

Research Paper

Shocks and Energy Transfer in Solar Atmospheric Jets¹

Zohre Hashemipour², Soheil Vashaghani Farahani^{*3} and
Amir Ghal'ee⁴

Received: 2023.11.27

Revised: 2024.01.06

Accepted: 2024.02.20

Abstract

The aim is to study nonlinear wave dynamics in solar spicules and jets. The life of jets in the context of Alfvén wave dynamics is focused. Here, further insight into the solar atmospheric effects together with initial conditions on the dynamics of Alfvén waves along with the characteristic parameters of the spicule or jet itself are provided. Results are based on the theory of magnetohydrodynamics. The location of shock formation by the interplay of the internal and external plasma-beta conditions together with the initial steady flow speeds which are rooted in the initiation location of the solar jet are illustrated. It was known that the plasma-beta of a solar jet affects the shock formation time of torsional Alfvén waves. However, its efficiency is shown to be dependent on the external plasma beta conditions. The shock formation time for plasma-beta conditions over unity is directly proportional to the plasma-beta, similar to plasma-beta conditions equal to or below unity. In the case where the plasma-beta inside the magnetic structure is small, the shock formation time is accelerated by increasing the external plasma-beta. In photospheric conditions, as for coronal conditions, the time of shock formation is inversely proportional to the external plasma-beta. When the internal plasma-beta is fixed, for various steady flow speeds, the external plasma-beta accelerates the formation of shocks. These results help us to better understand the role of Alfvén waves in solar jets in the transfer of energy to the solar system.

Keywords: *Solar Corona, Magneto Hydrodynamics, Solar Jets, Torsional Waves, and Alfvén Waves.*

¹<https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45711.1370>

² M. Sc. Graduated, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. Email: zohre.hashemipor@gmail.com

³ Associate Professor, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. (Corresponding Author) Email: s.vasheghanifarahani@tafreshu.ac.ir

⁴ Associate Professor, Department of Physics, Tafresh University, Tafresh, Iran. Email: ghalee@tafreshu.ac.ir



شوکه‌ها و انتقال انرژی در جت‌های اتمسفر خورشید^۱ زهره هاشمی‌پور^۲، سهیل واشقانی‌فراهانی^{۳*} و امیر قلعه^۴

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۹/۰۶

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۰/۱۶

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۱۲/۰۱

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال چهاردهم، پیاپی ۳۷، تابستان ۱۴۰۳

صص ۱۴۵ - ۱۵۹

چکیده:

هدف این مقاله مطالعه دینامیک غیرخطی امواج در نيزک‌ها و جت‌های خورشیدی است. رفتار امواج آلفون مورد توجه قرار گرفته است. با بررسی شرایط اولیه دینامیک امواج آلفون و کمیت‌های مشخصه نيزک‌ها و جت‌ها، بینش بیشتری از اتمسفر خورشید ارائه شده است. نتایج بر مبنای نظریه هیدرودینامیک می‌باشد. با بررسی اثر متقابل بتا- پلاسمای داخلی و خارجی و سرعت اولیه شار، که وابسته به مکان اولیه جت‌های خورشیدی هستند، مکان تشکیل شوک‌ها مشخص شد. اثر بتا- پلاسمای جت‌های خورشیدی بر زمان تشکیل شوک‌های پیچشی امواج آلفون مشخص شده بود. در کار پیشرو نشان داده شد که کمیت بتا، پلاسمای خارجی است که به صورت بهینه در زمان تشکیل شوک‌ها تاثیرگذار است. زمان تشکیل شوک‌ها به ازای شرایط مختلف بتا- پلاسمای بالاتر از یک، متناسب با بتا- پلاسمای است که این نتیجه مشابه با بتا- پلاسمای برابر یا پایین‌تر از یک است. در مواردی که بتا- پلاسمای داخلی کوچک باشد، زمان تشکیل شوک‌ها با افزایش بتا- پلاسمای خارجی شتاب می‌گیرد. در شرایط فوتسفری، همانند شرایط کرونایی، زمان تشکیل شوک‌ها نسبت عکس با بتا- پلاسمای خارجی دارد. وقتی بتا- پلاسمای داخل ثابت باشد، به ازای سرعت‌های شار مختلف، بتا- پلاسمای خارجی موجب شتاب در تشکیل شوک می‌گردد. این نتایج کمک می‌کند که نقش امواج آلفون در جت‌های خورشیدی و انتقال انرژی در منظومه خورشیدی بهتر درک شود.

واژگان کلیدی: کرونای خورشید، مگنتوهیدرودینامیک، جت‌های خورشیدی، امواج پیچشی و امواج آلفون.

^۱ <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.45558.1364>

^۲ دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشگاه تفرش، تفرش، ایران. Email: zohre.hashemipor@gmail.com

^۳ دانشیار، گروه فیزیک دانشگاه تفرش، تفرش، ایران (نویسنده مسئول) Email: s.vasheghanifarahani@tafreshu.ac.ir

^۴ دانشیار، گروه فیزیک دانشگاه تفرش، تفرش، ایران. Email: ghalee@tafreshu.ac.ir



۱. مقدمه

هدف از این پژوهش نشان دادن تغییر رفتار امواج آلفون پیچشی در حوزه غیرخطی است که در ساختارهایی نظیر حلقه‌ها، نیزک‌ها^۱ و جت‌های مغناطیسی اتمسفر خورشید تحت تاثیر کمیت‌های مختلف محیطی قرار می‌گیرند. پیشتر مشخص شده است که امواج آلفون در حوزه غیرخطی متأثر از نیروی پوندروموتیو^۲ هستند [۱]. از نظر تاریخی ابتدا رانکین و همکاران در سال ۱۹۹۴ به صورت نظری و عددی نشان دادند که نیروی پوندروموتیو سبب به وجود آمدن هماهنگ‌های بالاتر برای امواج مگنتوهیدرودینامیک ایستاده در مگنتوسفر می‌شود [۱]. یک سال بعد تیخونچوک و همکاران در سال ۱۹۹۵ نشان دادند که در شرایط پلاسمای سرد نیروی پوندروموتیو سبب می‌شود امواج آلفون تخت، افزایش چگالی را تجربه کنند [۲]، و این پدیده منجر به تشکیل موجبرهایی برای انتقال امواج آلفون از فوتوسفر به تاج خورشید می‌شود [۳].

در ادامه، ورویخته و همکاران در سال ۱۹۹۹ با بدست آوردن یک رابطه تحلیلی، روش القای اختلالات چگالی در جهت طولی، که توسط نیروی پوندروموتیو انجام می‌شود، را بدست آوردند [۴].

در سال ۲۰۰۷ با مشاهده نوسانات عرضی در جت‌های اشعه ایکس توسط سرتن و همکارانش [۵] حوزه جدید پژوهشی در مورد بررسی رفتارهای نوسانات امواج مگنتوهیدرودینامیک ایجاد شد. در همین راستا واشقانی فراهانی و همکارانش در سال ۲۰۰۹ با الگوسازی تحلیلی نوسانات امواج مگنتوهیدرودینامیک در جت‌های اشعه ایکس تفاوت بین امواج کینک^۳ و آلفون را از نظر ماهیتی بیان نمودند [۶]. با مشاهده نوسانات پیچشی در جت‌های خورشیدی [۷]، واشقانی فراهانی و همکاران با در نظر گرفتن یک جت که در حالت تعادل دارای میدان مغناطیسی در راستای سمتی افزون بر راستای محوری بود، نوسانات پیچشی و طولی در جت را الگوسازی نمودند و نشان دادند که پیچش خطوط میدان مغناطیسی سبب افزایش سرعت فاز موج بدست آمده می‌شود [۸ و ۹]. همچنین، نشان داده شد که که افزایش یا کاهش سرعت فاز به جهت انتشار موج بستگی دارد [۱۰]. با تمرکز بر نیروی پوندروموتیو، که نیروی اصلی در پدیده‌های مورد مطالعه این پژوهش می‌باشد، واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۱۱ نشان داده‌اند که در حلقه‌های خورشیدی، که شار اولیه ثابت مواد در مقایسه با سرعت موج آلفون کوچک است، نیروهای مرکزگرا و تنش مغناطیسی

¹ Spicule

² Pondermotive Force

³ Kink Wave



همدیگر را بی‌اثر می‌کنند و تنها نیروی موثر بر تغییرات چگالی نیروی پوندروموتیو می‌باشد [۱۱]. اما اگر سرعت شار ثابت اولیه در مقایسه با سرعت امواج آلفون کوچ نباشد، واشقانی فراهانی و همکاران نشان دادند که تعادل نیروهای غیرخطی به هم می‌خورد [۱۲]. لازم به یادآوری است در حالتی که جت خورشیدی دوران اولیه یا پیچش خطوط میدان مغناطیسی را تجربه کند، نیروهای مرکزگرا یا تنش مغناطیسی نیز بر چگالی و دیگر متغیرهای سامانه تاثیرگذار خواهند بود [۱۳].

حال سوال مطرح این است که انتشار امواج آلفون در جت‌ها چگونه می‌تواند در راستای تبدیل انرژی ایفای نقش کند؟ پاسخ اینست که وقتی نیروهای غیرخطی وابسته به موج آلفون بر کمیت‌های فیزیکی سامانه مثل سرعت، فشار، چگالی، و میدان مغناطیسی اثر می‌گذارد، اختلال وارد شده روی این کمیت‌ها نسبت به خود موج آلفون واکنش نشان می‌دهند و سبب تغییر در رفتار این موج می‌گردند که معادله حاکم بر انتشار موج آلفون به کمک حل یک معادله گسترش زمانی غیرخطی درجه سوم بدست می‌آید [۱۴، ۱۵]. با مشاهده جت‌های کوچک (کوچک در مقایسه با جت‌های اشعه ایکس در سال ۲۰۱۹ که به نیزک‌های نوع سوم نامگذاری شد [۱۶]) انگیزه مورد نیاز جهت الگوسازی آن‌ها برای واشقانی فراهانی و همکاران مهیا گردید.

این بدین دلیل بود که در گزارش مشاهده این نوع از جت‌ها، ارتفاعی که این نوع جت‌ها قبل از میرایی قادر به رسیدن به آن بودند، کمتر از نیزک‌های نوع اول و دوم بود. در حالی که از جمله مشخصه‌های نیزک‌های نوع سوم این بود که سرعتشان از نیزک‌های نوع اول و دوم بیشتر بود. پس واشقانی فراهانی و همکاران اقدام به الگوسازی دینامیک این نوع جت‌ها نمودند و نشان دادند که سرعت اولیه این جت‌ها سبب تشکیل شوک می‌شود. عمر این جت‌ها به این دلیل که زمان تشکیل شوک با سرعت جت رابطه مستقیم دارد، زودتر از بقیه جت‌ها به سر می‌آید. افزون بر این نشان دادند که زمان تشکیل شوک امواج آلفون با نسبت چگالی‌های داخل به خارج جت نسبت عکس دارد. در حالی که بازدهی انتقال انرژی به مقیاس‌های کوتاه‌تر با نسبت چگالی‌های داخل به خارج جت نسبت مستقیم دارد. این امر سبب تبدیل انرژی به گرما می‌شود که به صورت قابل توجهی به گرم شدن تاج خورشید کمک می‌کند [۱۴].

حال که مشخص شده که با افزایش سرعت شار اولیه در جت‌ها شوک‌ها زودتر بروز می‌کنند [۱۴]، چه عواملی می‌تواند تشکیل شوک‌ها را به تاخیر بیاندازد؟ بیش بینی می‌شود که اثر پلاسما-بتای خورشید می‌تواند در تاخیر زمانی تشکیل شوک‌ها تاثیرگذار باشد. اهمیت پلاسما-بتا به خاطر این است که لایه‌های مختلف اتمسفر خورشید دارای پلاسما-بتای متفاوت هستند که این امر سبب

می شود رفتار جت در ارتفاع های مختلف متغیر باشد. پس تقابل سرعت شار اولیه و پلاسما- بتا در کنار نسبت چگالی های پلاسمای داخل به خارج از جت می تواند تخمین طول عمر نوسانات و در نتیجه خود جت را ممکن سازد و اینکه اثر کدام یک از این بازیگران بیشترین نقش را در این راستا ایفا می کنند. نتیجه اصلی این خواهد بود که چطور این عوامل در کنار شرایط اولیه حاکم بر جت و محیط اطرافش در انتقال و تبدیل انرژی در اتمسفر خورشید ایفای نقش می کنند تا در راستای حل مسئله گرمایش تاج خورشید با استفاده از منطق امواج مگنتوهیدرودینامیک [۱۷] قدمی دیگر برداشته شود.

ساختار این مقاله به این صورت است که در بخش دوم شرایط ساختارهای مغناطیسی مورد نظر در این پژوهش که با شار مواد همراه هستند و با نظریه مگنتوهیدرودینامیک الگوسازی و بیان می شود. در بخش سوم با استفاده از معادلات حاکم بر رفتار امواج آلفون در جت های اتمسفر خورشید، نقش کمیت های مختلف بنا بر ارتفاع های مختلفی که جت ها تجربه می کنند در کنار سرعت های اولیه متفاوت جت ها در زمان تشکیل شوک ها را بررسی می شود. در بخش پایانی نتایج بدست آمده بیان شده است .

۲. الگو، شرایط اولیه و تعادلی

نظریه استفاده شده برای رسیدن به اهداف ترسیم شده در این پژوهش مگنتوهیدرودینامیک است [۱۸]. در این راستا وابستگی زمانی و مکانی شوک های مربوط به امواج آلفون پیچشی در جت های با ابعاد و جایگاه های مختلف با شارهای متفاوت در اتمسفر خورشید به تصویر کشیده می شود. مجموعه معادلات مگنتوهیدرودینامیک برای ساختارهای پلاسمای خورشیدی شامل معادله اویلر، معادله پیوستگی، معادله القا، معادله حالت و معادله عدم وجود تک قطبی مغناطیسی است که به صورت زیر هستند:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right) + \nabla P + \frac{1}{\mu} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) = -\rho \vec{g} + \rho v \left(\nabla^2 \vec{V} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{V}) \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) - \eta \nabla^2 \vec{B}, \quad (3)$$

$$\frac{dP}{dt} - \frac{\gamma P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (4)$$



$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

که در آن، P ، V ، B و ρ به ترتیب بیانگر فشار، سرعت، میدان مغناطیسی و چگالی هستند. به صورتی که γ ، η و ν به ترتیب ضریب بی‌درو، ضریب پخش مغناطیسی و گرانیوی هستند. البته در این پژوهش اثرات گرانشی و اتلافی در نظر گرفته نمی‌شود و قدمی فراتر نسبت به مقالات واشقانی فراهانی و همکاران [۱۴، ۱۵] در سال‌های ۲۰۱۲ و ۲۰۲۱ در مورد اثرات کمیت‌های محیطی و اولیه بر روی شوک‌ها و تبدیل انرژی برداشته شده است.

پیرو الگوی واشقانی فراهانی و همکاران [۱۴]، یک استوانه مغناطیسی با شعاع R را در نظر بگیرید که در یک محیط پلاسما با عدد رینولدز گازی و مغناطیسی بسیار بالا قرار گرفته است. به دلیل هندسه در نظر گرفته شده بهتر است از دستگاه مختصات استوانه‌ای استفاده شود. به این منظور مولفه‌های شعاعی و سمتی و طولی سرعت به ترتیب برابر V_r ، V_ϕ و V_z در نظر گرفته شد. همین تجزیه در مورد میدان مغناطیسی به ترتیب با B_r ، B_ϕ و B_z انجام شد. همچنین، با در نظر گرفتن $B_\phi = rJ$ و $V_\phi = r\Omega$ که J و Ω به ترتیب چگالی جریان و سرعت زاویه‌ای می‌باشند و با استفاده از تقریب مرتبه دو استوانه شار باریک [۱۹]، معادله حاکم بر میدان مغناطیسی سمتی که نشان‌دهنده دینامیک امواج آلفون پیچشی می‌باشد، را داریم که به صورت زیر است [۱۴]:

$$\frac{B_\phi}{B_{z0}} = a \exp\left(-\frac{\left(\frac{\xi}{L} - \frac{3}{4}\alpha \frac{C_A}{L} \left(\frac{B_\phi}{B_{z0}}\right)^2 t\right)}{2C^2}\right) \quad (6)$$

به صورتی که،

$$\alpha = \left(\frac{3C_A^3 + 5C_A^2 u_0 + 2\beta C_A^2 u_0 + 4\beta C_A u_0^2 + 3u_0^3 - 9C_A^2 u_0^2 - 2u_0^3 \beta - 2\kappa u_0}{3(C_A^3 - \kappa)C_A}\right), \quad (7)$$

که دامنه، پهنا و مقیاس طول مشخصه به ترتیب با a ، C و L . نشان داده می‌شوند. پارامتر α در رابطه (۷) همه داده‌هایی که در راستای هدف این پژوهش مورد نیاز است را داراست. کمیت κ نشان‌دهنده داده‌های مربوط به محیط اطراف جت می‌باشد و u_0 سرعت اولیه شار مواد است. لازم به یادآوری

است که کمیت β پلاسمایی بصورت $\beta = \frac{C_s^2}{C_A^2}$ تعریف می‌شود که سرعت آلفون C_{A0} و سرعت صوت C_{s0} به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$C_{A0}^2 = \frac{B_{z0}^2}{4\pi\rho_0}, \quad C_{s0}^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \quad (8)$$



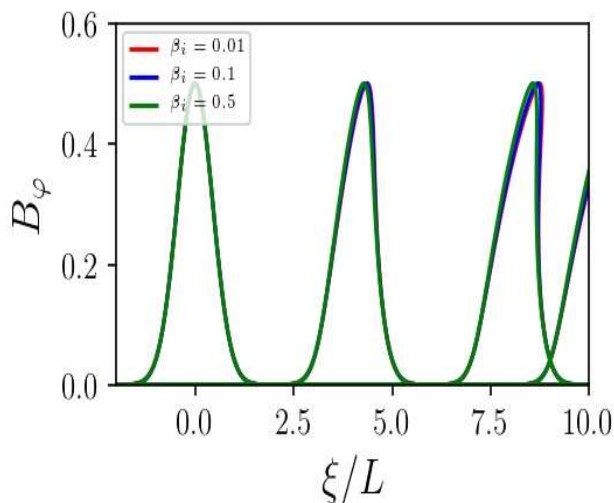
حال هدف برداشتن گامی فراتر نسبت به کار واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ [۱۴] می باشد تا بتوان تاثیرات سرعت های شار اولیه جت ها در کنار شرایط محیطی متفاوت داخل و خارج جت بر روی زمان و مکان تشکیل شوک های آلفون را نشان داد.

۳. حل عددی معادلات و تفسیر دینامیکی مدل

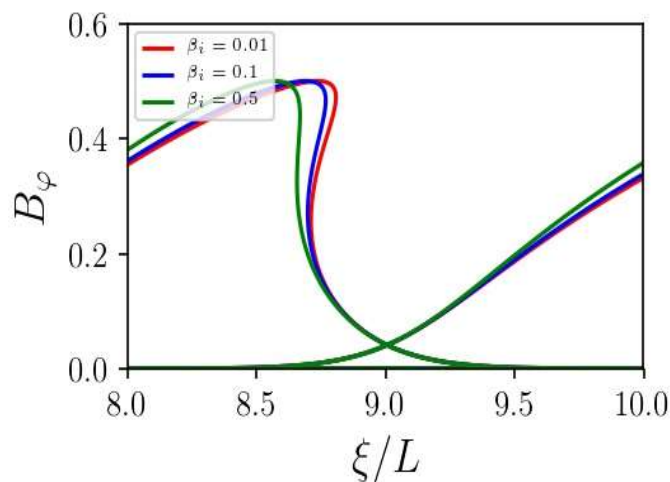
برای درک اثر کمیت های محیطی بر روی تشکیل شوک ها با فرض اینکه پالس های موج به صورت گاوسی هستند، مقادیر مربوطه در معادله (۶) قرار داده شد. در شکل (۱)، تصاویر پالس های آلفون پیچشی در چارچوب مرجع نرمال (ξ/L) است که برای شرایط تاج خورشیدی به تصویر کشیده شده است. در این شکل پلاسما بتای محیط خارج از جت β_e برابر $\beta_e = 0.001$ است. با توجه به اینکه مواد از لایه پایین تر یعنی فوتوسفر خورشید به بالا شلیک می شوند پلاسما بتای درون جت، β_i ، از مقادیر بیشتری برخوردار می باشد. که در شکل (۱) نمودارهای قرمز، آبی و سبز به ترتیب مربوط به پلاسما بتای درون جت $\beta_i = 0.01$ ، $\beta_i = 0.1$ و $\beta_i = 0.5$ است. از شکل (۱) می توان تاثیر افزایش پلاسما بتا درون جت در زمان تشکیل شوک ها را مشاهده کرد.

برای مشخص شدن تفاوت بین زمان تشکیل شوک ها، بخشی از شکل (۱) در بازه زمان مشخصه، $8 \leq \frac{\xi}{L} \leq 10$ در شکل (۲) بزرگنمایی شده است. با توجه به شکل های (۱) و (۲) مشاهده می شود که با کاهش β_i و ثابت نگه داشتن $\beta_e = 0.001$ ، تشکیل شوک زودتر رخ می دهد. به بیانی دیگر، هرچقدر β داخل کمتر باشد، تشکیل شوک به زودتر صورت می پذیرد (شرایط کروناپی). در حقیقت، وجود یک محیط خارجی مانند پلاسما برای انتشار و برانگیختگی امواج شوک سبب تأخیر در زمان برانگیختگی آن ها می شود. لازم به یادآوری است که در صورت نبود محیط خارجی که مربوط به شرایط پدیده مغناطیسی حلقه خورشیدی است، هیچ تفاوتی در زمان تشکیل شوک ها وجود ندارد، در این موضوع کار واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۱۲ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۵].





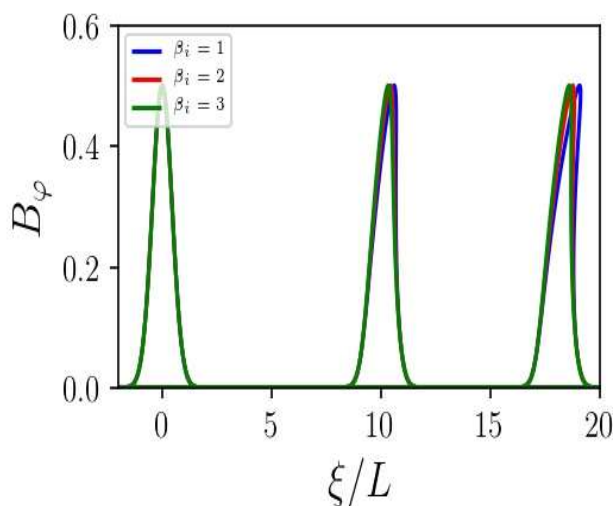
شکل ۱ پلاسما بتای محیط خارج $\beta_e = 0.001$ برابر $\beta_e = 0.001$ و بتای پلاسمای داخل جت با مقادیر مختلف $\beta_i = 0.5$ و $\beta_i = 0.1$ ، $\beta_i = 0.01$.



شکل ۲ بزرگنمایی بازه زمانه مشخصه بین ۸ تا ۱۰ مربوط به شکل (۱).

برای بررسی بهتر وابستگی تاخیر زمانی تشکیل شوک‌ها، در شکل (۳) با در نظر گرفتن بتای خارج محیط استوانه به اندازه $\beta_e = 0.001$ و تغییر بتای پلاسمای داخل استوانه به صورت $\beta_i = 1, \beta_i = 2, \beta_i = 3$ ، یعنی شرایط فوتوسفری، ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با

افزایش بتای پلاسما داخل استوانه زمان تشکیل شوک به تاخیر می‌افتد. در بتای پلاسماهای بیشتر از عدد ۱، یعنی در شرایط فوتوسفری، با افزایش بتای پلاسما زمان تشکیل شوک به تاخیر می‌افتد.



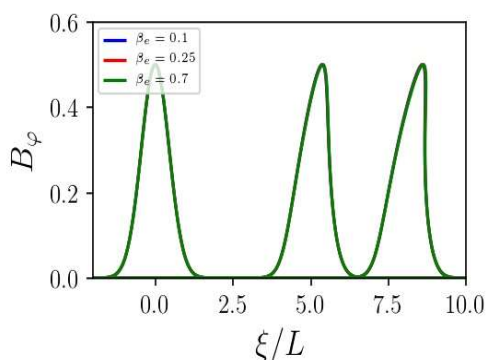
شکل ۳ رابطه بتای پلاسما داخل و تشکیل شوک. با بتای پلاسما خارج برابر $\beta_e = 0.001$ و مقادیر مختلف

$$\beta_i = 1, \beta_i = 2, \beta_i = 3 \text{ بتای پلاسما داخل برابر}$$

در شکل‌های (۱)، (۲) و (۳)، کمیت β_e ثابت بود، در حالی که β_i مقادیر متفاوت داشت. از این رو ضروری است که عکس این حالت هم بررسی شود. برای این منظور در شکل (۴) شرایط کروناپی بررسی شده است، که در آن با ثابت نگه داشتن β داخل به اندازه $\beta_i = 0.5$ و تغییر β خارج $\beta_e = 0.1$ (نمودار آبی) $\beta_e = 0.25$ و (نمودار قرمز) و $\beta_e = 0.7$ (نمودار سبز) ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با کمیت‌های در نظر گرفته شده، زمان تشکیل شوک‌ها به قدری نزدیک به هم است که تشخیص میان آن‌ها در شکل مشخص نیست. از این رو، می‌توان نتیجه گرفت که تغییرات β محیط خارج به تنهایی در زمان برانگیختگی امواج شوک نسبت به β محیط داخل نقش مهمی را ایفا نمی‌کند.

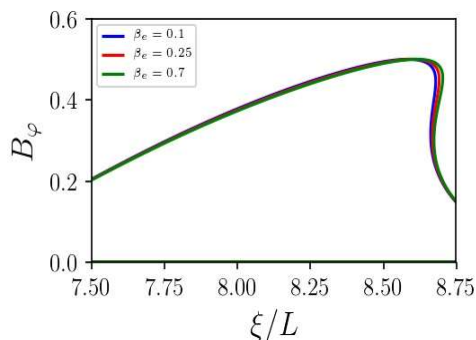
لازم به یادآوری است که در شرایط کروموسفری، که لایه‌ای از اتمسفر خورشید است و بین فوتوسفر و کرونا قرار دارد، مقادیر پلاسما-بتا از واحد کمتر است ولی از ۰.۵ بیشتر است که نمودارهای سبز رنگ شکل‌های (۴) و (۵) می‌تواند بیانگر شرایط کروموسفری نیز باشد.





شکل ۴ متفاوت بودن زمان تشکیل شوک با کمیت $\beta_i = 0.5$ برای پلاسماهای داخل و تغییر β_e برای پلاسماهای خارج به ازای مقادیر $\beta_e = 0.1$ ، $\beta_e = 0.25$ و $\beta_e = 0.7$. برای مشخص شدن تفاوت زمانی بین تشکیل شوک‌ها، به شکل (۵) نگاه کنید.

به منظور درک بهتر این مطلب، در شکل (۵) بازه زمانی مشخصه $7.50 \leq \frac{\xi}{L} \leq 8.75$ در شکل (۴) بزرگنمایی شده است. در شکل (۵)، اثر تغییرات β محیط خارج بر زمان تشکیل شوک مشخص تر نشان داده شده است و نشان می‌دهد که با افزایش بتای پلاسماهای خارج استوانه، تشکیل شوک سرعت می‌یابد.



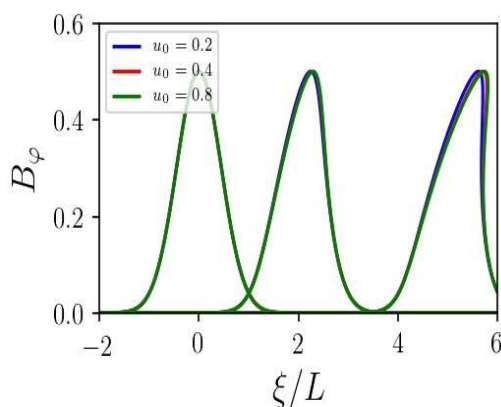
شکل ۵ بزرگنمایی شکل (۴) در بازه $7.50 \leq \frac{\xi}{L} \leq 8.75$. با بزرگنمایی انجام شده مشخص است که با افزایش بتای پلاسما خارج استوانه تشکیل شوک سرعت می‌یابد.

برای مطالعه دقیق تر شوک‌ها، بهتر است وابستگی زمان تشکیل شوک‌ها با تغییرات شار اولیه، u_0 ، مطالعه شود. برای این هدف، شکل‌های (۶) و (۷) ترسیم شده‌اند.

مطابق شکل (۶) مشاهده می‌شود که در شرایط کرونایی با ثابت نگه‌داشتن مقدار بتای داخل $\beta = 0.1$ و بتای خارج $\beta_e = 0.1$ ، مشاهده می‌شود که با افزایش شار اولیه از $u_0 = 0.2$ (نمودار آبی) به $u_0 = 0.4$ (نمودار قرمز) و سپس $u_0 = 0.8$ (نمودار سبز) تشکیل شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. یعنی برای شار اولیه $u_0 = 0.8$ شوک زودتر از شار اولیه $u_0 = 0.4$ و $u_0 = 0.2$ رخ می‌دهد.

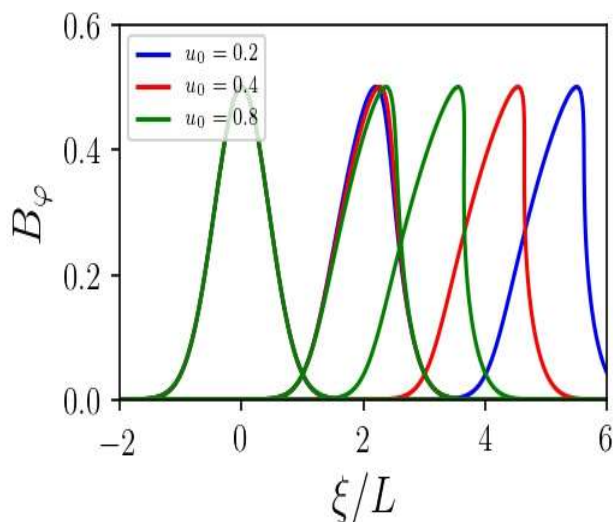
در شکل (۷)، مقدار بتای پلاسمای داخل $\beta_i = 1$ و بتای پلاسمای خارج $\beta_e = 0.1$ در نظر گرفته شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش شار اولیه از $u_0 = 0.2$ (نمودار آبی) به $u_0 = 0.4$ (نمودار قرمز) و $u_0 = 0.8$ (نمودار سبز)، زمان تشکیل شوک زودتر فرا می‌رسد. همانطور که در

شکل (۷) مشاهده می‌شود، زمان تشکیل شوک برای $u_0 = 0.8$ در زمان مشخصه $\frac{\xi}{L} = 3$ رخ می‌دهد و برای $u_0 = 0.4$ شوک در زمان مشخصه $\frac{\xi}{L} = 4$ رخ می‌دهد و برای $u_0 = 0.2$ شوک در زمان مشخصه $\frac{\xi}{L} = 5$ رخ می‌دهد. بنابراین مشاهده می‌شود که با افزایش u_0 تشکیل شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].



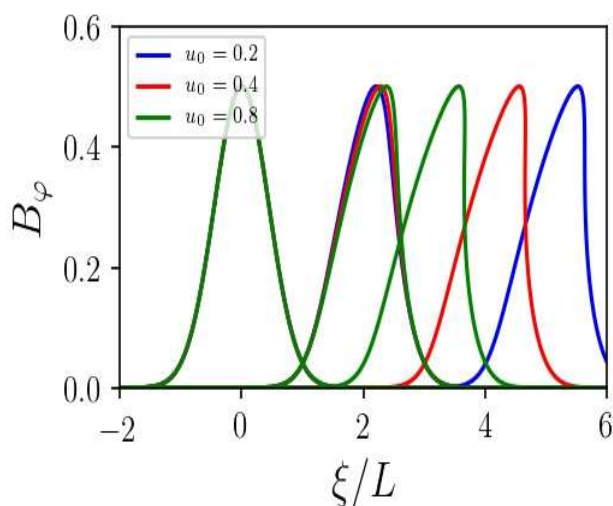
شکل ۶ رابطه شار اولیه و تشکیل شوک‌ها در شرایط کرونایی: با ثابت نگه داشتن کمیت $\beta_i = 0.1$ برای پلاسمای داخل و $\beta_e = 0.1$ برای پلاسمای خارج و تغییر شار اولیه u_0 به ازای $u_0 = 0.2$ ، $u_0 = 0.4$ و $u_0 = 0.8$. در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].





شکل ۷ رابطه شار اولیه و تشکیل شوک‌ها: با ثابت نگه داشتن کمیت $\beta_i = 1$ برای پلاسماهای داخل و $\beta_e = 0.1$ برای پلاسماهای خارج و تغییر شار اولیه u_0 ، مشاهده می‌شود که با افزایش u_0 تشکیل شوک‌ها در زمان زودتری رخ می‌دهد. در این رابطه مقاله واشقانی فراهانی و همکاران در سال ۲۰۲۱ را نیز ملاحظه فرمایید [۱۴].

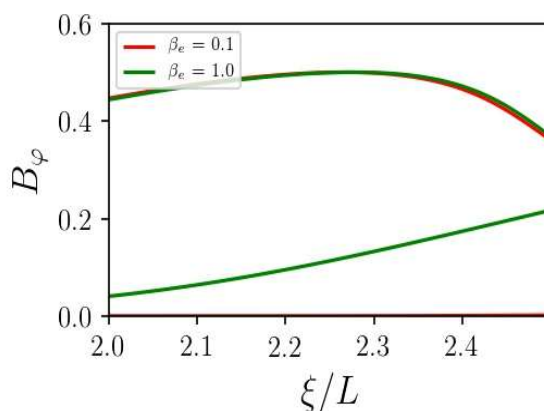
برای مقایسه با شرایط فتوسفری که در آن کمیت‌های بتای داخل و خارج برابر واحد هستند، شکل (۸) نشان داده شده است. مطابق شکل (۸)، مشاهده می‌شود که در شرایط فتوسفری با افزایش شار اولیه از $u_0 = 0.2$ (نمودار آبی) به $u_0 = 0.4$ (نمودار قرمز) و سپس $u_0 = 0.8$ (نمودار سبز) تشکیل شوک زودتر رخ می‌دهد.



شکل ۸ مطالعه تشکیل شوک در شرایط فتوسفری که با $\beta_i = \beta_e = 1$ بیان می‌شود. مقادیر مختلف شار اولیه u_0 به ازای $u_0 = 0.2$ ، $u_0 = 0.4$ ، $u_0 = 0.8$ در نظر گرفته شده است.

چون ممکن است تفاوت میان شکل‌های (۷) و (۸) چندان مشخص نباشد، لازم است که یک مقایسه در بازه زمانی مشخصه $2 \leq \frac{\xi}{L} \leq 2.5$ بین دو شکل (۷) و (۸) انجام گیرد. برای این منظور، در شکل (۹) دو حالت $\beta_i = 1, \beta_e = 0.1$ با حالت $\beta_i = \beta_e = 1$ مقایسه شده است. همانطور که از شکل (۹) مشخص است، مشاهده می‌شود که با افزایش بتای پلاسمای خارج، زمان تشکیل شوک‌های متناظر بر اساس u_0 ها سرعت می‌یابد.





شکل ۹ پلاسمای خارج و تشکیل شوک. مقایسه نمودارهای شکل‌های (۷) و (۸) در بازه زمانی مشخصه

$$2 \leq \frac{\xi}{L} \leq 2.5$$

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش به بررسی بتای پلاسمای مختلف درون استوانه‌ی پلاسمایی اتمسفر خورشید و تاثیر تغییرات کمیت بتای محیط اطراف استوانه پلاسمایی پرداختیم. به این منظور یک ساختار مغناطیسی استوانه‌ای برای الگوسازی نواحی مختلف سطح فوتوسفر خورشید در نظر گرفته شد. مقایسه زمان تشکیل شوک‌ها به ازای کمیت‌های مختلف پلاسما مورد بررسی قرار گرفت. در این روند مشخص شد که با افزایش بتای داخل در شرایط کروناپی، زمان تشکیل شوک افزایش می‌یابد. یعنی زمان تشکیل شوک‌ها در این حالت با بتای پلاسمای داخل رابطه مستقیم دارد [۱۴]. در شرایط کروناپی خارج از جت ولی با بتاهای پلاسمای بیشتر از واحد برای جت با افزایش این کمیت زمان تشکیل شوک نیز افزایش می‌یابد. یعنی در این حالت نیز زمان تشکیل شوک با بتای پلاسمای ساختار مغناطیسی رابطه مستقیم دارد. در حالتی که بتای پلاسمای داخل خیلی کوچک باشد، با تغییر این پارامتر مشخص شده است که زمان تشکیل شوک با افزایش بتای پلاسمای خارج تسریع می‌شود. یعنی در این حالت زمان تشکیل شوک با بتای پلاسما محیط اطراف جت رابطه عکس دارد. در شرایط فوتوسفری همانند شرایط کروناپی زمان تشکیل شوک با افزایش سرعت شار اولیه ثابت در جت سرعت می‌یابد. لازم به یادآوری است که وقتی بتای پلاسمای داخل معین است، برای سرعت شارهای اولیه ثابت، بتاهای پلاسمای خارج بیشتر سبب تسریع زمان تشکیل شوک‌ها می‌شود.

در این مقاله تلاش شد تا درک درستی از پدیده شوک در پلاسمای خورشیدی داده شود تا در نهایت درک بهتری از گرمایش تاج خورشید و سازوکار شتاب دادن بادهای خورشیدی فراهم شود. مطالعه امواج مغناطیسی منتشر شده در این پدیده‌ها و الگوسازی دینامیک آن‌ها، افزون بر بالا بردن درک فیزیکی نسبت به سازوکار تبدیل و انتشار انرژی واقع در اتمسفر خورشید، می‌تواند به درک بهتری از برخی دیگر از رویدادهای مشابه در طبیعت کمک نماید.

منابع

- [1] Rankin R., Frycz P., Tikhonchuk V. T., and Samson J. C., "Nonlinear standing shear Alfvén waves in the Earth's magnetosphere", *Journal of Geophysical Research* 99, 21291-21302, 1994. <https://doi.org/10.1029/94JA01629>.
- [2] V. T. Tikhonchuk V. T., Rankin R., Frycz P., and Samson J. C., "Nonlinear dynamics of standing shear Alfvén waves", *Physics of Plasmas* 2, 501-515, 1995. <https://doi.org/10.1063/1.870975>.
- [3] Shukla P. K., and Bingham R., "Generation of Density Enhancements by Magnetohydrodynamic Waves", *Physica Scripta* T107, 250, 2004. <https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.107a00250>.
- [4] Verwichte E., Nakariakov V. M., and Longbottom A. W., "On the evolution of a nonlinear Alfvén pulse", *Journal of Plasma Physics* 62, 219-232, 1999. <https://doi.org/10.1017/S0022377899007771>.
- [5] Cirtain J. W., Golub L., Lundquist L., van Ballegoijen A., Savcheva A., Shimojo M., DeLuca E., Tsuneta S., Sakao T., Reeves K., Weber M., Kano R., Narukage N., and Shibasaki K., "Evidence for Alfvén Waves in Solar X-ray Jets", *Science* 318, 1580-1582, 2007. <https://doi.org/10.1126/science.1147050>.
- [6] Vasheghani Farahani S., Van Doorselaere T., Verwichte E., and Nakariakov V. M., "Propagating transverse waves in soft X-ray coronal jets", *A&A* 498, L29-L32, 2009. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200911840>.
- [7] D. B. Jess, M. Mathioudakis, R. Erdelyi, P. J. Crockett, F. P. Keenan, and D. J. Christian. Alfvén Waves in the Lower Solar Atmosphere. *Science* 323, 1582-1584, 2009. <https://doi.org/10.1126/science.1168680>.
- [8] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., and Van Doorselaere T., "Longwavelength torsional modes of solar coronal plasma structures", *A&A* 517, A29, 2010. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014502>.
- [9] Vasheghani Farahani S., Ghanbari E., Ghaffari G., and Safari H., "Helical and rotating plasma structures in the solar atmosphere", *A&A* 599, A19, 2017. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629563>.
- [10] Mozafari Ghoraba A., Abedi A., Vasheghani Farahani S., and Khorashadizadeh S. M., "Helical and rotating plasma structures in the solar atmosphere", *A&A* 618, A82, 2018. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832620>.
- [11] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., Van Doorselaere T., and Verwichte E., "Nonlinear long-wavelength torsional Alfvén waves", *A&A* 526, A80, 2011. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016063>.
- [12] Vasheghani Farahani S. and Hejazi S. M., "Coronal jet collimation by nonlinear induced flows", *ApJ* 844, 148, 2017. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7da5>.



- [13] Mozafari Ghoraba A. and Vasheghani Farahani S., "Properties of nonlinear torsional waves effective on solar swirling plasma motions", *ApJ* 869, 93, 2018. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaec81>.
- [14] S. Vasheghani Farahani, S. M. Hejazi, and M. R. Boroomand M. R., "Torsional Alfvén Wave Cascade and Shocks Evolving in Solar Jets", *ApJ* 906, 70, 2021. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/abca8c>.
- [15] Vasheghani Farahani S., Nakariakov V. M., Verwichte E., and Van Doorselaere T., "Nonlinear evolution of torsional Alfvén waves", *A&A* 544, A127, 2012. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219569>.
- [16] Cho Il-Hyun, Moon Yong-Jae, Cho Kyung-Suk, Nakariakov Valery M., Lee Jin-Yi, and Kim Yeon-Han, "A New Type of Jet in a Polar Limb of the Solar Coronal Hole", *ApJL* 844, L38, 2019. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab4799>.
- [17] Van Doorselaere T. et al., "Coronal heating by MHD waves", *Space Science Reviews* 216, 140, 2020. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00770-y>.
- [18] Aschwanden M. J., "Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)", Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. <https://doi.org/10.1007/3-540-30766-4>.
- [19] Zhugzhda Y. D., "Force-free thin flux tubes: Basic equations and stability", *Physics of Plasmas* 3, 10-21, 1996. <https://doi.org/10.1063/1.871836>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

