بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و دوازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه خوارزمی،
تهران، ایران.
۱۶-۱۵ بهمن ۱۳۹۸

مشخصات تغییرات فاز امواج سالیتونی در پلاسمای کوانتومی

[۱]جاوید ضمیرانوری،[۲] مسعود علیمحمدی و[۳] فهیمه دهقانی

[۱]استادیارگروه فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران، ایران

[۲]استادیارگروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران [۳]گروه فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، تهران

چکیده- در این مقاله، ویژگی‌های برهم‌کنش امواج سالیتونی در پلاسمای غبارکوانتومی چهارمؤلفه‌ای با راه‌حل‌هایی برای امواج سالیتونی غبار صوت برخوردی مورد بررسی قرارگرفته و تغییرات فاز اولیه، مسیرها و انتقال فاز به‌دست آمده است. اثرات تغییر پارامترهای فیزیکی مورد بررسی قرارگرفته‌است. در طول برهم کنش، دو موج برخوردی با تأخیر و تغییرات شدید درتغییرات فاز، مسیرها و انتقال فاز منتشر می‌شوند. نتایج به دست آمده از اهمیت ویژه‌ای برای تحقیقات تجربی برخوردارند. این نتایج برای درک بهتر برخورد امواج سالیتونی که ممکن است درپلاسمای آزمایشگاهی، پلاسمای فضایی و محیط‌های دیگر پلاسما رخ دهند، نیز به کار می‌روند.

کلید واژه- امواج سالیتونی صوتی، پلاسمای کوانتومی، تغییر فاز

The characteristics of phase shifts soliton waves in quantum plasma

Javid Zamir Anvari[1], Masoud Alimohamadi[2] and Fahimeh Dehghani[3]

Assistant Professor, Department of Physics, Shahid Rajaei Teacher Training University Tehran , Iran[1] jzanvari@srttu.edu

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University Tehran, Iran [2]
m.alimohamadi@cfu.ac.ir

Department of Physics, Shahid Rajaei Teacher Training University Tehran, Iran[3]
Dehghani.fahimeh@yahoo.com

Abstract - In this paper, the interaction properties of acoustic soliton waves in four-dimensional quantum dust plasma with solutions to the acoustic soliton waves are investigated and the initial phase changes, paths and phase transitions to It has been achieved. The effects of changing physical parameters have been studied. During the interaction, two individual impact waves are propagated by delays and drastic changes in phase shifts, paths, and phase transitions the results are of particular importance for experimental research. These results are also used to better understand the impact of acoustic soliton waves that may occur on laboratory plasma, space plasma, and other plasma environments.

Key words: acoustic soliton waves, Phase shifts, qhantum plasma.

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]

مقدمه

موج سالیتون موجی است که بدون هرگونه تغییر در شکل یا اندازه باسرعت گروه موج، درچارچوب مرجع منتشر شود و در بسیاری از زمینه‌ها از جمله ارتفاع سطح آب و شدت نور در فیبرهای نوری وجوددارد. سالیتون‌ها در نتیجه‌ی خنثی سازی غیرخطیت و پاشندگی در محیط ایجاد می-شوند. (پاشندگی به رابطه‌ی پراش بین فرکانس و سرعت امواج برمی‌گردد.) آن‌ها دسته‌ی خاصی از جواب‌های موضعی یک معادله‌ی غیرخطی هستند که با شکل، ارتفاع و سرعت ثابت به پیشروی و انتشار در محیط ادامه می-دهند.

تحلیل معادلات ریاضی امواج سالیتونی

در این مقاله، برای بررسی تغییرات فاز اولیه، مسیرها و انتقال فاز امواج سالیتونی، ویژگی‌های برهم‌کنش امواج سالیتونی غبار صوت (*DA*) در پلاسمای غبارکوانتومی چهارمؤلفه‌ای [۱] در دستگاه مختصات کشیده‌ی پوین-کیر-لایت هیل-کو (***PLK***)[۲] و نیز با استفاده از دو معادله‌ی کورتوگ دوریس(***kdv***) با راه‌حل‌هایی برای امواج سالیتونی غبار صوت برخوردی به‌کارگرفته شده‌است. ابتدا دینامیک امواج غبار صوت (*DA*) غیرخطی در سیستم پلاسمای غبار مفروض با مدل هیدرودینامیکی به‌دست آمدومعادلات ۱تا۷حاصل‌شد.

$$\frac{\partial n_d^-(x,t)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}[n_d^-(x,t)u_d^-(x,t)]=0 \qquad (1)$$

$$\frac{\partial u_d^-(x,t)}{\partial t}+u_d^-(x,t)\frac{\partial u_d^-(x,t)}{\partial x}-\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}=0 \qquad (2)$$

$$\frac{\partial n_d^+(x,t)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}[n_d^+(x,t)u_d^+(x,t)]=0 \qquad (3)$$

$$\frac{\partial u_d^+(x,t)}{\partial t}+u_d^+(x,t)\frac{\partial u_d^+(x,t)}{\partial x}-\alpha\beta\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}=0 \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}-\sigma n_e(x,t)\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x}+\frac{1}{2}H_e^2\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\sqrt{n_e(x,t)}}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\sqrt{n_e(x,t)}\right]=0 \qquad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}+n_i(x,t)\frac{\partial n_i(x,t)}{\partial x}-\frac{1}{2}H_i^2\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\sqrt{n_i(x,t)}}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\sqrt{n_i(x,t)}\right]=0 \qquad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2}-n_d^-(x,t)+\mu_d^+n_d^+(x,t)-\mu_e n_e(x,t)+\mu_i n_i(x,t)=0 \qquad (7)$$

که $n_d^+(x,t)$, $n_d^-(x,t)$ عدد چگالی غبارمثبت و منفی و $u_d^+(x,t), u_d^-(x,t)$ سرعت‌های آن‌ها است.$n_e(x,t), n_i(x,t)$ وعدد چگالی الکترون‌ها و یون‌ها و$\varphi(x,t)$ پتانسیل الکترواستاتیک است. با بهنجارسازی به صورت $x \to x/\lambda_{Dd}, t \to t\omega_{pd}, n_j \to n_j/n_{j0}$, $u_j \to u_j/c_d$, $\varphi \to e\varphi/2k_BT_{Fi}$ و استفاده در معادلات (۱-۷) که n_{j0} عدد چگالی پلاسمای غباری غیراختلالی است. در این جا $\lambda_{Dd}=\sqrt{2k_BT_{Fi}/(4\pi z_d^- n_{d0}^- e^2)}$، شعاع دبای غبار و$T_{Fi}$ ، به عنوان دمای فرمی یون، k_B ثابت بولتزمن، z_d^- تعداد الکترون‌های ساکن بر سطح ذرات غبار با بارمنفی و e بزرگی بار الکترون تعریف می‌شوند.

$\omega_{pd}=\sqrt{4\pi(z_d^-)^2 n_{d0}^- e^2/m_d^-}$ فرکانس پلاسمای غبار، $\sqrt{2k_BT_{Fi}z_d^-/m_d^-}$ با m_d^- جرم ذره‌ی غبارمنفی، $c_d=$ سرعت غبارصوت است. $\alpha=z_d^+/z_d^-$، $\beta=$

$\sigma=T_{Fe}/T_{Fi}$، $\mu_d^+=m_d^-/m_d^+$

$\mu_e=n_{e0}/z_d^- n_{d0}^-$ و $z_d^+ n_{d0}^+/z_d^- n_{d0}^-$ $\mu_i=$

$n_{i0}/z_d^- n_{d0}^-$، و با شرط:

$\mu_d^+ + \mu_i - \mu_e = 1$ که z_d^+ تعداد بارهای ساکن برسطح ذره‌ی غبارمثبت، m_d^+ جرم ذره‌ی غبار مثبت و T_{Fe} دمای فرمی الکترون هستند. با انتگرال‌گیری از

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]

معادلات (۵-۶) تحت شرایط مرزی $n_{e,i} \to 1$، ${\partial n_{e,i}}/{\partial x} \to 0$ و $\varphi \to 0$ در $x \to \pm\infty$ منجر به معادلات زیر می‌شود:

$$\varphi = -\frac{1}{2}\sigma(1-n_e^2) - \frac{H_e^2}{2\sqrt{n_e}}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\sqrt{n_e}\right) \quad (8)$$

$$\varphi = \frac{1}{2}(1-n_i^2) + \frac{H_i^2}{2\sqrt{n_i}}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\sqrt{n_i}\right) \quad (9)$$

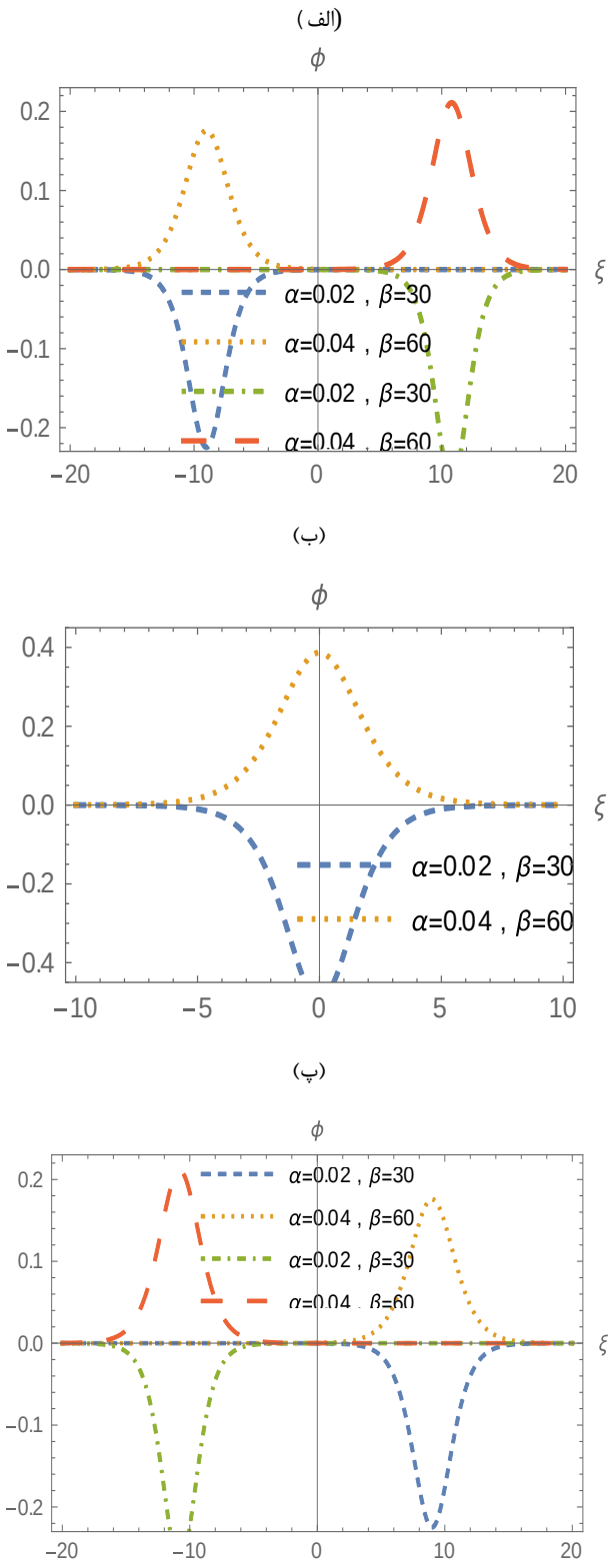
در اینجا $H_i^2 = \mu H_e^2 = {z_{\bar{d}}\,\hbar^2\omega_{pd}^2}/{(m_e m_{\bar{d}} c_{\bar{d}}^4)}$ پارامترهای کوانتومی الکترون‌ها و یون‌ها هستند. فرض شد دو موج R و L کم‌دامنه که درابتدا ازیکدیگر فاصله دارند درجهت مخالف هم[۳]، یکی درجهت مثبت x (موج سالیتون R) و دیگری در جهت منفی x (موج سالیتون L) منتشر می‌شوند. پس ازمدتی، با هم برخورد کرده و سپس دور می‌شوند که تعامل بین دو موج سالیتون نسبتاً ضعیف است.

$$\xi = \varepsilon(x-\lambda t) + \varepsilon^2 P_0(\eta,\tau) + \cdots \quad (11)$$

$$\eta = \varepsilon(x+\lambda t) + \varepsilon^2 Q_0(\xi,\tau) + \cdots \quad (12)$$

$$\tau = \varepsilon^3 t \quad (13)$$

دراین‌جا η و ξ مربوط به مسیرهای امواج سالیتونی انتشاری درخلاف جهت یکدیگر (R و L) با سرعت فاز λ است.



شکل۱. فرآیند برخورد دو موج سالیتون (سالیتون‌های متراکم ورقیق) درحرکت به سمت یکدیگر الف) قبل،ب)حین وپ)بعد ازبر هم کنش به ازای $H_e = 0.2, u_R = 0.1, u_L = 0.12, \sigma = 2.0, \mu_e = 2.0, \mu_i = 2.3$

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]

(شکل الف) نشان می‌دهد که دوموج سالیتون به یکدیگر نزدیک شده و درطول تعامل، انرژی وموقعیت آن‌ها مبادله می‌شود (شکل ب). پس از برهم کنش، دوموج سالیتون ازهم جدا شده و ویژگی‌های خود را حفظ می‌کنند (شکل پ). تغییرمنحصربه فرد تعامل بین دوموج سالیتون، انتقال فازمسیرهای آن‌ها است. برای دستیابی به تغییرات فاز امواج سالیتونی برخورد مستقیم $(\boldsymbol{R},\boldsymbol{L})$ فرض می‌شود در زمان اولیه‌ی $(\boldsymbol{t}=-\infty)$، امواج ازهم فاصله دارند. امواج $\boldsymbol{R}$، $(\boldsymbol{\xi}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\eta}=+\infty)$ و امواج L، $(\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\xi}=-\infty)$ است. پس ازبرخورد$(\boldsymbol{t}=+\infty)$، موج $\boldsymbol{R}$، به فاصله‌ی سمت راست موج L در$(\boldsymbol{\xi}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\eta}=+\infty)$ اما موج L، $(\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\xi}=-\infty)$ است. تغییرات فاز $(\Delta\boldsymbol{R},\Delta\mathbf{L})$ به‌صورت زیراست:

$$\Delta\boldsymbol{R}=\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{\lambda t})|\boldsymbol{\xi}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\eta}=+\infty-\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{\lambda t})|\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\xi}=-\infty \quad (13)$$

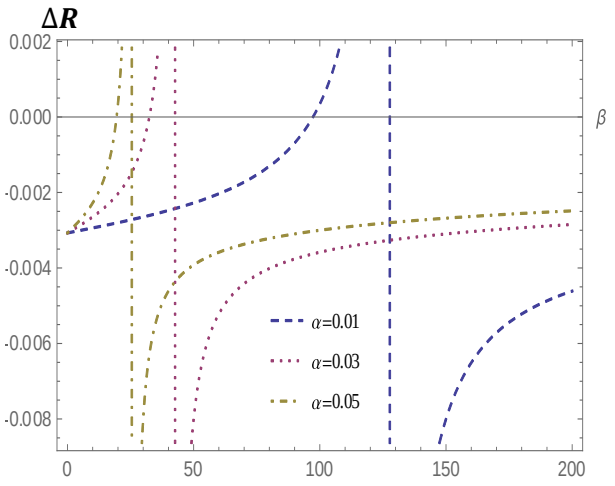
$$\Delta\boldsymbol{L}=\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\lambda t})|\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{0},\boldsymbol{\xi}=,-\infty-\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{\lambda t})|\boldsymbol{\eta}=\boldsymbol{0}\ ,\boldsymbol{\xi}=+\infty \quad (14)$$

که با استفاده از آن تغییرفاز امواج سالیتونی $(\boldsymbol{R},\boldsymbol{L})$ به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\Delta\boldsymbol{R}=\boldsymbol{12\varepsilon^2\sqrt{Bu_L}}\ {}^{\boldsymbol{D}}\!/_{(\boldsymbol{AC})}=\boldsymbol{4\varepsilon^2}\left({}^{\boldsymbol{D}}\!/_{\boldsymbol{C}}\right)\sqrt{{}^{\boldsymbol{3B\Phi_{0L}}}\!/_{\boldsymbol{A}}} \quad (15)$$

$$\Delta\boldsymbol{L}=-\boldsymbol{12\varepsilon^2\sqrt{Bu_L}}\ {}^{\boldsymbol{D}}\!/_{(\boldsymbol{AC})}=-\boldsymbol{4\varepsilon^2}\left({}^{\boldsymbol{D}}\!/_{\boldsymbol{C}}\right)\sqrt{{}^{\boldsymbol{3B\Phi_{0R}}}\!/_{\boldsymbol{A}}} \quad (16)$$

موج سالیتون که ازچپ حرکت می‌کند، بسته به وضوح دامنه‌ی $\boldsymbol{\Phi_{0L}}$ که ازسمت راست حرکت می‌کند، دارای یک تغییرفاز$\Delta\boldsymbol{R}$است؛ درحالی‌که تغییرفاز$\Delta\boldsymbol{L}$ موج انتشاری وابسته به دامنه‌ی موج حرکتی از چپ است. بنابراین هنگامی‌که دامنه‌های امواج سالیتونی برخوردی متفاوت هستند، تغییرفاز به‌طورقابل توجهی تغییرمی‌کند.



شکل۲. تغییر انتقال فاز $\Delta\boldsymbol{R}$ نسبت به $\boldsymbol{\beta}$ به ازای مقادیر مختلف $\boldsymbol{H_e=0.2,\sigma=2.0,\mu_e=2.0,\mu_i=2.3,u_L=0.12,\varepsilon=0.1}$

از آن‌جاکه تغییرات فاز$(\Delta\boldsymbol{R},\Delta\boldsymbol{L})$ توابعی از پارامترهای پلاسما هستند، شکل۲تغییرات انتقال فاز$(\Delta\boldsymbol{R})$ نسبت به ضریب جرم غبار$(\boldsymbol{\beta})$ را برای مقادیر مختلف ضریب بار غبار$(\boldsymbol{\alpha})$ نشان می‌دهد. این شکل رفتارتغییر فازی $(\Delta\boldsymbol{R})$مرتبط با امواج سالیتونی رقیق نشان داد که می‌تواند منفی، صفر یا مثبت باشد.

نتیجه‌گیری

در طول برهم کنش، دو موج سالیتون برخوردی با تأخیر و تغییرات شدید درتغییرات فاز، مسیرها و انتقال فاز منتشر می‌شوند. نتایج به دست آمده از اهمیت ویژه‌ای برای تحقیقات تجربی برخوردارند. همچنین، ویژگی‌های اصلی برخورد مستقیم و انتقال فاز مسیرهای امواج سالیتونی را درکوتوله‌های سفید و ستاره‌های نوترونی نشان می‌دهند.

مرجع‌ها

[۱] EM. Abulwafa, AM. Elhanbaly, AA .Mahmoud, et al. *Arbitrary amplitude dust-acoustic waves in four-component dusty plasma using nonextensive electrons and ions distributions-soliton solution. Phys Plasmas.*;24(1):013704, 2017.
[۲] M . Oikawa, N. Yajima. *Generalization of the reductive perturbation method to multi-wave systems*.Suppl Prog Theor Phys.;55(1):3651, 1974.
[۳] P .Chatterjee, MK. Ghorui, R. Roychoudhur. *Head-on collision of dust-ion-acoustic solitons in electron-dust-ion quantum plasmas.* Pramana J Phys;80(3):519–531,2013.

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.
[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]