

## تأثير قوة الاستقطاب على التصادم الرأسي بين الأمواج السوليتونية الصوتية في البلازما المغبرة

د. نجاح قبلان \*

د. محمود أحمد \*\*

علي أسد \*\*\*

(تاريخ الإيداع 2019/ 4/16. قبل للنشر في 2019/ 9/ 12)

### □ ملخص □

جرى في هذا البحث دراسة تأثير قوة الاستقطاب على التصادم الرأسي بين الأمواج السوليتونية الصوتية في بلازما مغبرة، مكونة من إلكترونات وأيونات خاضعة لتوزيع مكسويل بولتزمان وحببيات غبار مشحونة بشحنة سالبة. استخدمت طريقة (بونكاريه - ليثل - كو) (PLK) بهدف اختزال جملة معادلات المائع الغباري بمعادلاتي كورديفيك دي فريس (KdV)، لهما حلول سوليتونية تمثل السوليتونين المتصادمين. كما تمكننا هذه الطريقة من الحصول على سرعة طور السوليتونين وعلى الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم. تبين من خلال هذا البحث أن قوة الاستقطاب تعدل بنحو كبير في سعة السوليتونات المتصادمة وعرضها، كما تؤثر في الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم. و تبين أن نسبة درجة الحرارة الأيونية إلى الإلكترونية تؤثر أيضاً في سلوك السوليتونات المتصادمة. يمكن استخدام النتائج التي جرى التوصل إليها في هذه الدراسة لفهم تصادم الأمواج السوليتونية الذي قد يحدث في البلازما، في حالات وجود شوائب الغبار.

**الكلمات المفتاحية:** بلازما مغبرة - قوة الاستقطاب - طريقة (بونكاريه - ليثل - كو) - معادلة كورديفيك دي فريس.

\* أستاذ في قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.  
\*\* أستاذ في قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.  
\*\*\* طالب دراسات عليا (دكتوراه) - اختصاص فيزياء نظرية - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

## Effect of polarization force on head on collision between acoustic solitary waves in dusty plasma

Dr.Najah Kabalan \*  
Dr.Mhmoud Ahmad \*\*  
Ali Asad \*\*\*

(Received 16 /4/2019. Accepted 12/9 /2019)

### □ ABSTRACT □

In this research, The effect of polarization force was studied on head-on collision of acoustic solitary waves in dusty plasma with Boltzmann distributed electrons and ions, and negatively charged dust grains. Two opposite directional Kortewg-de-vries (KdV) equations and phase speed are derived and the phase shift due to collision is obtained using the extended version of Poincare´-Lighthill-Kuo method.

It is found that polarization force plays a significant role on amplitude, width of colliding solitary waves, In addition to the phase shifts resulting from the collision. In addition, is the ratio of ion temperature and electron temperature effect on behavior of colliding solitons.

The obtained results from this study can be used to understand the solitary waves collision that may occur in plasma with dust impurities situations.

**Keyword:** dusty plasma, polarization force, Poincare´-Lighthill-Kuo method, Kortewg-de-vries (KdV) equation.

---

\*Professor\_Physics department\_college of Science\_Tishreen University\_Lattakia\_Syria .

\*\* Professor\_Physics department\_college of Science\_Tishreen University\_Lattakia\_Syria .

\*\*\*Postgraduate\_Physics department\_college of Science\_Tishreen University\_Lattakia\_Syria .

## مقدمة

تزايد الاهتمام بدراسة الظواهر اللاخطية في البلازما المغبرة بسبب وجود الغبار في مختلف البيئات الفضائية والفلكية، على سبيل المثال، الحلقات الكوكبية والمذنبات والغلاف الأيوني للأرض، والسحب الجزيئية بين النجوم [1,2,3].

وفي فترة لاحقة تعود إلى أواخر القرن الماضي جرى التركيز على دراسة البلازما المغبرة مخبرياً نظراً للتطبيقات التكنولوجية العديدة في مجال الصناعة؛ إذ عُثر على حبيبات الغبار في عمليات تصنيع الرقائق الإلكترونية باستخدام النقش البلازما، كما أنها فتحت مجال أبحاث جديد يربط بين حقول فيزياء البلازما والمادة المكثفة وعلم البلورات بعد اكتشاف إمكانية تبلور الحبيبات (التي تكون درجة حرارتها منخفضة بالنسبة إلى درجة حرارة المكونات الأخرى) في بنية بلورية تسمى بلورة البلازما أو بلورة كولوم [4,5].

تعرف البلازما المغبرة بأنها: عبارة عن غاز متأين يحتوي على حبيبات غبار مشحونة تتراوح أحجامها بين عشرات نانومتر ومئات الميكرونات. ويمكن اعتبار البلازما مغبرة عند تحقق الشرط  $r_d \ll a < \lambda_D$ ، حيث  $r_d$  نصف قطر الحبيبة،  $a$  متوسط المسافة بين الحبيبات،  $\lambda_D$  طول ديبياي. ويؤدي التفاعل بين حبيبات الغبار ومكونات البلازما الأخرى (إلكترونات - أيونات) إلى شحن حبيبات الغبار.

يساهم وجود حبيبات الغبار في البلازما في إثارة أنماط جماعية جديدة (الأمواج الصوتية الغبارية (Dust-acoustic (DA) - الأمواج الصوتية الأيونية الغبارية (Dust-ion-acoustic (DIA)) والبنى المترابطة اللاخطية (الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية (Dust-acoustic solitary (DAS)) - الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية الغبارية (Dust-ion-acoustic solitary (DAIS)) في البلازما المغبرة.

تخضع حبيبات الغبار في البلازما المغبرة للعديد من القوى الطبيعية، كالقوة الكهربائية وقوة السحب الأيونية (ion drag force) وقوة التدرج الحراري (thermophoretical force) وقوة الجاذبية [6,7]، وتعد القوة الكهربائية الأكثر تأثيراً بسبب الشحنة الكبيرة التي يحملها سطح حبيبات الغبار.

تعطى القوة الكهربائية بالشكل الآتي:

$$F_e = -q_a \nabla \phi \quad (1)$$

حيث  $\phi$  الكمون الكهربائي الساكن،  $q_a$  شحنة الغبار. نشر كل من Hamaguchi and Farouki ورقنتين تتاولا فيهما مفهوم قوة الاستقطاب وتأثيرها على البلازما المغبرة غير المنتظمة (nonuniform) [8,9]. تنشأ قوة الاستقطاب عن تشوه شكل غمد ديبياي (Debye sheath) المتشكل حول حبيبات الغبار والتي يعبر عنها بالعلاقة الآتية [10]:

$$F_p = -\frac{q_a^2 \nabla \lambda_D}{2\lambda_D^2} \quad (2)$$

حيث:  $\lambda_D = \frac{\lambda_{Di}}{\sqrt{1 + (\frac{\lambda_{Di}}{\lambda_{De}})^2}}$  طول ديبياي الغباري،  $\lambda_{Di(e)}$  طول ديبياي الأيوني (الإلكتروني).

درس العديد من الباحثين خصائص الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية بما فيها تصادم هذه الأمواج مع بعضها في البلازما المغبرة. حيث قام Ghosh et al سنة 2011 بدراسة التصادم الرأسي بين الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية في بلازما مغبرة غير ممغنطة مكونة من أربعة مكونات، إلكترونات خاضعة لتوزع بولتزمان وأيونات غير حرارية (nonthermal)؛ ونوعين من حبيبات الغبار المشحونة بشحنة سالبة وموجبة باستخدام طريقة بوناكريه -

ليتل - كو (Poincaré-Lighthill-Kuo)، وجرى التوصل من خلال هذه الدراسة إلى أن الأيونات غير الحرارية تلعب دوراً مهماً في تصادم الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية؛ حيث تؤثر في الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم [11].

درس Ghorui et al سنة 2012 التصادم الرأسي بين الأمواج السوليتونية الصوتية الأيونية الغبارية في بلازما مغبرة كوانتية ممغنطة، لاحظوا أن الانزياحات الطورية تتأثر تأثيراً كبيراً بالبارامتر الكمي التواتر السيلكتروني الغباري ونسبة كثافة الإلكترونات إلى الأيونات [12].

درس Jaiswal et al سنة 2014 التصادم الرأسي بين الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية في بلازما مغبرة مرتبطة بقوة، وتبين من خلال هذه الدراسة وجود تغير كبير في انزياح الطور في جمل البلازما شديدة الارتباط مقارنة بالبلازما ضعيفة الارتباط [13].

قام كل من K. Bentabet et al بدراسة تأثير قوة الاستقطاب على طاقة السوليتونات المنتشرة في البلازما المغبرة. وتبين أن هذه الطاقة تنخفض بازدياد تأثيرات تفاعل استقطاب حبيبات الغبار - البلازما؛ هذا يعني أنه عندما تقترب قيمة قوة الاستقطاب من قيمة القوة الكهربائية تنخفض الطاقة الكلية المؤثرة على الحبيبات وبالتالي تعاني طاقة السوليتون من الاستنزاف [14].

درس كل من Kuldeep Singh et al التصادم الرأسي بين عدة سوليتونات صوتية غبارية في بلازما مغبرة غير متوازنة حرارياً تخضع فيها الأيونات للتوزيع فائق الحرارة (supertherma) أو التوزيع غير الحراري (nontherma). وتبين أن بارامتر الفائقية الحرارية للأيونات والبارامتر غير الحراري يزدادان بتناقص قيمة بارامتر الاستقطاب. استخدمت في الدراسة طريقة بوناكريه - ليتل - كو بهدف الحصول على معادلات كورديفيك - دي فريس (KdV) وطريقة هيروتا بهدف الحصول على حل عدة سوليتونات لكل معادلة (KdV) [15].

### أهمية البحث وأهدافه

يتوقع أن تلعب قوة الاستقطاب دوراً مهماً في فهم سلوك الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية في حالة التصادم الرأسي. سنتطرق في هذا البحث إلى دراسة تأثير قوة الاستقطاب على الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية المتصادمة انطلاقاً من معادلات نموذج المائع الغباري. سنستخدم في دراستنا طريقة بوناكريه - ليتل - كو (PLK) بهدف اختزال جملة معادلات المائع الغباري بمعادلاتي كورديفيك دي فريس، التي لها حلول سوليتونية تمثل الأمواج السوليتونية المتصادمة، كما سيتم الحصول باستخدام هذه الطريقة على الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم.

### طرائق البحث ومواده

نفترض جملة بلازما مغبرة متوازنة حرارياً مكونة من إلكترونات وأيونات خاضعة لتوزيع مكسويل بولتزمان و حبيبات غبار مشحونة بشحنة سالبة لذلك يتشكل غمد ديباي من الأيونات موجبة الشحنة. تعطى كثافة الأيونات والإلكترونات الخاضعة لتوزيع مكسويل بولتزمان وفق العلاقتين الآتيتين:

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\phi}{K_B T_i}\right) \quad (3)$$

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{K_B T_e}\right) \quad (4)$$

بتعويض (3) في (2) تأخذ قوة الاستقطاب الشكل الآتي [16]:

$$F_p = -\frac{q_d^2 e}{16\pi\epsilon_0 \lambda_D K_B T_i} \left(1 - \frac{T_i}{T_e}\right) \nabla \phi \quad (5)$$

تُدْرَسُ الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية باستخدام معادلات المائع الغباري التي تتكون من معادلة الاستمرارية ومعادلة الحركة ومعادلة بواسون حيث تعطى معادلة الاستمرارية لحبيبات غبار الوسط المدروس بالشكل الآتي:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d \vartheta_d)}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

وتعطى معادلة الحركة بالشكل الآتي:

$$\frac{\partial \vartheta_d}{\partial t} + \vartheta_d \frac{\partial \vartheta_d}{\partial x} = \chi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (7)$$

وتختتم المعادلات بمعادلة بواسون:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \mu_e n_e + n_d - \mu_i n_i \quad (8)$$

حيث  $\chi = 1 - R$ ، حيث  $R$  يسمى بارامتر الاستقطاب ويمثل تأثيرات تفاعل استقطاب بلازما - جسيم على حبيبات الغبار ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$R = \frac{|q_d| e}{16\pi\epsilon_0 \lambda_D K_B T_i} \left(1 - \frac{T_i}{T_e}\right) \quad (9)$$

سنوجد فيما يلي صيغة يمكن من خلالها التعبير عن بعض المقادير الفيزيائية في المعادلات (6) - (8)، بحيث تصبح بدون أبعاد، وذلك بنسب المقدار الفيزيائي المراد تنظيمه إلى مقدار فيزيائي آخر له نفس الأبعاد. وبالتالي يمكن تنظيم المقادير الفيزيائية كالكتافة والسرعة والموضع والزمن والكمون الكهربائي الساكن كالتالي:

$$n_d \rightarrow \frac{n_d}{n_{d0}}, \quad \Phi \rightarrow \frac{e\phi}{K_B T_i}, \quad \vartheta_d \rightarrow \frac{\vartheta_d}{C_D}, \quad x \rightarrow \frac{x}{\lambda_D}, \quad t \rightarrow t\omega_{pd}$$

حيث:  $C_D = \left(\frac{Z_d K_B T_i}{m_d}\right)^{1/2}$  سرعة الصوت الغبارية و  $\lambda_D = \left(\frac{K_B T_i}{n_{d0} Z_d e^2}\right)^{1/2}$  طول ديبياي الغباري،  $\omega_{pd} = \left(\frac{n_{d0} Z_d^2 e^2}{m_d}\right)^{1/2}$  التواتر البلازمي الغباري، نحصل على المعادلات بدون الأبعاد الآتية:

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d \vartheta_d)}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \vartheta_d}{\partial t} + \vartheta_d \frac{\partial \vartheta_d}{\partial x} = \chi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \mu_e \exp(\sigma_i \phi) + n_d - \mu_i \exp(-\phi) \quad (12)$$

حيث:  $\mu_e = n_{e0}/Z_d n_{d0}$ ،  $\mu_i = n_{i0}/Z_d n_{d0}$  و  $\mu_i = \mu_e + 1$  نحصل عليها من حالة شبه الاعتدال  $\sigma_i = T_i/T_e$ ،  $n_{i0} = n_{e0} + Z_d n_{d0}$ .

طريقة بونكاريه - ليثيل - كو (PLK) و معادلات (KdV):

لنفرض وجود اثنتين من الأمواج السوليتونية الصوتية الغبارية (DASWs) تتحركان باتجاهين متعاكسين وتتصادمان مع بعضهما البعض، وقد يؤدي هذا التصادم إلى تغيير الانزياحات الطورية (phase shifts). سنستخدم طريقة (PLK) الاضطرابية لدراسة تأثيرات التصادم. بفرض المتحولات التابعة الآتية:

$$\begin{aligned}\xi &= \varepsilon(x - c_1 t) + \varepsilon^2 P_0(\eta, \tau) + \varepsilon^3 P_1(\xi, \eta, \tau) + \dots \\ \eta &= \varepsilon(x + c_2 t) + \varepsilon^2 Q_0(\eta, \tau) + \varepsilon^3 Q_1(\xi, \eta, \tau) + \dots \\ \tau &= \varepsilon^3 t\end{aligned}\quad (13)$$

حيث  $\varepsilon$  بارامتر اضطرابي صغير، يمكن تمثيل مسارات DASWs المتصادمة من خلال المتغيرين  $\xi$  و  $\eta$ . كما سيتم تحديد الكميات  $P_0(\eta, \tau)$  و  $Q_0(\eta, \tau)$  وسرعتي طور الموجتين السوليتونين  $c_1$  و  $c_2$  لاحقاً. يمكن نشر الكميات الفيزيائية (الكثافة، السرعة، الكمون الكهربائي) في سلسلة قوى كالتالي:

$$\begin{aligned}n_d &= 1 + \varepsilon^2 n_{d1} + \varepsilon^3 n_{d2} + \varepsilon^4 n_{d3} + \dots \\ \vartheta_d &= \vartheta_0 + \varepsilon^2 \vartheta_1 + \varepsilon^3 \vartheta_2 + \varepsilon^4 \vartheta_3 + \dots \\ \Phi &= \varepsilon^2 \Phi_1 + \varepsilon^3 \Phi_2 + \varepsilon^4 \Phi_3 + \dots\end{aligned}\quad (14)$$

بتعويض (13) و (14) في جملة المعادلات (12) - (10) ومساواة أمثال  $\varepsilon^2$  نحصل على

المعادلات الآتية:

$$\Phi_1 = \Phi_\xi(\xi, \tau) + \Phi_\eta(\eta, \tau) \quad (15)$$

$$n_1 = -(\mu_e \sigma_i + \mu_i) [\Phi_\xi(\xi, \tau) + \Phi_\eta(\eta, \tau)] \quad (16)$$

$$\vartheta_1 = -\frac{\chi}{(c_1 - \vartheta_0)} \vartheta_\xi + \frac{\chi}{(\vartheta_0 + c_2)} \vartheta_\eta \quad (17)$$

بحل جملة المعادلات (17) - (15) نحصل على سرعة طور الموجة السوليتونية الصوتية الغبارية

الأولى:

$$c_1 = \left(\frac{\chi}{\mu_e \sigma_i + \mu_i}\right)^{\frac{1}{2}} + \vartheta_0 \quad (18)$$

وسرعة طور الموجة السوليتونية الصوتية الغبارية الثانية:

$$c_2 = \left(\frac{\chi}{\mu_e \sigma_i + \mu_i}\right)^{\frac{1}{2}} - \vartheta_0 \quad (19)$$

كما نحصل بمساواة أمثال  $\varepsilon^3$  بالصفري على المعادلات الآتية:

$$\Phi_2 = \Phi_\xi(\xi, \tau) + \Phi_\eta(\eta, \tau) \quad (20)$$

$$n_2 = -(\mu_e \sigma_i + \mu_i) [\Phi_\xi(\xi, \tau) + \Phi_\eta(\eta, \tau)] \quad (21)$$

$$\vartheta_2 = -\frac{\chi}{(c_1 - \vartheta_0)} \vartheta_\xi + \frac{\chi}{(\vartheta_0 + c_2)} \vartheta_\eta \quad (22)$$

وبمساواة أمثال  $\varepsilon^4$  و  $\varepsilon^5$  بالصفري أيضاً، وبلاستفادة من المعادلات (22) - (15) نحصل على

المعادلة الآتية:

$$\begin{aligned}2 \left( \frac{\chi \left(k - \frac{3}{2}\right)}{\mu_e \sigma_i \left(k - \frac{3}{2}\right) + \mu_i \left(k - \frac{1}{2}\right)} \right) \frac{\partial^2 \vartheta_3}{\partial \xi \partial \eta} \\ = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \tau} + A \Phi_\xi \frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \Phi_\xi}{\partial \xi^3} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \tau} - A \Phi_\eta \frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \eta} - B \frac{\partial^3 \Phi_\eta}{\partial \eta^3} \right) \\ + \left( C \frac{\partial P_0}{\partial \eta} + D \Phi_\eta \right) \frac{\partial^2 \Phi_\xi}{\partial \xi^2} \\ - \left( C \frac{\partial Q_0}{\partial \xi} + D \Phi_\xi \right) \frac{\partial^2 \Phi_\eta}{\partial \eta^2}\end{aligned}\quad (23)$$

نكامل بالنسبة إلى  $\xi$  و  $\eta$

$$\begin{aligned}
 & 2 \left( \frac{\chi \left( k - \frac{3}{2} \right)}{\mu_e \sigma_i \left( k - \frac{3}{2} \right) + \mu_i \left( k - \frac{1}{2} \right)} \right) \vartheta_3 \\
 & = \int \left( \frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \tau} + A \Phi_\xi \frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \Phi_\xi}{\partial \xi^3} \right) d\eta \\
 & + \int \left( \frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \tau} - A \Phi_\eta \frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \eta} - B \frac{\partial^3 \Phi_\eta}{\partial \eta^3} \right) d\xi + \iint \left( C \frac{\partial P_0}{\partial \eta} + D \Phi_\eta \right) \frac{\partial^2 \Phi_\xi}{\partial \xi^2} d\xi d\eta \\
 & - \iint \left( C \frac{\partial Q_0}{\partial \xi} + D \Phi_\xi \right) \frac{\partial^2 \Phi_\eta}{\partial \eta^2} d\xi d\eta \quad (24)
 \end{aligned}$$

حيث:

$$\left. \begin{aligned}
 A &= \frac{1}{E} \left[ - \left( \frac{\mu_e \sigma_i + \mu_i}{\chi} \right)^2 (2\chi + 1) + 2 \left( \frac{\mu_e \sigma_i^2 - \mu_i}{2} \right) \right] \\
 B &= \frac{1}{E} \\
 C &= \frac{1}{2} \left( \frac{\chi}{\mu_e \sigma_i + \mu_i} \right) [1 + \chi] \\
 D &= \frac{1}{E} \left[ \left( \frac{\mu_e \sigma_i + \mu_i}{\chi} \right)^2 + 2 \left( \frac{\mu_e \sigma_i^2 - \mu_i}{2} \right) \right] \\
 E &= 2 \left( \frac{\mu_e \sigma_i + \mu_i}{\chi} \right)^{\frac{3}{2}}
 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

الحد الأول من الجانب الأيمن في المعادلة (24) متناسب مع  $\eta$  لأن التكامل مستقل عن  $\eta$ ، والحد الثاني من

الجانب الأيمن في المعادلة (24) متناسب مع  $\xi$  لأن التكامل مستقل عن  $\xi$ ،

$$\frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \tau} + A \Phi_\xi \frac{\partial \Phi_\xi}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 \Phi_\xi}{\partial \xi^3} \quad (26)$$

$$\frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \tau} - A \Phi_\eta \frac{\partial \Phi_\eta}{\partial \eta} - B \frac{\partial^3 \Phi_\eta}{\partial \eta^3} \quad (27)$$

نلاحظ أن للمعادلتين (26) و (27) نفس معاملات اللاخطية  $A$  (nonlinear) والتبديد  $B$  (dispersion).

نحصل من الحدين الثالث والرابع على المعادلتين الآتيتين:

$$C \frac{\partial P_0}{\partial \eta} = -D \Phi_\eta \quad (28)$$

$$C \frac{\partial Q_0}{\partial \xi} = -D \Phi_\xi \quad (29)$$

تعطى حلول المعادلتين (26) و (27) بالصيغة الآتية:

$$\Phi_\xi = \Phi_A \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{A \Phi_A}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \xi - \frac{1}{3} A \Phi_A \tau \right) \right] \quad (30)$$

$$\Phi_\eta = \Phi_B \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{A \Phi_B}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \eta + \frac{1}{3} A \Phi_B \tau \right) \right] \quad (31)$$

حيث:  $\Phi_A = \frac{3u_0}{A}$  سعة الموجة الأولى،  $\Phi_B = \frac{3U_0}{A}$  سعة الموجة الثانية. تحسب الانزياحات الطورية الناتجة

عن التصادم من المعادلتين (28) و (29) وفق الشكل الآتي:

$$P_0(\eta, \tau) = -\frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_B}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \tanh \left( \left( \frac{A\Phi_B}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \eta + \frac{1}{3} A\Phi_B\tau \right) \right) + 1 \right] \quad (32)$$

$$Q_0(\xi, \tau) = -\frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_A}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \tanh \left( \left( \frac{A\Phi_A}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \xi - \frac{1}{3} A\Phi_A\tau \right) \right) - 1 \right] \quad (33)$$

بتعويض (32) و (33) في (13) نحصل على مسارات الأمواج السوليتونية المتصادمة:

$$\xi = \varepsilon(x - c_1 t) - \varepsilon^2 \frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_B}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \tanh \left( \left( \frac{A\Phi_B}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \eta + \frac{1}{3} A\Phi_B\tau \right) \right) + 1 \right] + O(\varepsilon^3) \quad (34)$$

$$\eta = \varepsilon(x + c_2 t) - \varepsilon^2 \frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_A}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ \tanh \left( \left( \frac{A\Phi_A}{12B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \xi - \frac{1}{3} A\Phi_A\tau \right) \right) - 1 \right] + O(\varepsilon^3) \quad (35)$$

للحصول على الانزياحات الطورية الناتجة عن تصادم السوليتونين، نفرض أن السوليتونين (1) و (2) بعيدان عن بعضهما في اللحظة الابتدائية ( $t = -\infty$ )، بحيث يوجد السوليتون (1) في ( $\xi = 0, \eta = -\infty$ ) والسوليتون (2) في ( $\eta = 0, \xi = +\infty$ ). يبتعد السوليتونين بعد التصادم ( $t = +\infty$ ) عن بعضهما من جديد، هذا يعني أن السوليتون (1) يكون في ( $\xi = 0, \eta = +\infty$ ) والسوليتون (2) في ( $\eta = 0, \xi = -\infty$ ). باستخدام المعادلات (34) و (35) نحصل على الانزياحات الطورية  $\Delta P_0$  و  $\Delta Q_0$  كالآتي:

$$\Delta P_0 = \varepsilon(x - c_1 t)|_{\xi=0, \xi=+\infty} - \varepsilon(x - c_1 t)|_{\xi=0, \xi=-\infty}$$

$$\Delta Q_0 = \varepsilon(x + c_2 t)|_{\eta=0, \xi=+\infty} - \varepsilon(x + c_2 t)|_{\eta=0, \xi=-\infty}$$

وبالتالي يعطى الانزياح الطوري للسوليتونات (1) و (2) وفق الصيغة الآتية:

$$\Delta P_0 = 2\varepsilon^2 \frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_B}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (36)$$

$$\Delta Q_0 = -2\varepsilon^2 \frac{D}{C} \left( \frac{12B\Phi_A}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (37)$$

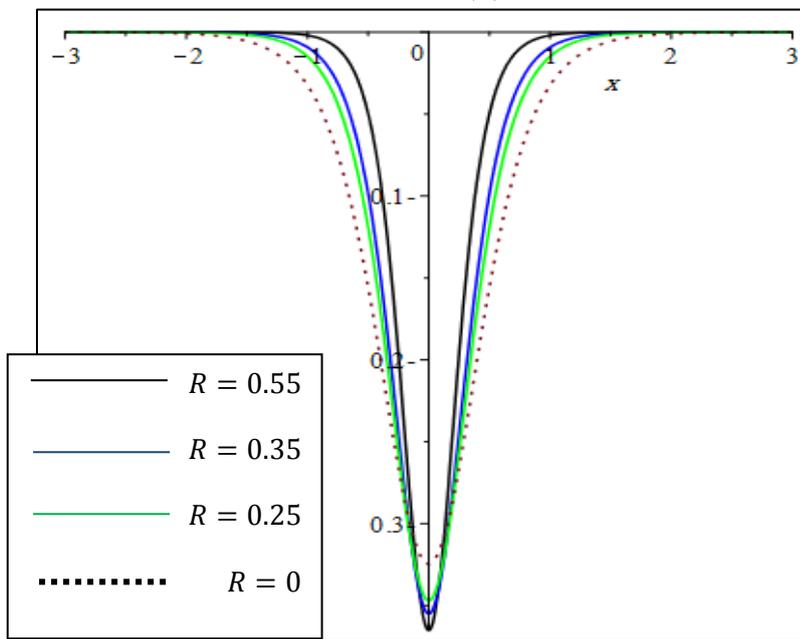
بما أن السوليتون (1) ينتقل باتجاه اليمين، بينما ينتقل السوليتون (2) باتجاه اليسار يمكن أن نلاحظ من المعادلتين (36) و (37) أن كل سوليتون يملك انزياح طور موجب في اتجاه انتقاله.

## النتائج والمناقشة

يمكننا التحليل العددي للنتائج التي تم الحصول عليها من إظهار أهمية قوة الاستقطاب على خصائص الأمواج السوليتونية (DA) المتصادمة وعلى الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم. يشمل التحليل العددي تأثير بارامترات البلازما المختلفة (هذا يعني،  $\mu_e$ ،  $\mu_i$ ،  $\sigma_i$ ).

من المهم الإشارة إلى البيانات الرقمية المستخدمة في هذه الدراسة، والتي جرى الحصول عليها من المراجع [17-18-19]:  $\mu_i = 3.5$ ،  $\mu_e = 2.5$ ،  $\lambda_d = 10^{-4}m$ ،  $q_d = 10^3 e$ ،  $T_e = 3eV$ ،  $T_i = 0.03eV$ .

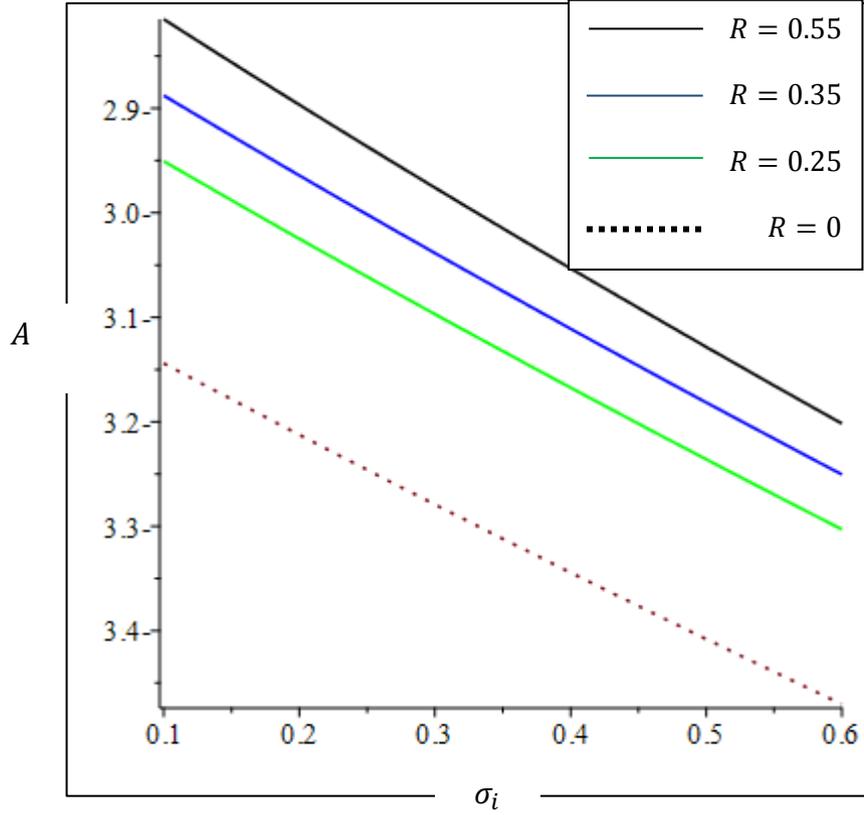
لإظهار تأثير قوة الاستقطاب على سعة السوليتونات وعرضها رسمنا إحدى النبضتين السوليتونيتين (العلاقة (30)) باستخدام برنامج ميبل سوفت (maplesoft) من أجل عدة قيم لبارامتر الاستقطاب، بالإضافة إلى الحالة التي تهمل فيها قيمة هذا البارامتر، وحصلنا على الشكل (1).



الشكل (1): تغير شكل النبضة السوليتونية بتغير قيم بارامتر الاستقطاب.

يلاحظ من الشكل (1) أن سعة السوليتون تناقصت وتزايد عرضه عند تناقص قيمة بارامتر الاستقطاب من  $R = 0.55$  (الخط المستمر الأسود) إلى القيمة  $R = 0$  (الخط المنقط) أي الحالة التي تهمل فيها تأثير قيمة بارامتر الاستقطاب.

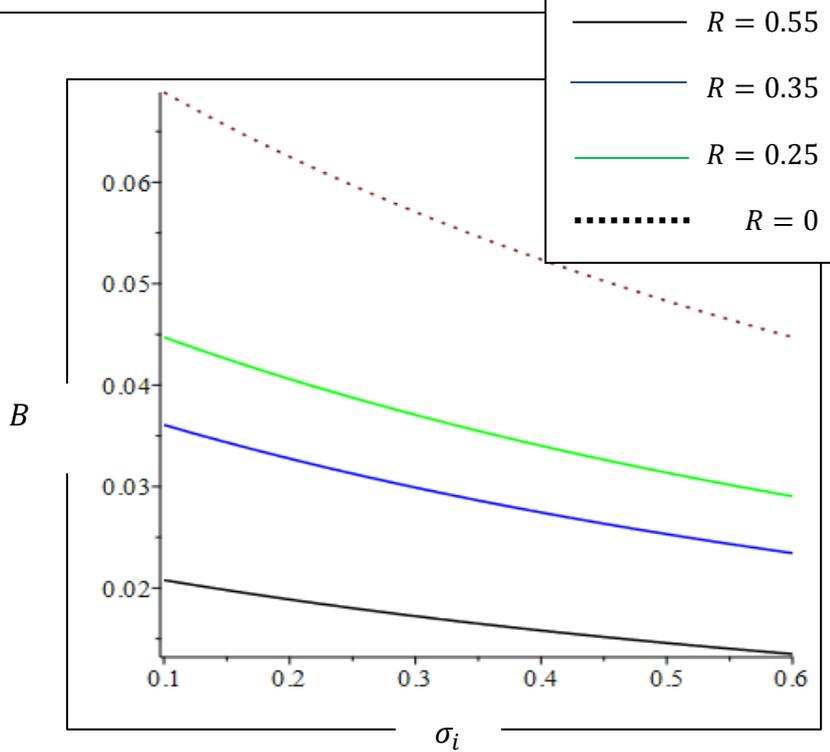
يرتبط معامل اللاخطية  $A$  (من العلاقة (25)) ببارامتر الاستقطاب كما هو موضح في المنحنيات التي حصلنا عليها في الشكل (2). حيث نلاحظ من هذه المنحنيات أن قيمة معامل اللاخطية قد تناقصت بتزايد قيمة النسبة  $\sigma_i$ ، ويلاحظ من هذه المنحنيات أن قيمة معامل اللاخطية قد تزايدت بتزايد بارامتر الاستقطاب، وهذا ما يفسر تناقص سعة السوليتون بتزايد قيمة بارامتر الاستقطاب حيث إن العلاقة عكسية بين سعة السوليتون ومعامل اللاخطية كما هو موضح في العلاقتين (30) و (31). تتفق هذه النتيجة مع نتائج المحاكاة العددية التي حصل عليها Xin et al في المرجع [20].



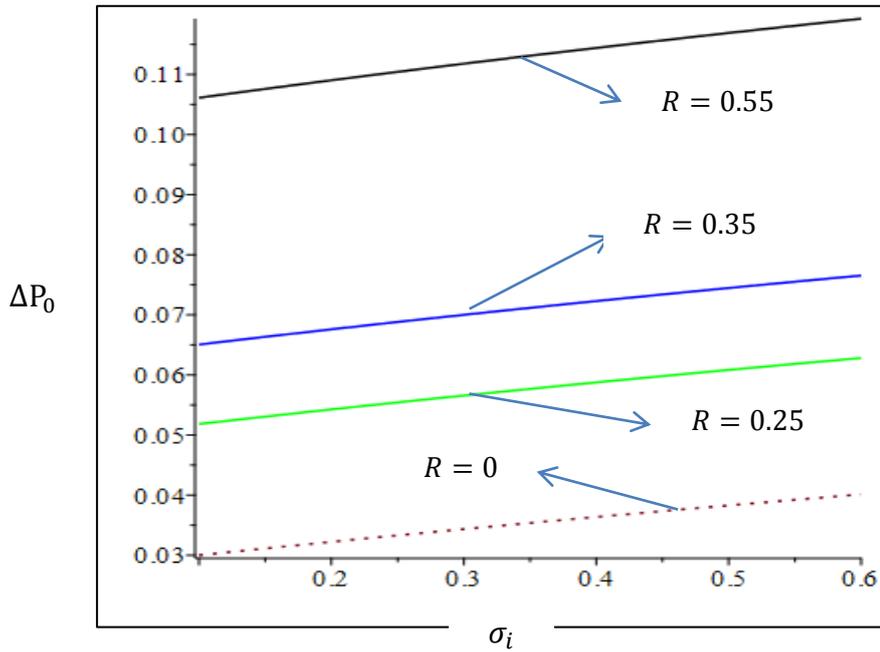
الشكل (2): تغيرات معامل اللاخطية بتابعية نسبة درجة الحرارة الأيونية إلى الإلكترونية  $\sigma_i$  .

كذلك يرتبط معامل التبدد  $B$  (من العلاقة (25)) ببارامتر الاستقطاب كما هو موضح في المنحنيات التي حصلنا عليها في الشكل (3)، حيث نلاحظ من هذه المنحنيات أن معامل التبدد يتناقص بازدياد النسبة  $\sigma_i$ ، ويلاحظ أيضاً من هذه المنحنيات أن معامل التبدد يتناقص بازدياد قيمة بارامتر الاستقطاب وهذا ما يفسر تزايد عرض السوليتون بتناقص بارامتر الاستقطاب.

لإظهار تأثير قوة الاستقطاب على الانزياحات الطورية الناتجة عن التصادم قمنا برسم تغيرات الانزياح الطوري (العلاقة (35)) بتابعية النسبة  $\sigma_i$  من أجل عدة قيم لبارامتر الاستقطاب وحصلنا على المنحنيات المبينة في الشكل رقم (4). نلاحظ من هذه المنحنيات أن الانزياح الطوري يتزايد بازدياد نسبة درجة الحرارة الأيونية إلى الإلكترونية، كما يزداد الانزياح الطوري بازدياد قيمة بارامتر الاستقطاب.

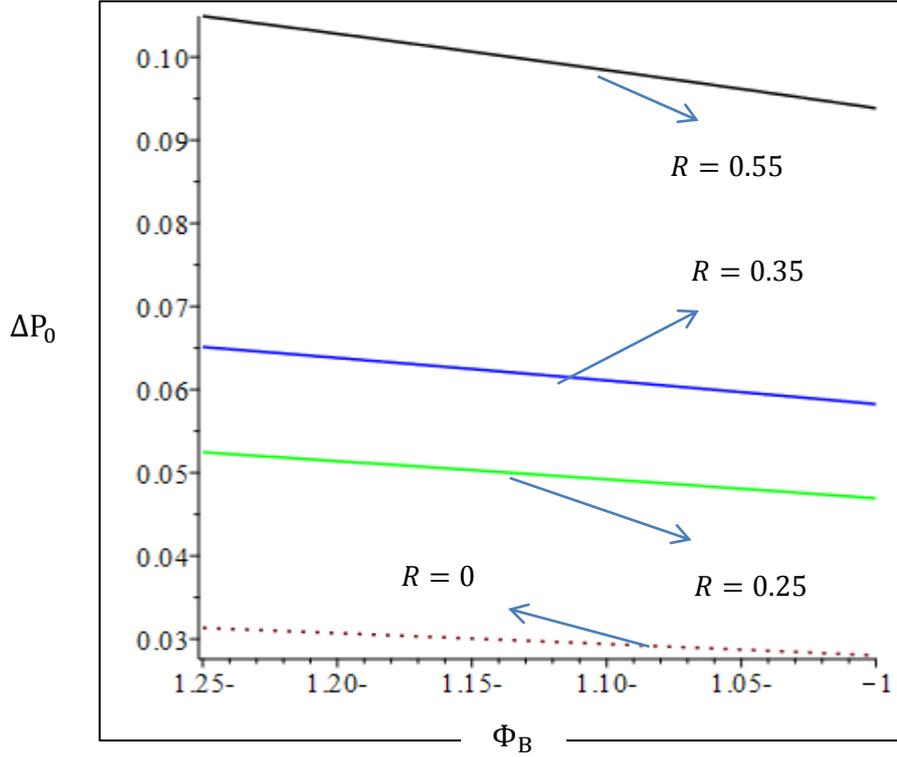


الشكل (3): تغيرات معامل التبدد بتابعة نسبة درجة الحرارة الأيونية إلى الإلكترونية  $\sigma_i$ .



الشكل (4): تغيرات الانزياح الطوري بتابعة النسبة  $\sigma_i$ .

كما يرتبط الانزياح الطوري للسوليتون بسعة السوليتون الذي يصطدم به كما هو واضح في العلاقاتين (36) و (37)، ولتوضيح ذلك قمنا برسم تغيرات الانزياح الطوري للسوليتون (1) بتابعة سعة السوليتون (2) من أجل عدة قيم لبارامتر الاستقطاب وحصلنا على المنحنيات المبينة في الشكل رقم (5). نلاحظ من هذه المنحنيات أن الانزياح الطوري للسوليتون (1) يزداد بازدياد سعة السوليتون (2)، كذلك يزداد الانزياح الطوري بازدياد بارامتر الاستقطاب.



الشكل (5): تغيرات الانزياح الطوري للسوليتون (1) بتابعة سعة السوليتون (2)  $\Phi_B$ .

### الاستنتاجات والتوصيات

قمنا في هذا العمل بدراسة تأثير قوة الاستقطاب على السوليتونات المتصادمة في بلازما مغبرة، مكونة من إلكترونات وأيونات خاضعة لتوزيع مكسويل بولتزمان وحبيبات غبار مشحونة بشحنة سالبة، وذلك باستخدام طريقة بونكاريه - ليثل - كو حيث جرى الحصول على معادلتين كورديفيك دي فريس؛ يمثل حل كل معادلة أحد السوليتونات المتصادمة، كما جرى الحصول باستخدام هذه الطريقة على الانزياحات الطورية للسوليتونات المتصادمة.

وقد وجدنا أن بارامتر الاستقطاب  $R$  يؤثر في سعة السوليتونات المتصادمة وعرضها؛ حيث تتناقص السعة ويزداد العرض بازدياد قيمة هذا البارامتر، ويؤدي ذلك إلى تناقص طاقة السوليتونات المتصادمة على اعتبار أن الطاقة تتناسب مع مربع السعة.

كما تبين من خلال هذا العمل أن الانزياحات الطورية للسوليتونات المتصادمة تتعلق أيضا ببارامتر الاستقطاب؛ إذ تتزايد الانزياحات الطورية بازدياد قيمة هذا البارامتر، كذلك يزداد الانزياح الطوري للسوليتون بازدياد سعة السوليتون الذي يصطدم به.

وأخيراً لا بد من الإشارة إلى أن هذه الدراسة أجريت على جملة بلازما مغبرة متوازنة حرارياً، أي أن مكوناتها تخضع لتوزيع مكسويل بولتزمان. نوصي بمتابعة هذه الدراسة في جمل بلازما غير متوازنة حرارياً تخضع فيها المكونات لتوزيع مكسويل بولتزمان المعدل أو ما يسمى بتوزيع كابا ( $\kappa$ ) حيث يمكن وصف الجسيمات ذات السرعات العالية بشكل أفضل باستخدام هذا التوزيع.

## المراجع

- [1] GOERTZ, C. K., 1989, *Dusty plasmas in the solar system*, *Rev. Geophys.*, vol. 27, no. 2, 271–292.
- [2] HAVNES, O.; MELANDSO, F.; HOZ, C. L.; ASLAKSEN, T., 1992, *Charged dust in the earth's mesopause; effects on radar backscatter*, *Phys. Scripta*, vol. 45, no.5, p. 433.
- [3] SHUKLA, P. K.; MAMUN, A. A., 2002, *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Bristol, U.K.: Institute of Physics.
- [4] BARKAN, A.; MERLINO, R. L., 1995, *Laboratory observation of the dust-acoustic wave mode*, *Phys. Plasmas*, vol. 2, p. 3563, Jun.
- [5] MERLINO, R. L.; BARKAN, A.; THOMPSON, C., 1998, *Laboratory studies of waves and instabilities in dusty plasmas*, *Phys. Plasmas*, vol. 5, no. 5, 1607.
- [6] MELZER, A.; GOREE, J., 2008, *Low Temperature Plasmas: Fundamentals, Technologies and Techniques*, vol. 1, Eds. New York, NY, USA: Wiley, 165.
- [7] BONITZ, M.; HORING, N.; LUDWIG, P., 2010, *Introduction to Complex Plasmas*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 156.
- [8] HAMAGUCHI, S.; FAROUKI, R. T., 1994, *Polarization force on a charged particulate in a nonuniform plasma*, *Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.* vol. 49, no. 5, 4430.
- [9] HAMAGUCHI, S.; FAROUKI, R. T., 1994, *Plasma-particulate interactions in nonuniform plasmas with finite flows*, *Phys. Plasmas* vol. 1, no. 7, 2110–2118.
- [10] KHRAPAK, S. A.; IVLEV, A. V.; YAROSHENKO, V. V., 2009, *Influence of a Polarization Force on Dust Acoustic Waves*, Germany, 19 JUNE, vol.1, 207-210.
- [11] GHOSH, U. N.; ROY, K., 2011, *Head-on collision of dust acoustic solitary waves in a four-component dusty plasma with nonthermal ions*, 14 October, vol. 18, pp. 168-172.
- [12] GHORUI, M. K.; CHATTERJEE, P.; WOHG, C. S., 2012, *Head on collision of dust ion acoustic solitary waves in magnetized quantum dusty plasmas*, *Astrophys Space Sci*, 18 October, vol. 343, pp. 639–645.
- [13] JAISWAL, S.; PADHYAY, P. B.; SEN, A., 2014, *Theoretical study of head-on collision of dust acoustic solitary waves in a strongly coupled complex plasma*, India, 11 November, pp. 8.
- [14] MAYOUT, S.; BENTABET, K.; TRIBECH, M., 2016, *Effect of the Polarization Force on the Dust-Acoustic Soliton Energy*, Algeria, No. 2, pp. 99 – 103
- [15] SINGH, K.; SETHI, P.; SAINI, N., 2018, *Effect of polarization force on head-on collision between multi-solitons in dusty plasma*, India, Vo. 25, pp. 12.
- [16] KHRAPAK, S.; MORFILL, G., 2009, *Dusty Plasma Part I*, 49, 148.
- [17] BANDYOPADHYAY, P.; PRASAD, G.; SEN, A., 2008, *Phys. Rev Lett*, 101, 065006.
- [18] GOERTZ, C. K. ; HAYNES, O., 1988, *Geophys. Res. Lett.* 15, 84, <https://doi.org/10.1029/GL015i001p00084>.
- [19] KLEIN, U.; KERP, J., 2008, *Physics of the Interstellar Medium*, Vo.3, P. 115 .
- [20] XIN, Q.; YAN-XIA, X.; WEN-SHAN, D., 2014, *Particle-in-cell simulation of the head-on collision between two ion acoustic solitary waves in plasma*, Vo. 21, 215-121.