرة عند أخذ الإلكترونات النشطة بالحسبان، ويتوافق ذلك بتقلص بقعة الحزمة الليزرية مقارنة مع بقعة الحزمة عند إهمال تأثير الإلكترونات النشطة على الحزمة الليزرية الشكل (a-1)، ويبدو هذا الفرق أكثر وضوحاً عند خصر الحزم W_0 ، والذي يؤدي بدوره إلى تزايد التركيز الذاتي لحزمة الليزر. وهذا يسمح بنقل طاقة أعلى و حدوث تفاعلات أكثر كفاءة مع البلازما. تعكس المنحنيات البيانية في الأشكال (2) و (3) و (4) مدى تأثير الكثافة الحرجة على انتشار الحزم الجاوسية في البلازما، والتي تمثل تحولات بقعة الليزر بتابعة كل من الموضع z والكثافة n_e .

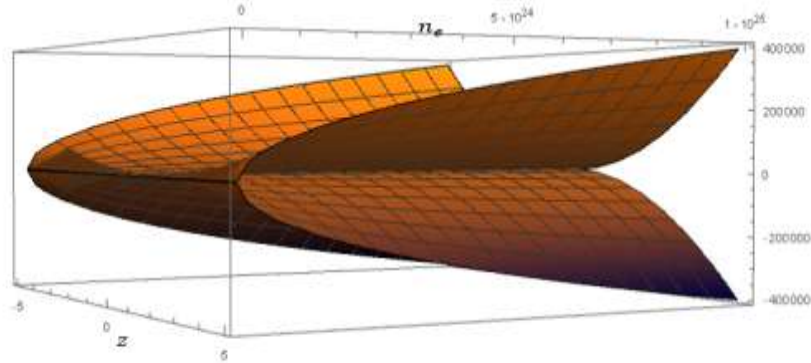


الشكل (٢): حجم البقعة الليزرية فرادياً بتابعة z و n_e الموافقة للحالة تحت الكثافة الحرجة الموافقة لكون: $(n_e < n_c)$



الشكل (٣) يمثل حجم البقعة الليزرية المنتشرة $W(z)$ بدلالة z و n_e

قرب شبه الحرجة $n_c \cong n_e$

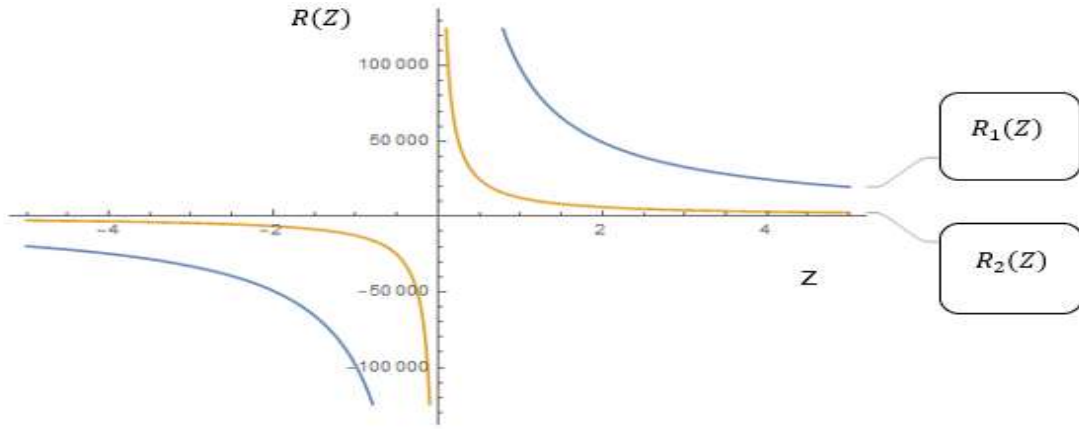


الشكل (٤) يمثل حجم البقعة الليزرية المنتشرة $W(z)$ بدلالة z و n_e حيث:

فوق الحرجة $(n_e > n_c)$

يمثل الشكلان (2) و (3) المحققين للمترابحة $(0.1n_c \cong n_e < n_c)$ انتشار للحزمة الليزرية ضمن نفق ضيق وكلما اقتربت قيمة n_e من قيمة n_c أي من أجل $n_c \cong n_e$ كلما تضيق النفق الذي تتحرك ضمنه الحزمة الليزرية، بينما لا يمكن للحزمة الليزرية الانتشار داخل الوسط البلازمي من أجل قيم للكثافة $(n_e > n_c)$ ، نتيجة لامتناس هذه الأمواج أو عكسها من قبل الوسط البلازمي في هذه الحالة كما هو موضح في الشكل (4).

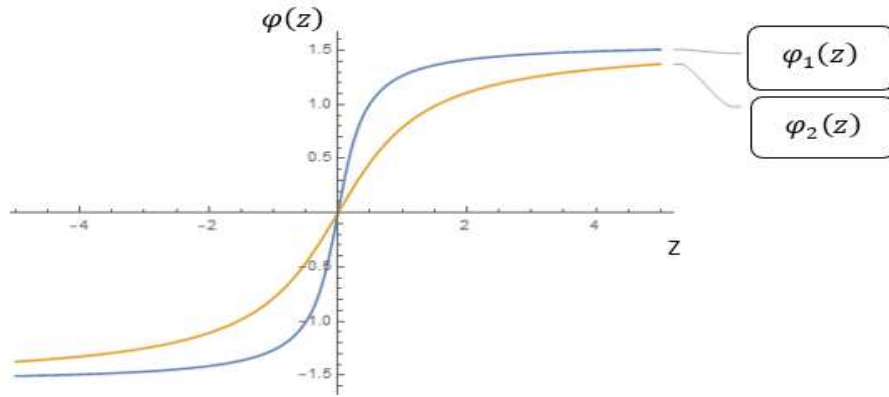
يوضح الشكل (5) نصف قطر انحناء الحزمة $R(z)$ من العلاقتين (28) و (34) بتابعية (z) وكثافة بلازمية تحقق الشرط $(0.1n_c < n_e < n_c)$ وتردد زاوي موافق لطول موجة $\lambda = 1\mu m$.



الشكل (5): نصف قطر انحناء الحزمة $R_1(z)$ المعبر عنها في العلاقة (28) ونصف قطر انحناء الحزمة $R_2(z)$ بعد التعويض عن قيمة n_e و ω المعبر عنها في العلاقة (34)

يتضح من الشكل (5) الفرق الواضح بين المنحنيين $R(z)$ قبل وبعد إجراء تعديل على قرينة انكسار الوسط البلازمي، حيث يتناهي نصف قطر التقوس $R_2(z)$ إلى اللانهاية بصورة أسرع من المنحني $R_1(z)$ ، الأمر الذي يؤدي إلى توسع طول رايلي الذي تنتشر ضمنه الأمواج المستوية على جانبي خصر الحزمة مقارنة بممثلاتها بالنسبة لنصف قطر التقوس $R_1(z)$.

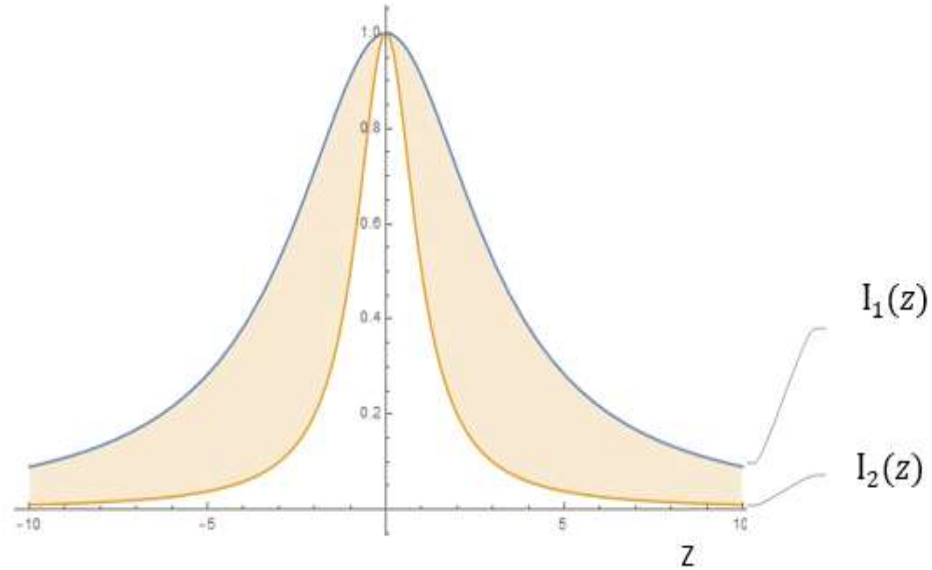
يمثل الشكل (6) طور جوي $\varphi(z)$ من العلاقتين (29) و (35) بتابعية (z) من أجل قيمة للكثافة البلازمية n_e تقع ضمن المجال $(0.1n_c < n_e < n_c)$ وتردد زاوي موافق لطول موجة $\lambda = 1\mu m$.



الشكل (6): زاوية انحناء الحزمة $\varphi_1(z)$ من العلاقة (29) و $\varphi_2(z)$ من العلاقة (35) التعويض عن قيمة n_e و ω

يتضح من الشكل (6) أن قيم زاوية انحناء الحزمة أصبحت أقل مما هي عليه قبل إجراء تعديل على قرينة الانكسار، ويعود السبب في ذلك إلى أخذ تأثير الإلكترونات النشطة بالحسبان، والتي تتحرك باتجاه انتشار الحزمة الجاوسية، والذي يؤدي بدوره إلى تركيز الحزمة في البلازما. تم رسم الشدة الضوئية في الشكل (7) بعد تطبيق العلاقتين (29) و

(35) بتابعية (z) على التوالي، حيث (I_2 & $I_1: w_0 = 1\mu m, \lambda = 1\mu m$) ومن أجل قيمة للكثافة البلازمية n_e تقع ضمن المجال ($0.1n_c < n_e < n_c$) وتردد زاوي موافق لطول موجة $\lambda = 1\mu m$.



الشكل (٧): الشدة الضوئية $I_1(z)$ من العلاقة (30) و $I_2(z)$ من العلاقة (37) بعد التعويض عن قيمة n_e و ω

نلاحظ من الشكل (7) أن الحزمة الليزرية تصبح أقل تركيزاً كلما ابتعدت عن مركز الحزمة. تُعرف هذه الظاهرة باسم انحراف الحزمة، حيث تتقارب الحزمة الليزرية باتجاه نقطة مركزية، مما يؤدي إلى تضيق عرض الحزمة الليزرية. كما يلاحظ أن المقطع العرضي للحزمة $I_2(z)$ أقل من المقطع العرضي $I_1(z)$ ، الأمر الذي يؤدي إلى إبراز أهمية تأثير الإلكترونات النشطة على جعل الحزمة الليزرية أكثر تركيزاً وتأثيراً.

الاستنتاجات التوصيات:

تم خلال هذا البحث دراسة انتشار حزمة جاوسية في بلازما كثافتها تحت الكثافة الحرجة والتغيرات التي طرأت على بارامترات الحزم الجاوسية ومدى تأثير قرينة الانكسار على هذه التغيرات وتوصلنا إلى الآتي:

- 1- إيجاد كلٍ من عبارة السماحية الكهربائية وقرينة الانكسار لبلازما تحت الكثافة الحرجة باعتماد المقياسين الزمنيين السريع والبطيء.
- 2- إيجاد العلاقة التي تربط قرينة الانكسار بكلٍ من كثافة الوسط والكثافة الحرجة.
- 3- الحصول على العلاقات الخاصة ببارامترات الحزم الجاوسية بتابعية كلٍ من كثافة البلازما تحت الحرجة من جهة وتردد الأنماط الموجية المنتشرة في الوسط البلازمي من جهة أخرى.
- 4- تم الحصول على تضيق واضح في منحنيات الحزم الجاوسية وبارامتراتها مقارنة بمثيلاتها في دراسات سابقة، ويعود ذلك إلى أخذ المقياس الزمني السريع في هذه الدراسة بالحسبان، والذي يساهم في إبراز دور كلٍ من قرينة الانكسار اللاخطية والإلكترونات النشطة المتحركة مع الحزمة بسرعة قريبة من سرعة الضوء، والذي يؤدي بدوره إلى

تغير كتلتها، بحيث تلعب هذه العوامل إضافة لعوامل أخرى دوراً هاماً في التأثير على سلوك الحزمة الليزرية المنتشرة في البلازما.

5- نوصي بمتابعة هذه الدراسة من أجل مراتب أعلى للسماحية الكهربائية في عبارة منجه الاستقطاب.

References:

- [1] ROMANIUK, Ryszard S. Free electron laser infrastructure in Europe 2012. In: Laser Technology 2012: Progress in Lasers. SPIE, 2013. p. 125-139.
- [2] KIRKWOOD, R. K., et al. A review of laser-plasma interaction physics of indirect-drive fusion. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2013, 55.10: 103001.
- [3] HABIBI, Mahdi; DAVOODIANIDALIK, Majid. Self-focusing of high-power laser beam through plasma. In: High Power Laser Systems. IntechOpen, 2018.
- [4] Khazanov, G. V., & Krivorutsky, E. N. (2013). Ponderomotive force in the presence of electric fields. Physics of Plasmas, 20(2).
- [5] Singh, A. K., & Chandra, S. (2017). Electron acceleration by ponderomotive force in magnetized quantum plasma. Laser and Particle Beams, 35(2), 252-258.
- [6] SEEMANN, Omri, et al. Refractive plasma optics for relativistic laser beams. Nature Communications, 2023, 14.1: 3296.
- [7] JOSHI, C. The nonlinear optics of plasmas. Physica Scripta, 1990, 1990.T30: 90.
- [8] ESAREY, Eric; SCHROEDER, Carl B.; LEEMANS, Wim P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. Reviews of modern physics, 2009, 81.3: 1229.
- [9] Sharma, A., & Tripathi, V. K. (2009). Ponderomotive acceleration of electrons by a laser pulse in magnetized plasma. Physics of Plasmas, 16(4).
- [10] SHARMA, Ashutosh; KOURAKIS, I. Spatial evolution of a q-Gaussian laser beam in relativistic plasma. Laser and Particle Beams, 2010, 28.3: 479-489.
- [11] PATHAK, Naveen Chandra. Laser Pulse Propagation in Plasmas and its implication on frequency up-shift and electron acceleration. 2011.
- [12] Arefiev, A. V., Khudik, V. N., Robinson, A. P. L., Shvets, G., Willingale, L., & Schollmeier, M. (2016). Beyond the ponderomotive limit: Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas. Physics of Plasmas, 23(5).
- [13] ETTLINGER, Oliver. Studies of near-critical density laser plasma interactions for ion acceleration. 2018. PhD Thesis. Imperial College London.
- [14] ARUNACHALAM, Ajay, et al. Investigation of laser-plasma interactions at near-critical densities. 2018. PhD Thesis.
- [15] VLADISAVLEVICI, I. M.; VIZMAN, D.; D'HUMIÈRES, E. Theoretical investigation of the interaction of ultra-high intensity laser pulses with near critical density plasmas. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2023, 65.4: 045012.
- [16] BOYD, Robert W.; GAETA, Alexander L.; GIESE, Enno. Nonlinear optics. In: Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics. Cham: Springer International Publishing, 2008. p. 1097-1110.
- [17] RAVI, Koustuban, et al. Cascaded parametric amplification for highly efficient terahertz generation. Optics letters, 2016, 41.16: 3806-3809.
- [18] GRIFFITH, D. J. Introduction to Electrodynamics Pearson Education. Inc, USA, 2007.
- [19] R.O.Dendy, Plasma Dynamics, Oxford University Press INC. New Yourk, 1994.

- [20]LEFEBVRE, Erik; BONNAUD, Guy. Transparency/opacity of a solid target illuminated by an ultrahigh-intensity laser pulse. Physical review letters, 1995, 74.11: 2002.
- [21] MILONNI, Peter W.; EBERLY, Joseph H. Laser physics. John Wiley & Sons, 2010.
- [22]ALDA, Javier. Laser and Gaussian beam propagation and transformation. Encyclopedia of optical engineering, 2003, 999: 1013-1013.
- [23]MIZUYAMA, Y. Understanding the paraxial gaussian beam formula. COMSOL Blog [online]. 2016. 2021.
- [24]LEVY, Uri; SILBERBERG, Yaron; DAVIDSON, Nir. Mathematics of vectorial Gaussian beams. Advances in Optics and Photonics, 2019, 11.4: 828-891.
- [25]VAVELIUK, Pablo; RUIZ, Beatriz; LENCINA, Alberto. Limits of the paraxial approximation in laser beams. Optics letters, 2007, 32.8: 927-929.