

رفتار ناحیه انتقال در انتشار امواج در اتمسفر خورشید

زهرا فاضل

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: z_fazel@tabrizu.ac.ir

چکیده:

مطالعه امواج مغناطوهیدرودینامیکی در ساختارهای مغناطیسی خورشیدی مانند حلقه‌های تاجی، سیخک‌ها و ... می‌تواند برای بررسی مساله گرمایش جو بیرونی خورشید اهمیت بسزایی داشته باشد. برای این منظور، یک تیوب شار مغناطیسی در حضور جریان ایستا و میدان مغناطیسی متغیر در یک لایه جوی طبقه بندی شده در نظر گرفته می‌شود. ناحیه انتقال یک ناحیه مرزی بین لایه رنگین سپهر و تاج خورشید است که دارای تغییرات بسیار سریع در دما و چگالی می‌باشد. تاثیر ناحیه انتقال بر میرایی امواج آلفون و تغییرات دما با ارتفاع در تیوب شار مفروض اعمال گردید. مدل دو بعدی دکارتی برای حل معادلات مغناطوهیدرودینامیک (MHD) استفاده شد و نتایج بصورت نمودارهای تغییرات زمانی و مکانی سرعت و میدان مغناطیسی اختلالی، میرایی را به دست دادند. نمودارها نشان دادند که میرایی امواج آلفونی بیشتر با زمان قابل مشاهده اند تا با مکان، بطوریکه هر چه میرایی با آهنگ بیشتر رخ دهد انتقال انرژی به کرونا بیشتر خواهد بود.

واژه‌های کلیدی: خورشید، امواج مغناطوهیدرودینامیکی، جریان ایستا، ناحیه انتقال

۱. مقدمه

به رهایی انرژی مغناطیسی امواج و تبدیل آنها به انرژی جنبشی (حرارتی) محیط می‌گردد.

اوستبروک (۱۹۶۱) با مطالعه امواج مغناطوهیدرودینامیکی، گرمایش رنگین سپهر، پلازما و تاج خورشید را بررسی کرد. مکانیسم‌های اندرکنش امواج با پلاسما محیط که منجر به تولید شوک‌ها و سپس اتلاف آنها می‌شوند با انتقال انرژی، باعث گرمایش محیط می‌شوند [۵].

صفری و همکاران (۲۰۰۶) مکانیسم جذب تشدید امواج مغناطوهیدرودینامیک در تیوب‌های شار مغناطیسی را در حضور ناهمگنی شعاعی چگالی بررسی کردند. آنها با فرض تاثیرات مقاومتی و چسبندگی در یک لایه مرزی نازک پلاسما، نشان دادند که امواج حجمی و سطحی می‌توانند سهم مساوی در گرمایش تاج داشته باشند [۶].

رنگین سپهر و تاج خورشید لایه‌های بیرونی جو خورشید را تشکیل می‌دهند. تاج خورشید یک ناحیه با چگالی بسیار پایین و دمای بسیار بالا است که این تناقض بصورت مساله گرمایش تاج در فیزیک خورشید مطرح است. یکی از نظریه‌های مهم مطرح شده برای حل این مساله، حضور امواج مغناطوهیدرودینامیکی در پدیده‌های مغناطیسی جو خورشید مانند حلقه‌های تاجی و سیخک‌ها است [۱]. این پدیده‌ها پلاسماهای مغناطیسی هستند که بصورت موجبر عمل کرده و موجب انتشار امواج می‌گردند. اندرکنش امواج مغناطوهیدرودینامیکی با محیط از طریق مکانیسم‌های جذب تشدید [۲]، جفت شدگی مدها [۳] و اختلاط فازی [۴]، منجر

ملروز و سیمپسون (۱۹۷۷) با مطالعه جفت شدگی امواج آلفونی با مدهای سریع و آرام نوسانات مغناطیصوتی در تاج خورشید، شرایط رویداد این مکانیسم میرایی را بررسی کردند. آنها نشان دادند که هرگاه سرعت صوت با سرعت آلفونی برابر باشند جفت شدگی و در واقع تبدیل شکلی از امواج به شکل دیگر اتفاق می افتد و در این حین، انرژی بصورت گرما به محیط منتقل می شود [۷].

معمولا دو مدل قابل توجه برای گرمایش تاج خورشید مطرح می باشند که یکی شراره های کوچک-مقیاس ناشی از اتصال مجدد مغناطیسی است [۸] و دیگری گرمایش ناشی از اتلاف امواج آلفونی منتشر شونده در تیوب های شار مغناطیسی [۹] و [۱۰].

کودو و شیباتا (۱۹۹۹) تشکیل اسپیکولها و گرمایش تاج خورشید را با در نظر گرفتن حرکات تصادفی فوتوسفری منتشر شونده در راستای یک تیوب شار مغناطیسی باز شبیه سازی کردند. آنها نشان دادند که امواج آلفونی، شار انرژی کافی را به تاج منتقل می کنند [۱۱].

هرگاه گرادیان چگالی یک محیط بر راستای میدان مغناطیسی عمود باشد، سرعت آلفون تابعی از مختصه عرضی خواهد بود. در یک خط میدان مغناطیسی، امواج آلفون با سرعت آلفون منتشر می شوند. بعد از مدت زمان و مکان معینی، اختلالات توسط امواج آلفون خطوط میدان مغناطیسی همسایه با افزایش ارتفاع از فاز خارج شده، دارای طول موج های متفاوتی می شوند و ایجاد گرادیان های بزرگ در جبهه موج آلفون در جهت ناهمگنی می کنند. این همان مکانیسم اختلاط فازی است که باعث اتلاف شده و به انرژی موجود در موج اجازه می دهد پلاسما را گرم کند.

مطالعه اختلاط فازی امواج آلفونی در شرایط جریان و میدان مغناطیسی متغیر نشان داده است که تحت این شرایط، میرایی امواج آلفون ایستاده افزایش می یابد [۱۲]. شبیه سازی های عددی انتشار پالس های آلفونی در هندسه میدان های مغناطیسی دو بعدی نشان دادند که زمان لازم برای اینکه قسمت های

مختلف پالس در تاج ظاهر شوند به چگالی پلاسما و ویژگی های میدان مغناطیسی بستگی دارد [۱۳ و ۱۴].

در این مقاله، برای مطالعه میرایی امواج آلفونی در تیوب های شار کروموسفری از کد شبیه سازی TMC^۱ استفاده خواهد شد. برای حل معادلات امواج که شامل معادله پایستگی ماده، پایستگی تکانه و معادله القای باشد، ابتدا آنها را خطی سازی و بی بعدسازی کرده، سپس شرایط اولیه و مرزی مناسب معرفی خواهند شد. پس از حل معادلات، نتایج حاصله بصورت نمودارهای تغییرات مکانی و زمانی سرعت و میدان مغناطیسی رسم خواهند شد. در آخر، بحث و نتیجه گیری ارائه خواهد گردید.

۲. مدل تئوری

۲.۱. معادلات اساسی

یک مدل دوبعدی دکارتی در صفحه (x, z) برای تیوب شار مغناطیسی در رنگین سپهر خورشید در نظر می گیریم. در این مدل، اثرات گرانش بخاطر تغییرات چگالی تیوب با ارتفاع آن، چسبندگی و تغییرات محلی دما (اثر ناحیه انتقال) در محاسبات وارد خواهند شد. همچنین، پلاسمای مورد بررسی تراکم ناپذیر فرض خواهد شد.

سرعت اولیه پلاسمای تیوب را ثابت (جریان پایا) و میدان مغناطیسی تعادلی را متغیر با مکان خواهیم گرفت. بخاطر تغییرات چگالی و میدان مغناطیسی با ارتفاع، سرعت آلفونی نیز غیریکنواخت خواهد بود. معادلات MHD غیر ایده آل حاکم بر دینامیک پلاسما به صورت زیر می باشند:

$$\rho \partial \vec{V} / \partial t + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla p + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} + \rho \vec{g} + \rho \nabla^2 \vec{v} \quad (1)$$

$$\partial \vec{B} / \partial t = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}), \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

که در آن، $p = \frac{\rho RT}{\mu}$ فشار گاز کامل، ρ چگالی جرمی، V سرعت پلاسما، T دما، B میدان مغناطیسی، μ وزن مولکولی متوسط و $\vec{g} = (0, 0, g)$ شتاب گرانش خورشید می باشد. v ضریب چسبندگی است و مقدار $\nu \rho$ برای یک پلاسمای هیدروژنی کاملا یونیزه، $2.2 \times 10^{-17} T^{5/2} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ است [۱۵].

است.

۲.۲. اختلال

برای تولید و انتشار امواج در تیوب شار، ابتدا اختلالی به صورت پالس اولیه در تیوب در حالت تعادل اعمال می‌گردد. با انتشار اختلال در تیوب، سرعت و میدان مغناطیسی پلاسما بخاطر حضور ویسکوزیته و تغییرات دمایی محیط دستخوش تغییر خواهند شد. اثر ویسکوزیته در فرایند انتشار امواج، منجر به میرایی و اتلاف آنها خواهد شد. برای این منظور، پس از خطی‌سازی معادلات MHD غیر ایده آل، آنها را بی بعد کرده و به شکل زیر به دست آوردیم:

$$\partial B_1 / \partial t = [B_{0x}(x, z) \frac{\partial v_1}{\partial x} + B_{0z}(x, z) \frac{\partial v_1}{\partial z}] - v_0 \frac{\partial B_1}{\partial z} \quad (۸)$$

$$\partial v_1 / \partial t = \frac{1}{\rho_0(x, z)} [B_{0x}(x, z) \frac{\partial B_1}{\partial x} + B_{0z}(x, z) \frac{\partial B_1}{\partial z}] \quad (۹)$$

$$-v_0 \frac{\partial v_1}{\partial z} + \nu \nabla^2 v_1$$

چگالی، سرعت، میدان مغناطیسی و مختصات زمان و مکان همگی بی بعد هستند. معادلات فوق با شرایط اولیه زیر حل می‌گردند:

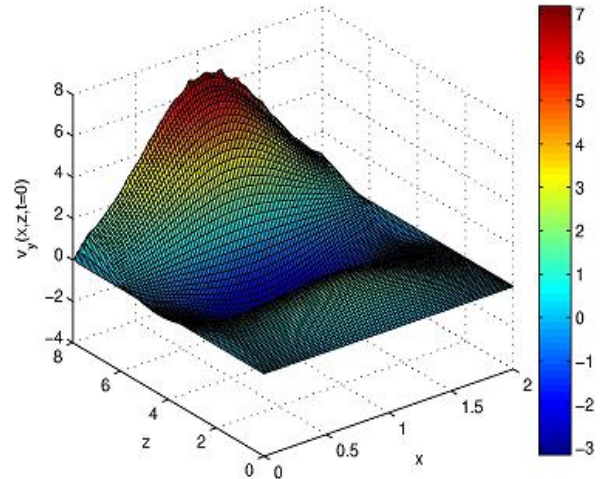
$$v_1(x, z, t=0) = v_{A0} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-a}{d}\right)^2\right] \sin(k_v z) e^{z/4H} \quad (۱۰)$$

$$B_1(x, z, t=0) = 0 \quad (۱۱)$$

که d پهنای جعبه شبیه‌سازی اولیه می‌باشد. شرایط مرزی بسته برای امواج ایستاده در تیوب اعمال می‌شود. در شکل ۱ پالس سرعت اولیه توسط معادله ۱۰ نشان داده می‌شود. ضریب k_v برای داشتن امواج ایستاده در تیوب می‌باشد.

۳. نتایج عددی

معادلات ۸ و ۹ همزمان بطور عددی با استفاده از روش‌های تفاضل محدود و رانگ کوتای مرتبه ۴ حل گردیدند. جعبه شبیه‌سازی منطبق بر تیوب شار مغناطیسی بصورت دو بعدی در راستای محورهای (x, z) به ترتیب با ابعاد $(0, 8)$ و $(0, 2)$ در نظر گرفته شد. مقادیر عددی پارامترهای مهم در حل معادلات عبارتند از:



شکل ۱. جعبه موج اولیه برای $d = 0.3a$ را نشان می‌دهد.

سرعت و میدان مغناطیسی بصورت زیر در نظر گرفته می‌شوند:

$$\vec{V} = v_0 \hat{k} + v_1(x, z, t) \hat{j} \quad (۳)$$

$$\vec{B} = B_0 e^{-kz} \{ \cos[k(x-a)] \hat{i} - \sin[k(x-a)] \hat{k} \} + b_1(x, z, t) \hat{j} \quad (۴)$$

که a شعاع نوعی تیوب است [۱۴]. چون میدان مغناطیسی تعادلی آزاد از نیرو است، نیروهای گرادیان فشار با گرانش در توازن می‌باشند. بنابراین داریم:

$$p_0(x, z) = p_0(x) e^{-\int_{z_r}^z \frac{dz'}{H(z')}} \quad (۵)$$

$$\rho_0(x, z) = \frac{\rho_0(x) T_0}{T_0(z)} e^{-\int_{z_r}^z \frac{dz'}{H(z')}} \quad (۵)$$

که در آن $\rho_0(x)$ از رابطه سرعت آلفون برای اتمسفر طبقه بندی شده ناشی از گرانش به دست می‌آید:

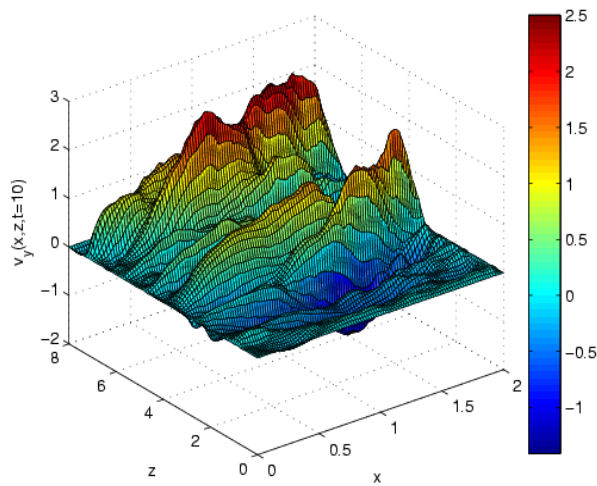
$$\rho_0(x) = \rho_0 [2 + \tanh(\alpha(x-a))]^{-2} \quad (۶)$$

و $H(z) = \frac{k_B T_0(z)}{mg}$ ارتفاع مقیاس فشار می‌باشد. کمیت α میزان ناهمگنی در سراسر میدان مغناطیسی را کنترل می‌کند.

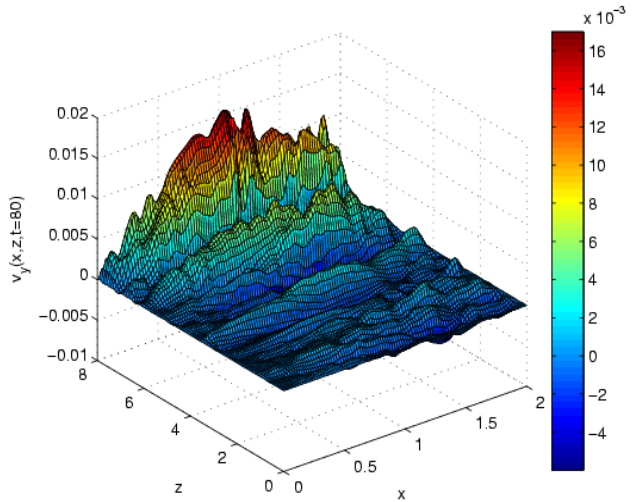
رابطه تغییرات دمایی محیط با ارتفاع بصورت زیر است که شامل ناحیه انتقال جو خورشید می‌باشد:

$$T_0(z) = \frac{1}{2} T_c [1 + d_t + (1 - d_t) \tanh(\frac{z - z_t}{z_\omega})] \quad (۷)$$

در اینجا، $d_t = T_{ch} / T_c$ است، T_{ch} دمایی رنگین سپهر پایین و T_c دمایی تاج خورشید هستند که از یکدیگر توسط ناحیه انتقال جدا شده‌اند. همچنین، $z_\omega = 200 \text{ km}$ پهنای ناحیه انتقال واقع در محل $z_r = 2000 \text{ km}$ ، بالای سطح خورشید

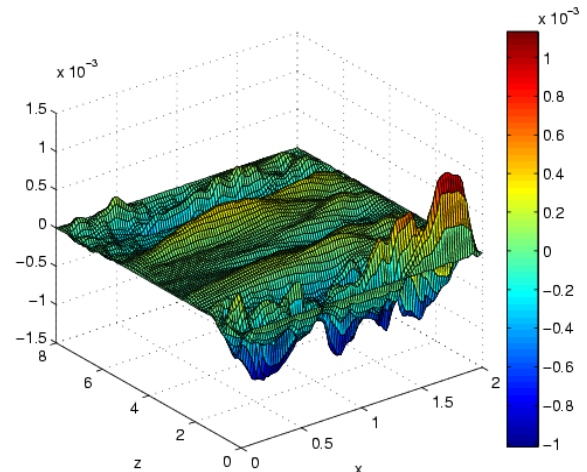
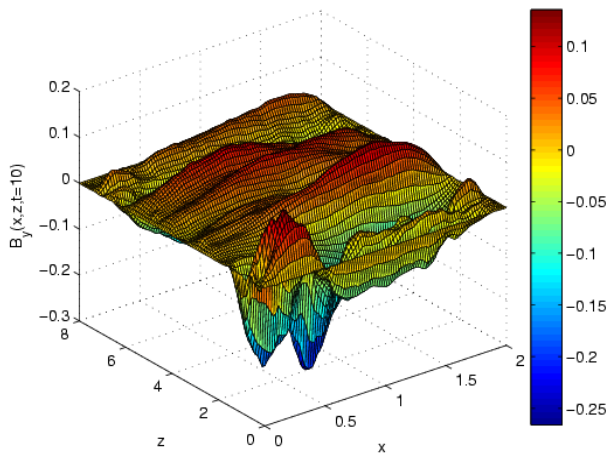


(ب)



(الف)

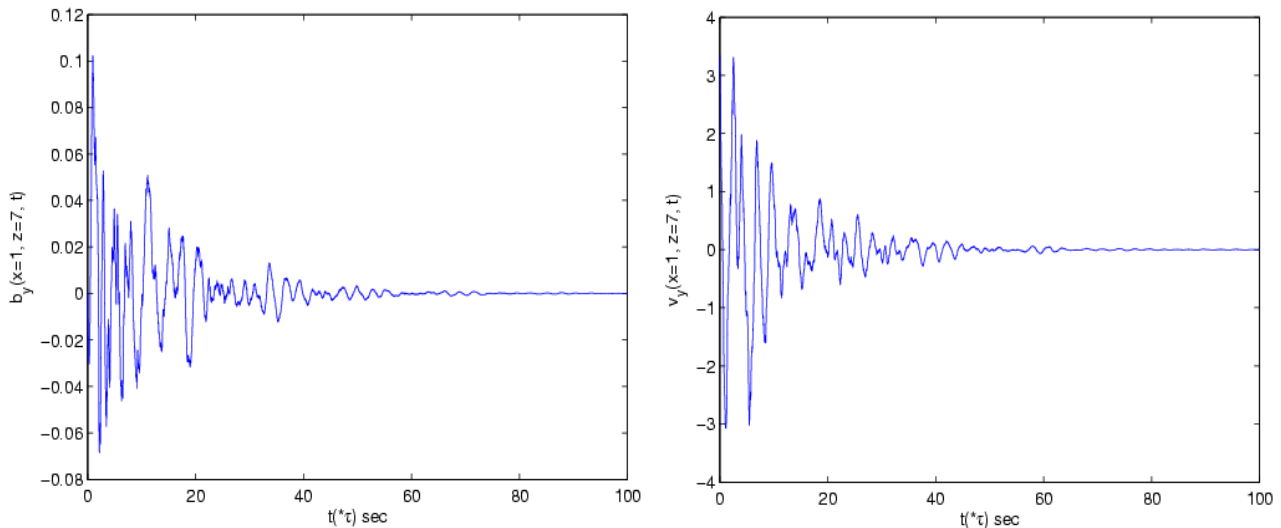
شکل ۲. نمودارهای تغییرات مولفه عرضی سرعت اختلالی تیوب را نسبت به مکان (x, z) برای $k = \pi/8$ نشان می‌دهد. برای مقایسه، دو گام زمانی $t = 10\tau(s)$ و $t = 80\tau(s)$ در نظر گرفته شده‌اند.



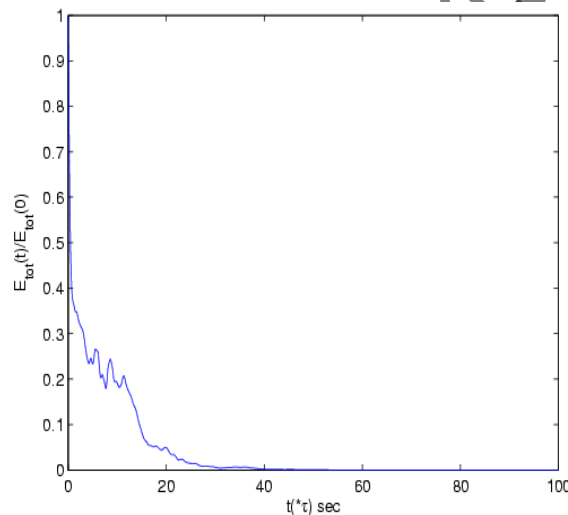
شکل ۳. نمودارهای تغییرات مولفه عرضی میدان مغناطیسی اختلالی را نسبت به مکان (x, z) برای $k = \pi/8$ نشان می‌دهد. برای مقایسه، دو گام زمانی $t = 10\tau(s)$ و $t = 80\tau(s)$ در نظر گرفته شده‌اند.

کروموسفر، $T_c = 3 \times 10^6 K$ دمای تاج، $\alpha = 2$ ، $\tau = 13s$ ، مقیاس زمانی آلفونی و $R = 8300 m^2 / sK$ ثابت جهانی گاز. شکل‌های ۲ و ۳ به ترتیب، نمودارهای تغییرات سرعت اختلالی و میدان مغناطیسی اختلالی در تیوب شار را نسبت به مکان (x, z) نشان می‌دهند. برای مقایسه، نمودارها برای دو گام زمانی $t = 10\tau(s)$ و $t = 80\tau(s)$ را نشان دادیم. در این شکل‌ها، سرعت به مقدار V_{0A} بهنجار شده است. در حضور ناحیه انتقال و طبقه بندی گرانشی لایه‌ها، فرایند میرایی بیشتر با زمان اتفاق می‌افتد تا با مکان.

$a = 1000 km$ شعاع تیوب شار، $d = 0.5a$ پهنای پالس اولیه، $V_0 = 50 km/s$ سرعت اولیه پلاسما، $T_0 = 14000 K$ دمای اولیه، $p_0 = 3.7 \times 10^{-2} N/m^2$ فشار اولیه، $B_0 = 1.2 \times 10^{-3} T$ ، $\rho_0 = 1.9 \times 10^{-10} kg/m^3$ میدان مغناطیسی تعادلی، $V_{0A} = 50 km/s$ سرعت آلفون اولیه، $g = 272 m/s^2$ شتاب گرانش در سطح خورشید، $\mu = 0.6$ جرم مولکولی متوسط، $H = 712 km$ ارتفاع مقیاس فشار، $k = \pi/8$ و $k_v = \pi/3$ (اعداد موج بی بعد)، $T_{ch} = 15 \times 10^3 K$ دمای $z_r = 6000 km$ ارتفاع مرجع،



شکل ۴. نمودارهای تغییرات سرعت و میدان مغناطیسی اختلالی بر حسب زمان را برای موقعیت $x = 1000\text{km}$ و $z = 7000\text{km}$ نشان می‌دهد. اعداد روی محورهای بی بعد می‌باشند.



شکل ۵. نمودار تغییرات انرژی کل تیوب بر حسب زمان را برای $d = 0.3a$ نشان می‌دهد.

گسترش می‌یابد که به عنوان لختی در مقابل نوسانات عمل می‌کند.

شایان ذکر است که تاثیر طبقه بندی چگالی روی میدان مغناطیسی ناچیز است، این موضوع با داده‌های رصدی تلسکوپ نوری خورشیدی از پدیده‌های کروموسفری در توافق است [۱۶].

شکل ۵ نمودار تغییرات زمانی انرژی کل تیوب را که از رابطه

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \rho_0 (v_x^2 + v_z^2) + \frac{b_x^2 + b_z^2}{8\pi}$$

می‌دهد. در نمودار زیر، انرژی کل به مقدار کل اولیه اش بهنجار شده است. این نمودارها نشان می‌دهند که گرادیان‌های چگالی

شکل ۴، نمودارهای تغییرات سرعت اختلالی و میدان مغناطیسی اختلالی را با زمان نشان می‌دهد. در مرحله اول اختلاط فازی، میرایی اتفاق می‌افتد، این رفتار می‌تواند بخاطر حضور ناحیه انتقال با گرادیان چگالی و دما باشد.

در اولین ارتفاع، دامنه کل نوسانات سرعت اختلالی مقادیری نزدیک به مقادیر اولیه دارند. با افزایش ارتفاع (در $z = 7000\text{km}$)، دامنه سرعت اختلالی برخلاف رفتار میدان مغناطیسی اختلالی، افزایش می‌یابد. با این وجود در هر دو، رفتار نمایی میرایی مشهود است. به عبارتی، دامنه نوسانات سرعت با افزایش ارتفاع بخاطر کاهش قابل ملاحظه چگالی

ناشی از حضور ناحیه انتقال باعث وقوع اختلاط فازی افزایشی در امواج آلفون ایستا می‌گردد.

۴. نتیجه‌گیری

برای بررسی نقش ناحیه انتقال بین کروموسفر و تاج خورشید، رفتار امواج آلفون در یک تیوب شار مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفت. این امواج می‌توانند در ساختارهای باز مانند اسپیکول‌ها یافت شوند و البته یک مکانیسم موثر برای گرمایش تاج خورشید را معرفی می‌کنند. چنین ساختارهایی در مقایسه با حفره‌های تاجی بسیار کوچک هستند. در این مقاله، ما تیوب شاری با جریان پایا و میدان مغناطیسی متغیر در نظر گرفتیم. تیوب مفروض در ارتفاعات پایین‌تر چگال بوده اما با افزایش ارتفاع رقیق‌تر می‌شود. تغییرات چگالی در راستای محور تیوب شار منجر به سرعت آلفون متغیر

مراجع

گردید (پدیده اختلاط فازی). با این شرایط، نتایج حاصل در نمودارها نشان دادند که اختلاط فازی امواج آلفون بیشتر در زمان مشاهده و اتفاق می‌افتد تا در مکان. دامنه سرعت اختلاطی با افزایش ارتفاع افزایش می‌یافت در حالیکه دامنه میدان مغناطیسی کاهش را نشان میداد. با این وجود، هر دو این کمیات اختلاطی با گذر زمان کاهش دامنه را نشان دادند. نقش ناحیه انتقال در میرایی امواج که با تغییرات دما با ارتفاع وارد شد، نشان داد که این ناحیه می‌تواند به عنوان فاکتوری برای شتابدار کردن آهنگ میرایی باشد. نمودار انرژی نیز کاهش مقدار دامنه با زمان را به صورت یک تابع نمایی به دست داد. با توجه به نمودار انرژی کل تیوب، تقریباً در نزدیکی معادل $t = 40\tau = 520s$ میرایی رخ می‌دهد که این مقیاس زمانی معادل ۸.۶ دقیقه در توافق با طول عمر یک تیوب شار مغناطیسی نوعی مانند سیخک (15-5 دقیقه) [۱۷] می‌باشد.

1. V M Nakariakov and D Y Kolotkov, Annual Rev. of Astron. & Astrophys. 58 (2020) 441.
2. M Ruderman, D Berghmans, M Goossens and S Poedts, Astron. & Astrophys. 320 (1997) 305.
3. S Moriyasu, T Kudoh, T Yokoyama and K Shibata, Astrophys. J. 601 (2004) 107.
4. J Heyvaerts and E R Priest, Astron. & Astrophys. 117 (1983) 220.
5. D E Osterbrocks, Astrophys. J. 134 (1961) 347.
6. H Safari, S Nasiri, K Karami and Y Sobouti, Astron. & Astrophys. 448 (2006) 375.
7. D B Melrose and M A Sympson, Australian J. of phys. 30 (1977) 647.
8. B C Low, NATO Advanced Study Institute on Solar and Astrophysical Magnetohydrodynamic Flows. NATO ASI Series C 481 (1996) 133.
9. R Erdelyi and I Ballai, Astron. Nachr. 328 (2007) 726.
10. T M Mishonov, Y G Maneva, M V Stoev and A M Varonov, Magnetohydrodynamics, 55 (2019) 295.
11. T Kudoh and K Shibata, K. Astrophys. J. 514 (1999) 493.
12. P D Smith, D Tsiklauri and M S Ruderman, Astron. & Astrophys. 475 (2007) 1111.
13. P J Cargill, D S Spicer and S T Zalesak, Astrophys. J. 488 (1997) 854.
14. K Murawski and T V Zaqarashvili, Astron. & Astrophys. 519 (2010) A8.
15. E R Priest, (1982) Solar Magnetohydrodynamics, Reidel, Dordrecht.
16. G Verth, M Goossens and J S He, Astrophys. J. Lett. 733 (2011) 15.
17. T V Zaqarashvili and R Erdelyi, Space Sci. Rev. 149 (2009) 335.