



امواج ضربه غبار - یون - صوتی در پلاسمای غبار چهار مؤلفه‌ای در حضور میدان مغناطیسی

مریم قاسملو*

گروه فیزیک، واحد یادگار امام خمینی (ره) شهر ری، دانشگاه آزاد اسلامی، صندوق پستی: ۱۴۴-۱۸۱۵۵، تهران-ایران

*Email: ghasemloomaryam@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۷/۲۸ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۱۱/۱۸

چکیده

در این کار، معادله زاخاروف-کوزنتسوف بورگر برای امواج ضربه غبار-یون-صوتی در پلاسمای غبار چهار مؤلفه‌ای در حضور میدان مغناطیسی با استفاده از روش اختلال کاهشی استاندارد و مدل هیدرودینامیکی مورد بررسی قرار گرفت. محیط پلاسمای مورد بررسی، بدون برخورد و شامل الکترون‌ها و پوزیترون‌های بدون اینرسی با تابع توزیع فرمی-دیراک، یون‌های سرد کلاسیکی و ذرات غبار با بار منفی متغیر می‌باشد. با در نظرگیری یک میدان مغناطیسی خارجی در جهت دلخواه، رفتار امواج ضربه غبار-یون-صوتی با تغییر عبارت مربوط به پتانسیل بوهم (H)، عبارت مربوط به شدت میدان مغناطیسی (Ω_c)، چگالی ذرات غبار (d)، کسینوس جهت‌گیری میدان مغناطیسی (l) و ویسکوزیته یون‌ها (η_0)، مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بررسی‌های انجام شده می‌تواند برای مطالعه مکانیزم فیزیکی انتشار امواج غیرخطی ضربه غبار-یون-صوتی در آزمایشگاه و پلاسمای فضایی یا هر کجا که الکترون‌ها و پوزیترون‌های کوانتومی و ذرات غبار وجود داشته باشند، مفید واقع شوند.

کلیدواژه‌ها: معادله زاخاروف-کوزنتسوف بورگر، امواج ضربه غبار-یون-صوتی، تابع توزیع فرمی دیراک

Dust-ion acoustic shock wave in four-component magnetized dusty plasma

M. Ghasemloo*

Department of Physics, Yadegar-e-Imam Khomeini (RAH) Shahr e Rey Branch, Islamic Azad University, P.O.Box: 144-18155, Tehran-Iran

Research Article

Received 19.10.2020, Accepted 6.2.2021

Abstract

The Zakharov-Kuznetsov-Burgers (ZKB) equation for the Dust Ion Acoustic (DIA) Shock waves in four-component magnetized dusty plasma using standard reductive perturbation technique and hydrodynamics model have been theoretically investigated. Plasma medium is collisionless and contains inertia less Fermi-Dirac distributed electrons and positrons, cold classical ions, and damaging dust grains, which are affected by dust charge variations. By considering an external magnetic field in the desired direction, It can be seen that the specifications of DIA shock waves are significantly affected by the quantum Bohm potential term (H), magnetic field strength (Ω_c), dust concentration (d), direction cosines (l), and viscosity of ions (η_0). The present research results can help study the physical mechanism of nonlinear propagation of DIA shock waves in laboratory and space plasmas where quantum electrons and positrons, dust particles, and ions can exist.

Keywords: Zakharov-Kuznetsov-Burgers equation (ZKB), Dust-ion-acoustic shock waves, Fermi-Dirac distribution function



۱. مقدمه

امواج غبار- یون- صوتی^۱ با فرکانس بالا (سالیتون و ضربه) و امواج غبار- صوتی^۲ با فرکانس پایین، دو حالت امواج صوتی هستند که در صورت وجود گرد و غبار در یک پلاسمای یونی- الکترونی، پشتیبانی می‌شوند. از آنجا که میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند خصوصیات انتشار این امواج را اصلاح کند، این اثر توسط تعدادی از نویسندگان بررسی شده است [۱-۳]. خواص خطی امواج غبار- یون- صوتی در پلاسمای مغناطیسی شده، پلاسمای غیرمغناطیسی و هم‌چنین پلاسمای غبار ناهمگن نیز توسط تعدادی از نویسندگان مورد مطالعه قرار گرفته است [۴-۶]. برخوردهای ناشی از برهم‌کنش یون‌ها و ذرات غبار منجر به تولید ویسکوزیته سینماتیکی می‌شود که مسئول تشکیل موج‌های ضربه غبار- یون- صوت نوسانی و یکنواخت می‌باشد. در برخی از مقاله‌های مروری و کتاب‌ها، پدیده‌های مهم امواج ضربه در پلاسمای غباری را می‌توان یافت [۷-۱۲]. لازم به ذکر است که وجود امواج غبار- یون- صوت توسط آزمایشگاه تأیید شده است و آزمایشات پلاسمای غباری در برخی از آزمایشگاه‌های تحقیقاتی معروف در سراسر جهان انجام شده است [۱۳]. در بیش‌تر مقالاتی که درباره امواج غبار- یون- صوت (سالیتون و ضربه) بحث می‌شود، به الکترون‌ها توزیع ماکسول- بولتزمن اختصاص داده شده است، در حالی که توزیع سرعت ذرات پلاسمای در فضا و آزمایشگاه دقیقاً ماکسولی نیست. بنابراین، در این کار از تابع توزیع آماری فرمی- دیراک برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها استفاده شده است. از طرفی در برخی از مطالعات بار ذرات غبار به صورت بار ثابت در نظر گرفته شده، در حالی که این فرضیه در دستگاه‌های آزمایشگاهی و فضا وضعیت واقع‌گرایانه‌ای نیست، زیرا ذرات غبار، شار الکترون‌ها و یون‌ها را جذب می‌کنند و بنابراین بار ذرات غبار، متغیر است. روند شارژ و نوسانات بار ذرات غبار می‌تواند عامل مکانیزم اتلاف باشد که قادر است نوع جدیدی از امواج ضربه را ایجاد کند [۱۴-۱۵]. هدف از کار حاضر بررسی رفتار غیرخطی امواج ضربه غبار- یون- صوت در یک پلاسمای مغناطیسی کوانتومی چهار مؤلفه‌ای بدون برخورد با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی است^۳.

۲. معادلات پایه

در این کار پلاسمای غباری کوانتومی مغناطیده همگن و بدون برخورد، در دو راستا در نظر گرفته شد که این پلاسمای شامل یون‌های سرد کلاسیکی، ذرات غبار با بار منفی متغیر و نیز الکترون‌ها و پوزیترون‌های بدون اینرسی است که از تابع توزیع فرمی- دیراک تبعیت می‌کنند. معادلات به‌هنجار شده حاکم بر سیستم پلاسمایی ذکر شده، به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i u_{ix}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_i u_{iy}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_{ix}}{\partial t} + (u_{ix} \frac{\partial}{\partial x} + u_{iy} \frac{\partial}{\partial y})u_{ix} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - \Omega_e u_{iz} + \eta (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})u_{ix} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_{iy}}{\partial t} + (u_{ix} \frac{\partial}{\partial x} + u_{iy} \frac{\partial}{\partial y})u_{iy} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + \eta (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})u_{iy} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_{iz}}{\partial t} + (u_{ix} \frac{\partial}{\partial x} + u_{iy} \frac{\partial}{\partial y})u_{iz} = \Omega_e u_{ix} + \eta (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})u_{iz} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{1}{\Delta n_e} \frac{\partial n_e^{\gamma/2}}{\partial y} + \frac{H^{\gamma/2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} (\frac{1}{\sqrt{n_e}} (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}))^* \sqrt{n_e} + \gamma_{xce} \frac{\partial n_e^{\gamma/2}}{\partial y} - \lambda_{xce} \frac{\partial n_e^{\gamma/2}}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{1}{\Delta n_p} \sigma_T \frac{\partial n_p^{\gamma/2}}{\partial y} - \frac{H^{\gamma/2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} (\frac{1}{\sqrt{n_p}} (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}))^* \sqrt{n_p} - \alpha \gamma_{xcp} \frac{\partial n_p^{\gamma/2}}{\partial y} + \alpha \lambda_{xcp} \frac{\partial n_p^{\gamma/2}}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

در روابط فوق یک میدان مغناطیسی خارجی در امتداد محور y به صورت $\vec{B}_0 = B_0 \hat{j}$ در نظر گرفته شده است. ϕ و \vec{u}_i به ترتیب معرف پتانسیل الکترواستاتیک و سرعت یون‌ها هستند. $n_j(n_i)$ چگالی و چگالی تعادلی گونه‌های j (و یون‌ها) هستند. و $\alpha = m_p/m_e$ و $\sigma_T = T_{Fp}/T_{Fe}$ نسبت دمای فرمی پوزیترون به الکترون و عبارت سوم در معادلات ۵ و ۶ ناشی از پتانسیل بوهم است که $H = \hbar \omega_{pe} m_e^{\gamma/2} / \sqrt{2} k_B T_{Fe}$ و $\hbar = h/2\pi$ می‌باشد. کمیت Ω_c ظاهر شده در معادلات برابر است با نسبت ω_c/ω_{pe} که $\omega_c = eB_0/m_e c$ فرکانس سیکلوترونی الکترون است. پارامترهای $\omega_{pe}, \eta, \nu_{Fe}, \gamma_{xci}, \lambda_{xci}$ نیز به صورت زیر تعریف می‌شوند:

1. Dust Ion Acoustic Waves (DIAWs)
2. Dust Acoustic Waves (DAWs)
3. Quantum Hydrodynamic (QHD) Model



جریان با استفاده از تئوری حرکت مداری محدود از رابطه $I_j(\vec{r}, t, q_d) = q_j \int v \delta_j(q_d, v) f_j(\vec{r}, v, t) d^3v$ به دست می‌آید که تابع توزیع سرعت f_i برای ذرات کوآنتومی با توزیع فرمی-دیراک به صورت $f_j(\epsilon) \propto \sqrt{e^{\beta(\epsilon - \mu_j)} + 1}$ و برای یون‌ها با توزیع ماکسول-بولتزمن به صورت $f_j(\epsilon) \propto \sqrt{e^{\beta(\epsilon - \mu_j)}}$ در نظر گرفته می‌شود که $\beta = 1/k_B T_{e,p}$ و $T_e = T_p = T$ هستند. T_e و T_p دمای حرارتی الکترون‌ها و پوزیترون‌ها و μ_j پتانسیل شیمیایی گونه‌های پلاسما هستند. تعادل جریان ذرات به صورت $Z_d = Q_{d^+} + Q_d$ است و با در نظرگیری $I_{e^+} + I_{p^+} + I_{i^+} = 0$ که Q_d و Q_{d^+} به ترتیب بار اختلالی و تعادلی ذرات غبار است، معادله تغییر بار ذرات غبار بعد از نرمال شدن به Q_{d^+} به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{dq_d}{dt} = I_{e^+} + I_{p^+} + I_{i^+} \quad (9)$$

در روابط فوق جریان اختلالی ذرات و $q_d = Q_d / Q_{d^+}$ می‌باشند. جریان‌های اختلالی به‌هم‌نجار شده به I_{i^+} به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$I_{j^+} = I_j - I_{j^0}, \quad I_{e^+} = I_{e^0} [n_e - 1 + n_e (A q_d + B q_d)] \\ I_{p^+} = I_{p^0} [n_p - 1 - n_p C q_d], \quad I_{i^+} = I_{i^0} [n_i - 1 - n_i D q_d] \quad (10)$$

عبارات A, B, C, D و توابعی از پارامترهای پلاسما هستند که به صورت زیر نوشته می‌شوند [۱۶]:

$$A = \frac{Q_{d^+}}{(\mu_e + Q_d) + \frac{\pi}{3}}, \quad B = \frac{2(Q_{d^+} + \mu_e Q_{d^0})}{(\mu_e + Q_{d^0}) + \frac{\pi}{3}}, \\ C = \frac{2\mu_p Q_{d^0}}{\mu_p - 2\mu_p Q_{d^0} + \frac{\pi}{3}}, \quad D = \frac{Q_{d^0}}{1 - Q_{d^0} \frac{T_e}{T_i}} \quad (11)$$

معادله پواسون به‌هم‌نجار شده برای محیط ذکر شده به صورت زیر نوشته می‌شود که Z_d به $Z_{d^0} / Z_d Q_{d^0}$ به‌هم‌نجار شده است:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = (n_e - n_p \frac{n_{p^0}}{n_{e^0}} - n_i \frac{n_{i^0}}{n_{e^0}} + (1 + q_d) \frac{Z_{d^0} n_{d^0}}{n_{e^0}})$$

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{e^0}}{m_e}}, \quad \eta = \mu \frac{\omega_{pe}}{v_{Fe}}, \quad v_{Fe} = \left[\frac{2k_B T_{Fe}}{m_e} \right]^{1/2}, \\ \gamma_{xcj} = \frac{1/6 n_{j^0}^{1/2} e^2}{2k_B T_{Fe} \epsilon}, \quad \lambda_{xcj} = \frac{5/6 \delta \hbar^2 n_{j^0}^{1/2} m_e}{2k_B T_{Fe}}$$

n_j به عنوان بخش اختلالی چگالی تعداد گونه‌های j ($j = i, e, p$) تعریف شده است که به مقدار تعادلی n_{j^0} نرمال شده‌اند. \vec{u}_i سرعت یونی است که به سرعت فرمی الکترون $(v_{Fe} = [2k_B T_{Fe} / m_e]^{1/2})$ و پتانسیل الکترواستاتیک ϕ به $m_e v_{Fe}^2 / e$ نرمال شده است. انتشار موج در دو بعد به صورت $\nabla = (\partial_x, \partial_y, 0)$ در نظر گرفته شده که به v_{Fe} / ω_{pe} به‌هم‌نجار شده است. هم‌چنین متغیر زمان (t) به معکوس نرمال شده است. μ ضریب ویسکوزیته سینماتیکی و C سرعت نور در خلأ می‌باشند. برای نوشتن معادلات پایه ۵ و ۶ از فشار فرمی برای ذرات کوآنتومی (الکترون‌ها و پوزیترون‌ها)، با رابطه $P_j = (m v_{Fj}^2) / (2 n_{j^0}^{3/2}) n_j^{3/2}$ ارتباط بین چگالی و دمای فرمی گونه‌های j به صورت $k_B T_{Fj} = \hbar^2 (2\pi^2 n_{j^0})^{2/3} / 2m$ است که $k_B T_{Fj}$ دمای فرمی ذرات و k_B ثابت بولتزمن است. هم‌چنین در روابط فوق از پتانسیل تعادلی الکترون (V_{xc}) که با استفاده از تقریب چگالی موضعی آدیاباتیکی از رابطه زیر به دست می‌آید، استفاده شده است:

$$V_{xc} \approx -1/6 (n_j^{1/2} e^2) / \epsilon + 5/6 \delta (\hbar^2 m_e) n_j^{1/2} \quad (j = e, p) \quad (7)$$

در حالت تعادل رابطه $n_{i^0} + n_{p^0} = n_{e^0} + Z_d n_{d^0}$ برقرار است که Z_{d^0} بار حالت تعادلی ذرات غبار است. $n_{e^0}, n_{i^0}, n_{d^0}, n_{p^0}$ به ترتیب چگالی تعادلی پوزیترون‌ها، ذرات غبار، یون‌ها و الکترون‌ها می‌باشند. لازم به ذکر است که سرعت یون‌ها به صورت $\vec{u}_i = (u_{ix}, u_{iy}, u_{iz})$ می‌باشد.

۳. باردار شدن ذرات غبار

در مطالعه انجام شده بارذرات غبار ثابت نیست، بنابراین در شرایط آدیاباتیکی، تغییر بار ذرات غبار (Z_d) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{dZ_d}{dt} = \sum_{j=e,i,p} I_j \quad (8)$$



معادلات با ضریب (ε^r)

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{ix}^{(1)}}{\partial \xi} &= \frac{\Omega_c}{\lambda} u_{iz}^{(r)}, \quad \frac{\partial u_{iz}^{(1)}}{\partial \xi} = -\frac{\Omega_c}{\lambda} u_{ix}^{(r)}, \\ \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) \phi^{(1)} &= n_e^{(r)} - (1+d)(1-\mu_d)n_p^{(r)} \\ &- n_i^{(r)}\mu_d(1+d) + dq_d^{(r)}, \\ I_{e0}(n_e^{(r)} + Aq_d^{(r)} + Bq_p^{(r)} + Bn_e^{(1)}q_d^{(1)}) &+ I_{p0}(n_p^{(r)} \\ &- Cq_d^{(r)} - Cn_p^{(1)}q_d^{(1)}) + I_{i0}(n_i^{(r)} - Dq_d^{(r)} - Dn_i^{(1)}q_d^{(1)}) = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

معادلات با ضریب $(\varepsilon^{r/2})$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{iy}^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial u_{iy}^{(r)}}{\partial \xi} + u_{iy}^{(1)} \frac{\partial u_{iy}^{(1)}}{\partial \xi} &= -\frac{\partial \phi^{(r)}}{\partial \xi} + \eta_0 \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) u_{iy}^{(1)}, \\ \frac{\partial q_d^{(1)}}{\partial \tau} &= \lambda \frac{\partial q_d^{(r)}}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial n_i^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial n_i^{(r)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u_{ix}^{(r)}}{\partial X} + \frac{\partial u_{iy}^{(r)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_i^{(1)} u_{iy}^{(1)}}{\partial \xi} &= 0, \\ \frac{\partial \phi^{(r)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_e^{(r)}}{\partial \xi} \left(\frac{-1 + \gamma_{xce} - \gamma_{xcp}}{3} - \gamma_{xcp}\right) &+ \frac{1}{3} n_e^{(1)} \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \xi} \\ &+ \frac{H^r}{4} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) n_e^{(1)} = 0, \\ \frac{\partial \phi^{(r)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_p^{(r)}}{\partial \xi} \left(\frac{-\sigma_T - \alpha\gamma_{xcp} + \gamma_{xcp}}{3} - \gamma_{xcp}\right) &- \\ \frac{\sigma_T}{3} n_p^{(1)} \frac{\partial n_p^{(1)}}{\partial \xi} - \frac{H^r}{4} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) n_p^{(1)} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

معادلات با ضریب (ε^r) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{ix}^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial u_{ix}^{(r)}}{\partial \xi} + u_{iy}^{(1)} \frac{\partial u_{ix}^{(1)}}{\partial \xi} &= \eta_0 \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) u_{ix}^{(1)}, \\ \frac{\partial u_{iz}^{(1)}}{\partial \tau} - \lambda \frac{\partial u_{iz}^{(r)}}{\partial \xi} + u_{iy}^{(1)} \frac{\partial u_{iz}^{(1)}}{\partial \xi} &= \eta_0 \left(\frac{\partial^r}{\partial \xi^r} + \frac{\partial^r}{\partial X^r}\right) u_{iz}^{(1)}, \\ u_{ix}^{(r)} &= -n_i^{(1)} u_{ix}^{(1)}, \end{aligned} \quad (18)$$

حل معادلات منجر به دستیابی به سرعت فاز موج ضربه غبار- یون- صوت به صورت زیر می‌شود:

$$\lambda = \pm \sqrt{\frac{a_r}{3a_1 + 2a_r}} \quad (19)$$

که

با در نظر گرفتن $\mu_d = \frac{n_{e0}}{(1+d)}$ و $d = \frac{Z_{d0} n_{d0}}{n_{e0}}$ معادله پوآسون به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\partial^r \phi}{\partial x^r} + \frac{\partial^r \phi}{\partial y^r} = n_e - (1+d)(1-\mu_d)n_p - n_i \mu_d (1+d) + dq_d \quad (1)$$

۴. استخراج معادله زاخاروف- کوزنتسوف بورگر (ZKB)

در این جا، از نظریه اختلال کاهشی و تغییر متغیرهای $\tau = \varepsilon^{r/2} t, \xi = \varepsilon^{1/2} (y - \lambda t), X = \varepsilon^{1/2} x$ برای استخراج معادله ZKB استفاده شده است که ε یک پارامتر بسط بدون بعد و کوچک و λ سرعت فاز است [۱۷]. در ادامه، کمیت‌های اختلالی پیرامون مقادیر تعادلی برحسب سری توانی ε به صورت زیر بسط داده می‌شوند:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} n_j \\ \phi \\ u_{iy} \\ q_d \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \varepsilon \begin{bmatrix} n_j^{(1)} \\ \phi^{(1)} \\ u_{iy}^{(1)} \\ q_d^{(1)} \end{bmatrix} + \varepsilon^r \begin{bmatrix} n_j^{(r)} \\ \phi^{(r)} \\ u_{iy}^{(r)} \\ q_d^{(r)} \end{bmatrix} + \dots \\ u_{ix,z} &= \varepsilon^{r/2} u_{ix,z}^{(1)} + \varepsilon^r u_{ix,z}^{(r)} + \varepsilon^{3r/2} u_{ix,z}^{(r)} + \dots \\ \eta &= \varepsilon^{r/2} \eta_0 \end{aligned} \quad (13)$$

با جای‌گذاری بسط‌ها در معادلات ۶-۱ و ۹ و ۱۲، و استفاده از روش اختلال کاهشی استاندارد^۲ [۱۸] مجموعه معادلات دیفرانسیلی زیر استخراج می‌شوند:

معادلات با ضریب (۸)

$$\begin{aligned} q_{d1} &= \frac{I_{i0} n_i^{(1)} + I_{p0} n_p^{(1)} + I_{e0} n_e^{(1)}}{-BI_{e0} + CI_{p0} + DI_{i0}} \\ n_e^{(1)} - (1+d)(1-\mu_d)n_p^{(1)} - n_i^{(1)}\mu_d(1+d) + dq_d^{(1)} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

معادلات با ضریب $(\varepsilon^{r/2})$

$$\begin{aligned} u_{iz}^{(1)} &= -\frac{1}{\Omega_c} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial X}, \quad u_{iy}^{(1)} = \frac{\phi^{(1)}}{\lambda}, \quad n_i^{(1)} = \frac{u_{iy}^{(1)}}{\lambda} \\ n_e^{(1)} &= \frac{3\phi^{(1)}}{1-\gamma_{xce} + 2\lambda_{xce}}, \quad n_p^{(1)} = \frac{3\phi^{(1)}}{-\sigma_T + \alpha\gamma_{xcp} - 2\alpha\lambda_{xcp}} \end{aligned} \quad (15)$$

1. Zakharov-Kuznetsov-Burgers (ZKB)
2. Reductive Perturbation Method (RPM)



در فرمول فوق، ضریب غیر خطی A' ، ضریب پراکنندگی B' ، ضریب مرتبه بالاتر C' و ضریب اتلاف D' به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$A' = \frac{b_{\tau}}{b_{\lambda}}, \quad B' = \frac{b_{\tau}}{b_{\lambda}}, \quad C' = \frac{b'_{\tau}}{b_{\lambda}}, \quad D' = \frac{\eta}{b_{\lambda}\lambda^{\tau}} \quad (22)$$

که

$$b_{\lambda} = \frac{\tau}{\lambda^{\tau}} + (-\lambda(1-d)\mu_d - \lambda(1-d)(1-\mu_d)\frac{a_{\Delta}}{a_{\tau}})a_{\tau}$$

$$-\frac{d}{a_{\tau}} - \frac{a_{\Delta}a_{\tau}}{\lambda}, \quad b'_{\tau} = b_{\tau} - \frac{\lambda}{\Omega_{\tau}^{\tau}}$$

$$b_{\tau} = \lambda + a_{\tau}(-\lambda(1-d)\mu_d - \lambda(1-d)(1-\mu_d)\frac{a_{\Delta}}{a_{\tau}})$$

$$+ \frac{H^{\tau}}{\tau a_{\Delta}} + \left(\frac{\lambda(1-d)(1-\mu_d)H^{\tau}(a_{\Delta} + a_{\tau})}{\tau a_{\tau}^{\tau} a_{\Delta}} \right) - \frac{a_{\Delta}a_{\tau}}{\lambda}$$

$$b_{\tau} = (\tau a_{\lambda} + a_{\tau} - \tau a_{\tau} - a_{\tau} + \tau a_{\tau} + a_{\tau}) \times (-\lambda(1-d)\mu_d$$

$$- \lambda(1-d)(1-\mu_d)\frac{a_{\Delta}}{a_{\tau}}) + \frac{\tau}{\lambda^{\tau}} + \tau \left(\frac{-\lambda(1-d)(1-\mu_d)\sigma_T}{\tau a_{\tau}^{\tau}} \right)$$

$$- \frac{a_{\Delta}(\tau a_{\lambda} + a_{\tau} - \tau a_{\tau} - a_{\tau} + \tau a_{\tau} + a_{\tau})}{\lambda} - \frac{\tau a_{\tau}^{\tau}}{\tau a_{\Delta}}$$

$$a_{\tau} = \frac{\sigma_T - \alpha\gamma_{xcp} + \tau\alpha\lambda_{xcp}}{\tau}, \quad a_{\Delta} = \frac{-1 + \gamma_{xcp} - \tau\lambda_{xcp}}{\tau}$$

$$a_{\tau} = 1 + \frac{I_{p_0} a_{\Delta}}{I_{e_0} a_{\tau}} + \frac{I_{i_0} a_{\Delta}}{I_{e_0} a_{\tau}} (1-d)(1-\mu_d) + \frac{I_{i_0}}{I_{e_0}} (1-d)\mu_d$$

$$a_{\tau} = \frac{E}{\lambda^{\tau}} - \frac{F}{a_{\tau}} - \frac{G}{a_{\Delta}}, \quad a_{\lambda} = \frac{a_{\tau}}{a_{\tau}} (\tau A a_{\tau} - \frac{B}{a_{\Delta}} + \frac{C I_{p_0}}{a_{\tau} I_{e_0}} -$$

$$\frac{I_{i_0} D}{I_{e_0} \lambda^{\tau}}), \quad a_{\tau} = -\frac{a_{\tau}}{a_{\tau}} \left(\frac{B}{\lambda} - \frac{I_{p_0} C}{I_{e_0} \lambda} + \frac{I_{i_0} d}{I_{e_0} \lambda} - \frac{I_{i_0} D}{I_{e_0} \lambda} \right), \quad (23)$$

$$a_{\tau} = -\frac{1}{a_{\tau}} \left(\frac{-H^{\tau} a_{\Delta} + a_{\tau} I_{p_0}}{\tau a_{\tau}^{\tau} a_{\Delta}} - \frac{I_{i_0}}{I_{e_0}} - \frac{I_{i_0}}{I_{e_0}} (1-d)(1-\mu_d) * \right.$$

$$\left. \frac{H^{\tau} a_{\Delta} + a_{\tau}}{\tau a_{\tau}^{\tau} a_{\Delta}} \right), \quad a_{\tau} = \frac{B a_{\tau}}{a_{\Delta} a_{\tau}}, \quad a_{\tau} = \frac{I_{p_0} \sigma_T}{I_{e_0} \tau a_{\tau}^{\tau}}$$

$$a'_{\tau} = -\lambda(1-d)\mu_d - \lambda(1-d)(1-\mu_d)\frac{a_{\Delta}}{a_{\tau}}$$

$$a_{\tau} = \frac{C a_{\tau} I_{p_0}}{a_{\tau} a_{\tau} I_{e_0}}, \quad a_{\tau} = \frac{I_{i_0} D a_{\tau}}{I_{e_0} a_{\tau} \lambda^{\tau}}$$

$$a_{\tau} = -\frac{I_{i_0} \sigma_T}{I_{e_0} \tau a_{\tau}^{\tau}} (1-d)(1-\mu_d) \quad (24)$$

۵. حل معادله ZKB

اکنون به حل تحلیلی معادله ZKB به دست آمده در رابطه ۲۱ می‌پردازیم. روش‌های مختلفی برای حل معادلات دیفرانسیل جزئی غیرخطی وجود دارد، برای این منظور، متغیر زیر معرفی می‌شود:

$$\phi^{(1)}(X, \xi, \tau) = \psi(v), \quad v = lX + m\xi - U\tau \quad (25)$$

$$a_{\lambda} = \frac{(1-d)\mu_d + dG}{1 - \gamma_{xcp} + \tau\lambda_{xcp}}, \quad a_{\tau} = \frac{(1-d)(1-\mu_d) + dF}{-\sigma_T + \alpha\gamma_{xcp} - \tau\alpha\lambda_{xcp}}$$

$$a_{\tau} = 1 - dE, \quad E = \frac{I_{i_0}}{-B I_{e_0} + C I_{p_0} + D I_{i_0}}$$

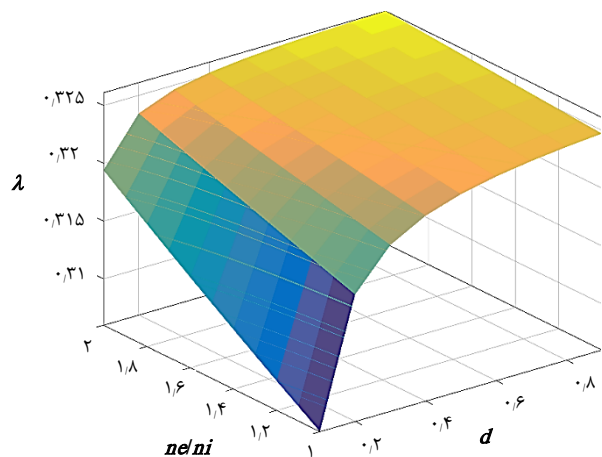
$$F = \frac{I_{p_0}}{-B I_{e_0} + C I_{p_0} + D I_{i_0}}, \quad G = \frac{I_{e_0}}{-B I_{e_0} + C I_{p_0} + D I_{i_0}} \quad (20)$$

شکل ۱ نمودار کانتوری سرعت فاز (λ) را نسبت به دانسیته ذرات غبار (d) و n_e/n_i (نسبت چگالی الکترون به چگالی یون‌ها) نشان می‌دهد. از شکل مشخص است که با افزایش d و n_e/n_i ، سرعت فاز موج ضربه-غبار-یون-صوت افزایش می‌یابد.

پس از ساده‌سازی روابط حاصل از ضرایب متفاوت ϵ معادله زاخاروف-کوزنتسوف-بورگر برای موج ضربه غبار-یون-صوت در پلاسما چهار مؤلفه‌ای ذکر شده در حضور میدان مغناطیسی خارجی، به صورت زیر استخراج گردید:

$$\frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \tau} + A' \phi^{(1)} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial \xi} + B' \frac{\partial^{\tau} \phi^{(1)}}{\partial \xi^{\tau}} + C' \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial^{\tau} \phi^{(1)}}{\partial X^{\tau}} - D' \left(\frac{\partial^{\tau}}{\partial \xi^{\tau}} \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^{\tau}}{\partial X^{\tau}} \right) \phi^{(1)} = 0 \quad (21)$$



شکل ۱. سرعت فاز (λ) نسبت به دانسیته ذرات غبار (d) و n_e/n_i برای $\mu_e = 1.5$ و $\mu_p = 0.76$ ، $\eta_0 = 0.4$



ψ دامنه سالیتون و W عرض سالیتون هستند. پروفایل موج سالیتونی $\psi(v)$ نسبت به v برای مقادیر مختلف دانسیته غبار (d)، عبارت مربوط به پتانسیل کوآنتومی بوهم (H)، کسینوس جهت‌گیری میدان مغناطیسی (l) و عبارت مربوط به شدت میدان مغناطیسی (Ω_e) در شکل ۲ (الف د) رسم شده است. با انتگرال‌گیری از معادله ۲۹، معادله غیرخطی حرکت به صورت زیر حاصل می‌شود که $V_s(\psi)$ انرژی پتانسیل است:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dv} \right)^2 + V_s(\psi) = 0 \quad (31)$$

$$V_s(\psi) = \frac{A'\psi^2}{\epsilon P} - \frac{U\psi^2}{2mP}$$

در غیاب عبارت اتلافی، شرط لازم برای وجود سالیتون عبارت است از:

$$dV_s(\psi)/d\psi^2 < 0 \quad \text{for } \psi = 0 \quad (32)$$

مقدار $dV_s(\psi)/d\psi^2 > 0$ شکل‌گیری ضربه در پلازما را پیش‌بینی می‌کند. از معادلات ۳۱ و ۳۲ داریم:

$$dV_s(\psi)/d\psi^2 = -\frac{U}{mP} \quad (33)$$

معادله ۳۳ نشان می‌دهد که سالیتون پایدار هنگامی وجود خواهد داشت که:

$$\frac{U}{mP} > 0 \quad (34)$$

واضح است که m و U همیشه مثبت هستند اما P می‌تواند منفی باشد. برای مثبت شدن P شرط زیر باید ارضا شود:

$$Cl^2 + B'm^2 > 0 \Rightarrow b_r - \frac{\lambda}{\Omega_e^2} > 0 \quad (35)$$

v مختصات تبدیل شده و U سرعت چارچوب متحرک است. l و m به ترتیب کسینوس جهت‌گیری بردار موج در امتداد محورهای X و Y هستند و در رابطه $l^2 + m^2 = 1$ صدق می‌کنند. بنابراین معادله ۲۱ می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$-U \frac{d\psi}{dv} + A'm\psi \frac{d\psi}{dv} + mP \frac{d^2\psi}{dv^2} - D' \frac{d^2\psi}{dv^2} = 0 \quad (26)$$

where $P = Cl^2 + B'm^2$

با انتگرال‌گیری از معادله ۲۶ نسبت به متغیر v ، خواهیم داشت:

$$mP \frac{d^2\psi}{dv^2} - D' \frac{d\psi}{dv} + \frac{1}{2} A'm\psi^2 - U\psi = 0 \quad (27)$$

معادله ۲۷ را می‌توان به عنوان یک معادله حرکت برای یک شبه ذره به جرم mP موقعیت ψ ، زمان v در نظر گرفت که میدان نیرو با پتانسیل زیر محاسبه می‌شود:

$$V(\psi) = \frac{1}{\epsilon} A'm\psi^2 - \frac{1}{2} U\psi^2 \quad (28)$$

یک نیروی اصطکاک نیز با ضریب $-D'$ وجود خواهد داشت [۱۹، ۲۰]. اگر اثر اتلافی در مقایسه با پراکندگی و غیرخطی بودن بسیار ضعیف باشد، به دلیل تعادل بین اثرات پراکندگی و غیرخطی بودن، سالیتون وجود خواهد داشت ولی هنگامی که اثر اتلافی با اثر پراکندگی قابل مقایسه باشد، امواج ضربه ایجاد می‌شوند. با توجه به رابطه بین اثرات اتلافی و پراکندگی، دو حالت خاص به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

۱.۵ اثر اتلاف ناچیز باشد ($D' = 0$)

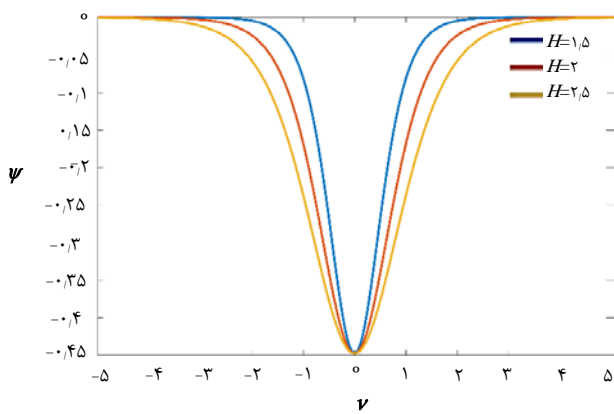
اگر اثر اتلاف در مقایسه با غیرخطی بودن و پراکندگی ناچیز باشد یعنی اگر در معادله ۲۷ قرار دهیم $D' = 0$ ، معادله ۲۷ به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$\frac{d^2\psi}{dv^2} = \frac{U}{mP}\psi - \frac{A'}{2P}\psi^2 \quad (29)$$

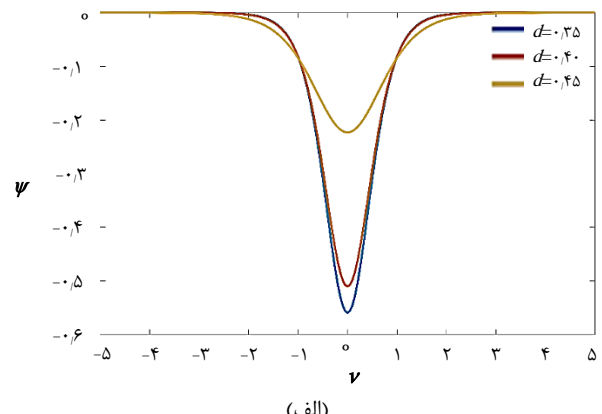
یک حل معادله ۲۹ به صورت زیر است:

$$\psi(v) = \psi_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{v}{W} \right) \quad \text{where} \quad \begin{cases} \psi_0 = \frac{2U}{A'm} \\ W = \sqrt{\frac{4mP}{U}} \end{cases} \quad (30)$$

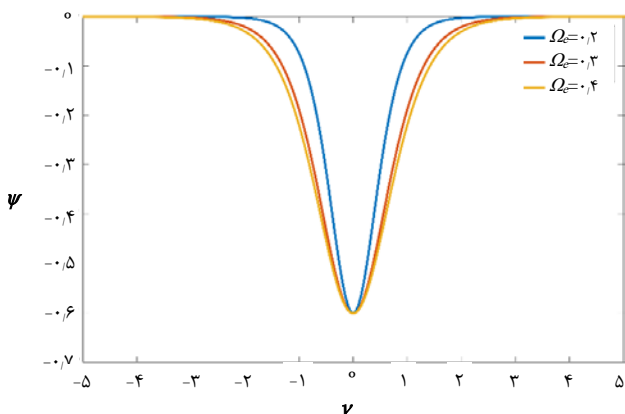




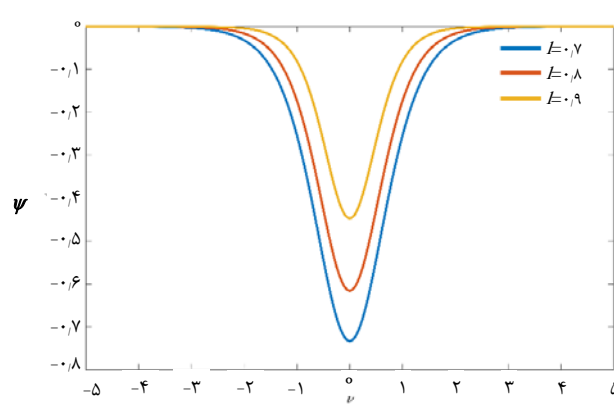
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۲. الف) پروفایل موج سالیتون $\psi(v)$ نسبت به v برای مقادیر مختلف الف) دانسیته ذرات غبار با $H=1.5, \mu_e=1.15, \mu_p=0.76, U=1.5, d=0.9, \eta_0=0.4$ ب) با $H=1.5, \Omega_c=0.5, \eta_0=0.5, U=1.5, \mu_e=0.18, \mu_p=0.76, d=0.45, l$ ج) با $d=0.9, U=1.5, \mu_e=0.18, \mu_p=0.76, d=0.45, \Omega_c=0.5, \eta_0=0.5$ د) با $\Omega_c=0.2, \Omega_c=0.3, \Omega_c=0.4$ ه) با $l=0.7, l=0.8, l=0.9, H=1.5, \eta_0=0.6, \mu_e=0.18, \mu_p=0.76, d=0.75, U=1.5$

$$mP \frac{d^2 \psi}{dv^2} - D' \frac{d \psi}{dv} - U \psi = 0 \quad (36)$$

حل معادله متناسب با $\exp(hv)$ است که h عبارت است از:

$$h = \frac{D' \pm \sqrt{D'^2 + 4mPU}}{2mP} \quad (37)$$

بنابراین اگر $D'^2 + 4mPU > 0$ باشد، h حقیقی است و موج ضربه یکنواخت خواهیم داشت و اگر $D'^2 + 4mPU < 0$ باشد، h موهومی است و موج ضربه نوسانی ایجاد می‌شود. برای امواج ضربه یکنواخت، حل معادله ۳۴ به صورت زیر داده می‌شود:

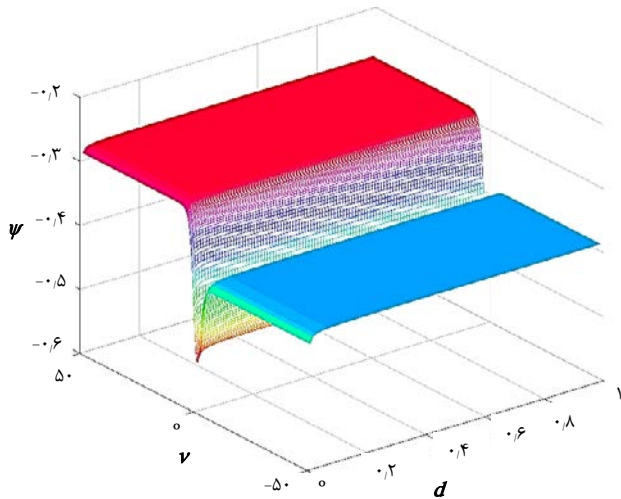
$$\psi(v) = \frac{1}{2} \psi_0 \left[1 - \tanh\left(\frac{v}{W}\right) \right] \quad (38)$$

که $\psi_0 = \frac{2U}{A'm}$ دامنه موج ضربه است و $W = -\frac{2D'}{U}$ عرض موج ضربه می‌باشد. پروفایل موج ضربه یکنواخت $\psi(v)$ نسبت به v برای مقادیر مختلف d و η_0 در شکل ۳ الف) رسم شده

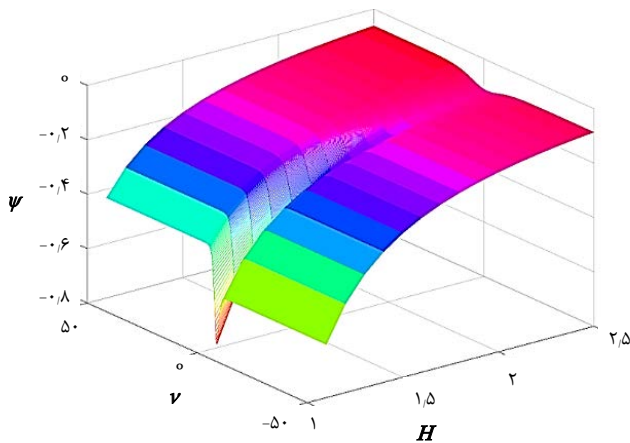
۲.۵ عامل اتلاف (نیروی اصطکاک) وجود داشته باشد

اگر نیروی اصطکاک وجود داشته باشد، یعنی ذرات انرژی از دست دهند و هرگز به نقطه اولیه خود برنگردند و حول مقدار منفی ψ که منطبق بر مقدار کمینه $V(\psi)$ است، نوسان کنند، موج حاصل، موج ضربه-غبار-یون-صوت است. ماهیت ساختار موج ضربه به مقادیر نسبی بین ضرایب پراکندگی mP و اتلاف D' بستگی دارد. اگر D' خیلی کوچک باشد، انرژی ذره خیلی کند کاهش می‌یابد و چند نوسان اول در جبهه موج منجر به امواج سالیتونی خواهد شد، بنابراین یک موج ضربه نوسانی به دست می‌آید. اما اگر مقدار D' بزرگ‌تر از یک مقدار مشخص باشد، حرکت ذره به صورت دوره‌ای خواهد بود و یک موج ضربه یکنواخت به دست می‌آوریم. برای تعیین شرایط ایجاد موج ضربه نوسانی یا یکنواخت، مقدار $\psi(v) = \psi_0 + \psi(v)$ را در معادله ۲۷ جاگذاری می‌کنیم که $\psi_0 \gg \psi(v)$ است، سپس آنرا نسبت به $\psi(v)$ خطی می‌کنیم، و معادله زیر را به دست می‌آوریم [۱۸]:

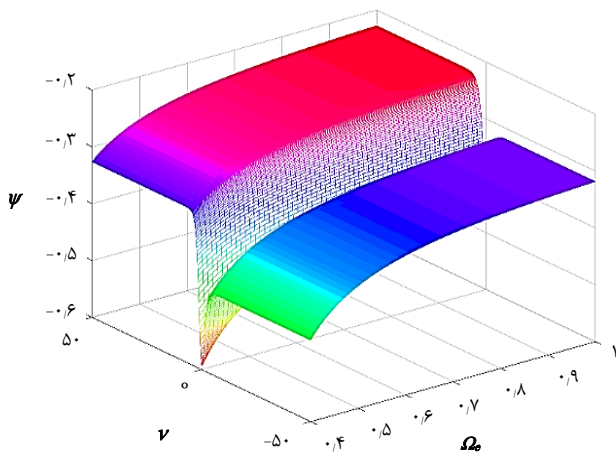




شکل ۴. پروفایل سه بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و d با $\mu_e=2$ ، $\mu_p=0.76$ ، $\Omega_c=0.5$ ، $\eta_0=0.9$ ، $l=0.9$ ، $H=1.3$



شکل ۵. پروفایل سه بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و H با $\mu_e=2$ ، $\mu_p=0.76$ ، $\Omega_c=0.5$ ، $\eta_0=0.9$ ، $l=0.9$ ، $d=0.76$



شکل ۶. پروفایل سه بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و Ω_c با $\mu_e=2$ ، $\mu_p=0.76$ ، $H=1.3$ ، $\eta_0=0.9$ ، $l=0.9$ ، $d=0.76$

است. اخیراً ال واکی برای حل معادلات غیرخطی روش بسط اصلاح شده تابع \tanh را ارایه داده است [۲۰، ۲۱]. بنابراین داشتن حل دقیق معادله ZKB ممکن است [۱۸]:

$$\psi(v) = \rho_0 - \rho_1 \tanh\left(-\frac{D'v}{1.0mP}\right) + \rho_2 \tanh^2\left(-\frac{D'v}{1.0mP}\right)$$

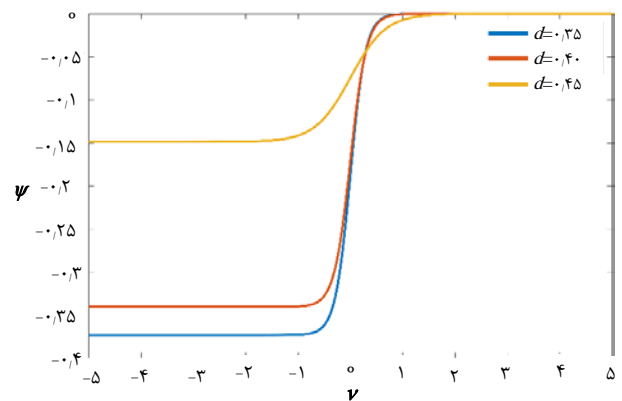
$$\rho_0 = \frac{9D'^2}{25A'Pm^2}, \rho_1 = -\frac{2D'^2}{5.0A'Pm^2}, \rho_2 = -\frac{12D'^2}{1.0A'Pm^2}, \quad (39)$$

$$U = -\frac{6 D'^2}{25 Pm}$$

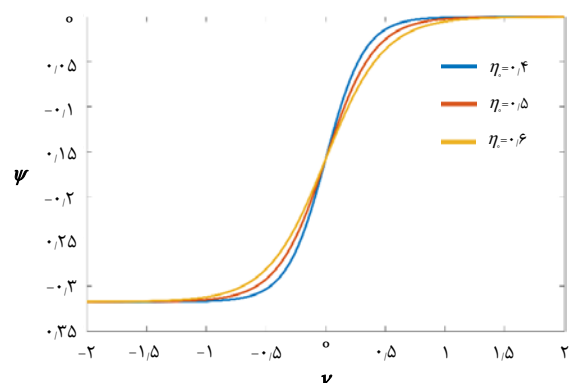
$$\psi(v) = \frac{D'^2}{25A'Pm^2} \left(9 - \tanh\left(\frac{v}{W}\right) - 3 \tanh^2\left(\frac{v}{W}\right)\right)$$

$$W = -\frac{1.0Pm}{D'} \quad (40)$$

W عرض موج ضربه می‌باشد. رسم سه بعدی پروفایل $\psi(v)$ نسبت به v و بعضی از پارامترهای پلازما در شکل‌های ۴ تا ۸ نشان داده شده است.



(الف)



(ب)

شکل ۳. تغییر $\psi(v)$ نسبت به v برای مقادیر مختلف الف) d با $\mu_e=1.15$ ، $\mu_p=0.76$ ، $H=1.5$ ، $\Omega_c=0.5$ ، $\eta_0=0.4$ ، $l=0.9$ ، ب) η_0 با $\mu_e=1.15$ ، $\mu_p=0.76$ ، $\Omega_c=0.5$ ، $d=0.45$ ، $l=0.9$ ، $H=1.5$

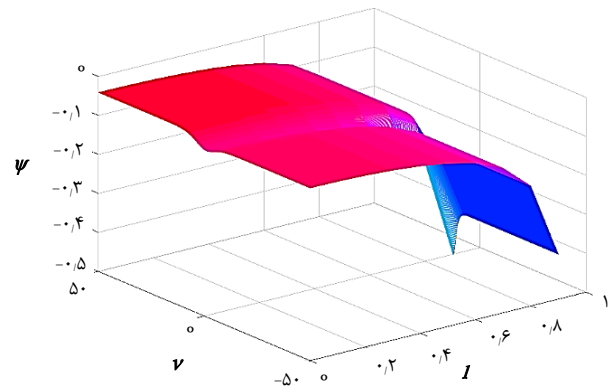


موج سالیتون کاهش می‌یابد. همان‌طور که در شکل ۳ الف دیده می‌شود، دامنه موج ضربه یکنواخت با افزایش d کاهش یافته و عرض آن بیش‌تر می‌شود. در شکل ۳ ب نیز دیده می‌شود با افزایش η_0 عرض موج ضربه یکنواخت افزایش می‌یابد. ساختار موج ضربه با رسم ۳ بعدی پروفایل $\psi(v)$ نسبت به v در معادله ۴۰ با تغییر d, H, l و Ω_c و η_0 مورد بررسی قرار گرفت که نتایج در شکل‌های ۴ تا ۸ دیده می‌شود. رسم ۳ بعدی حل دقیق $\psi(v)$ نسبت به v و d در شکل ۴ نشان می‌دهد که با افزایش d عرض موج ضربه افزایش و دامنه آن کاهش می‌یابد.

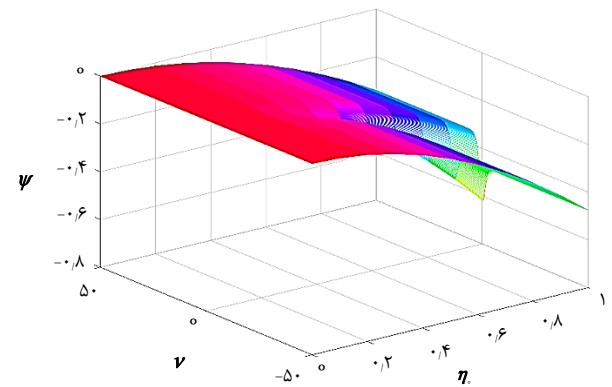
رسم سه‌بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و H در شکل ۵ نشان می‌دهد که با افزایش H دامنه و شیب موج کاهش می‌یابد. رسم سه‌بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و Ω_c در شکل ۶ نشان می‌دهد با افزایش Ω_c ، دامنه موج کاهش و موج پهن‌تر می‌شود بنابراین یک موج ضربه ضعیف ایجاد خواهد شد. رسم سه‌بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و l در شکل ۷ نشان می‌دهد که با افزایش l موج ضربه باریک‌تر و تیزتر می‌شود. در شکل ۸ رسم پروفایل سه‌بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و η_0 دیده می‌شود، هنگامی که η_0 افزایش یابد، دامنه موج ضربه افزایش یافته و تیزتر می‌شود. بنابراین یک موج ضربه قوی در پلاسمای غباری رخ می‌دهد. در کل می‌توان گفت با رسم پروفایل سه‌بعدی $\psi(v)$ (حل دقیق) نسبت به v و برخی از پارامترهای پلازما، مشخص گردید که با افزایش η_0, l ، دامنه و شیب موج افزایش و عرض آن باریک‌تر می‌شود؛ بنابراین، یک موج ضربه شدید ایجاد می‌گردد. در حالی‌که، با افزایش H, d و Ω_c دامنه کاهش می‌یابد و موج گسترده‌تر و پهن‌تر شده و در نتیجه یک موج ضربه ضعیف ایجاد می‌شود.

۷. نتیجه‌گیری

امواج غبار- یون- صوت با استفاده از هیدرودینامیک کوآنتومی و روش اختلال کاهشی در دو راستا برای پلاسمای غباری چهار مؤلفه‌ای در حضور میدان مغناطیسی بررسی گردید. نتایج نشان می‌دهد با افزایش n_e/n_i و d سرعت موج افزایش می‌یابد. همچنین در غیاب اتلاف، موج سالیتونی ایجاد می‌شود که نمودارها نشان دادند با افزایش H, d و Ω_c عرض سالیتون افزایش و با افزایش l عرض آن کاهش می‌یابد. دامنه سالیتون نیز با افزایش l و d کاهش پیدا کرد. با وجود نیروی اصطکاک، موج ضربه- غبار- یون- صوت وجود خواهد داشت. اگر D' بسیار کوچک باشد، ممکن است یک موج ضربه نوسانی به دست آید. اما اگر مقدار D' بزرگ‌تر از یک مقدار معینی باشد، حرکت



شکل ۷. پروفایل سه بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و d با $\mu_e=2$ و $\mu_p=0.76$
 $H=1.3, \Omega_c=0.5, \eta_0=0.9, d=0.76$



شکل ۸. پروفایل سه بعدی $\psi(v)$ نسبت به v و η_0 با $\mu_e=2$ و $\mu_p=0.76$
 $H=1.3, \Omega_c=0.5, l=0.9, d=0.76$

۶. نتایج عددی و نتیجه‌گیری

در این بخش با رسم نمودار، اثر تغییر پارامترهای d, H, l, Ω_c و η_0 روی مشخصات امواج غبار- یون- صوت (سالیتون و ضربه) مورد مطالعه قرار گرفت. برای این منظور، از پارامترهای پلاسمای اختر فیزیکی به صورت $Q_{d0} = 0.6 \times 10^{-4} C$ برای بار تعادلی ذرات غبار و $n_e = 5.9 \times 10^{24} m^{-3}, n_p = 5.22 \times 10^{24} m^{-3}, n_i = 5.8 \times 10^{23} m^{-3}$ برای چگالی یون‌ها، پوزیترون‌ها و الکترون‌ها استفاده شده است. همچنین $T_{Fe} = 1.96 \times 10^8 K, T_{FP} = 1.69 \times 10^8 K$ به ترتیب برای دمای فرمی پوزیترون‌ها و یون‌ها در نظر گرفته شده است [۲۲-۲۳]. پروفایل موج سالیتونی $\psi(v)$ نسبت به v در معادله ۳۰ برای مقادیر مختلف d, H, l, Ω_c در شکل ۲ الف د رسم شده است. از شکل ۲ الف واضح است که با افزایش d دامنه موج سالیتونی کاهش و عرض آن افزایش می‌یابد. از شکل ۲ ب تا ۲ د دیده می‌شود که با افزایش H, Ω_c عرض سالیتون افزایش می‌یابد اما دامنه آن تغییر نمی‌کند. شکل ۲ د نشان می‌دهد با افزایش پارامتر کسینوس جهت‌گیری میدان مغناطیسی، عرض و شدت



10. P.K. Shukla, A.A. Mamun, *Dust-acoustic shocks in a strongly coupled dusty plasma*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29**, 221 (2001).
11. M. Shalaby, et al, *On the stability of obliquely propagating dust ion-acoustic solitary waves in hot adiabatic magnetized dusty plasmas*, *Phys. Plasmas*, **16**, 123706 (2009).
12. H.L. Zhen, et al, *Dynamics of the Zakharov-Kuznetsov-Burgers equations in dusty plasmas*, *Phys. Plasmas*, **20**, 082311-8 (2013).
13. A. Barkan, N. D'Angelo, R.L. Merlino, *Experiments on ion-acoustic waves in dusty plasmas*, *Planet. Space. Sci.*, **44**, 239 (1996).
14. S. Ghosh, et al, *Dust ion acoustic shock waves in a collision less dusty plasma*, *Phys. Lett. A* **274**, 162 (2000).
15. A. Abdikian, *Nonlinear Propagation of Acoustic Soliton Waves in Dense Quantum Electron-Positron Magnetoplasma*, *WASET Journal*, **11**, 7 (2017).
16. N. Pishbin, M.R. Rouhani, *The tanh solution of KdV-B equation in four-component quantum plasma by taking into account dust charge variation*, *Physics of Plasmas*, **24**, 123702 (2017).
17. T.S. Gill, A.S. Bains, N.S. Saini, *Ion acoustic soliton in weakly relativistic magnetized electron-positron-ion plasma*, *Canadian Journal of Physics*, **87**, 861 (2009).
18. R.C. Davidson, J.E. Scherer, *Methods in Nonlinear Plasma Theory*, *IEEE Trans. Plasma Sci*, **1**, 58 (1973).
19. W.M. Moslem, R. Sabry, *Chaos, Zakharov-Kuznetsov-Burgers equation for dust ion acoustic waves*, *Solitons and Fractals*, **36**, 628 (2008).
20. N. Krall, A.W. Trivelpiece, *Principles of plasma physics*, (Mc Graw-Hill Inc 1973).
21. S.A. Elwakil, et al, *Modified extended tanh-function method for solving nonlinear partial differential equations*, *Phys Lett A*, **299**, 179 (2002).
22. H. Demiray, A. Abdikian, *Modulational instability of acoustic waves in a dusty plasma with nonthermal electrons and trapped ions*, *Chaos, Solitons and Fractals*, **121**, 50 (2019).
23. S. Hussain, N. Akhtar, *Damped electrostatic structures in quantum plasmas*, *Physics of Plasmas*, **24**, 062109 (2017).

ذره به صورت دوره‌ای خواهد بود. بنابراین، یک موج ضربه یکنواخت به دست خواهد آمد. با افزایش مقادیر η_0 و d عرض موج ضربه یکنواخت افزایش می‌یابد. دامنه این موج نیز با افزایش d کاهش می‌یابد. رسم پروفایل سه بعدی (حل دقیق) $\psi(\nu)$ نسبت به ν و برخی از پارامترهای پلازما مشخص نمود که با افزایش η_0 و d ، دامنه و شیب موج افزایش می‌یابد و عرض باریک‌تر می‌شود؛ بنابراین، یک موج ضربه شدید ایجاد می‌شود. در حالی که، با افزایش d و H دامنه کاهش می‌یابد و موج گسترده‌تر و پهن‌تر می‌شود و در نتیجه یک موج ضربه ضعیف ایجاد می‌گردد.

مراجع

1. P.K. Shukla, A.A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Institute of Physics, Bristol 2002).
2. M. Tribeche, M. Bacha, *Dust-acoustic shock waves in a charge varying electronegative magnetized dusty plasma with suprathermal electrons*, *Phys. Plasmas*, **19**, 123706 (2012).
3. M. Shahmansouri, H. Alinejad, *Effect of electron nonextensivity on oblique propagation of arbitrary ion acoustic waves in a magnetized plasma*, *Astrophys. Space Sci.* **344**, 463 (2013).
4. P.K. Shukla, *A survey of dusty plasma physics*, *Phys. Plasmas*, **8**, 1791 (2001).
5. A.A. Mamun, *Effects of adiabaticity of electrons and ions on dust-ion-acoustic solitary waves*, *Phys. Lett. A* **372**, 1490 (2008).
6. W.M. Moslem, R. Sabry, *Zakharov-Kuznetsov-Burgers equation for dust ion acoustic waves*, *Chaos Solitons Fractals*, **36**, 628 (2008).
7. P.K. Shukla, *Nonlinear waves and structures in dusty plasmas*, *Phys. Plasmas*, **10**, 1619 (2003).
8. H. Wang, K. Zhang, *Dust-ion acoustic shock waves in a dusty multi-ion plasma with negatively dust-charge fluctuation*, *J. Korean Phys. Soc.* **66**, 203 (2015).
9. Y. Nakamura, *Experiments on ion-acoustic shock waves in a dusty plasma*, *Phys. Plasmas*, **9**, 440 (2002).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

مریم قاسملو (۱۴۰۱)، امواج ضربه غبار- یون- صوتی در پلاسمای غبار چهار مؤلفه‌ای در حضور میدان مغناطیسی، ۹۹، ۵۷-۶۶

DOR: 20.1001.1.17351871.1401.43.1.7.0

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1350.html

