

بسم الله الرحمن الرحيم



دانشگاه شهید بهشتی
دانشکده فیزیک

رساله دکترا
رشته فیزیک گرایش اتمی مولکولی (پلاسما)

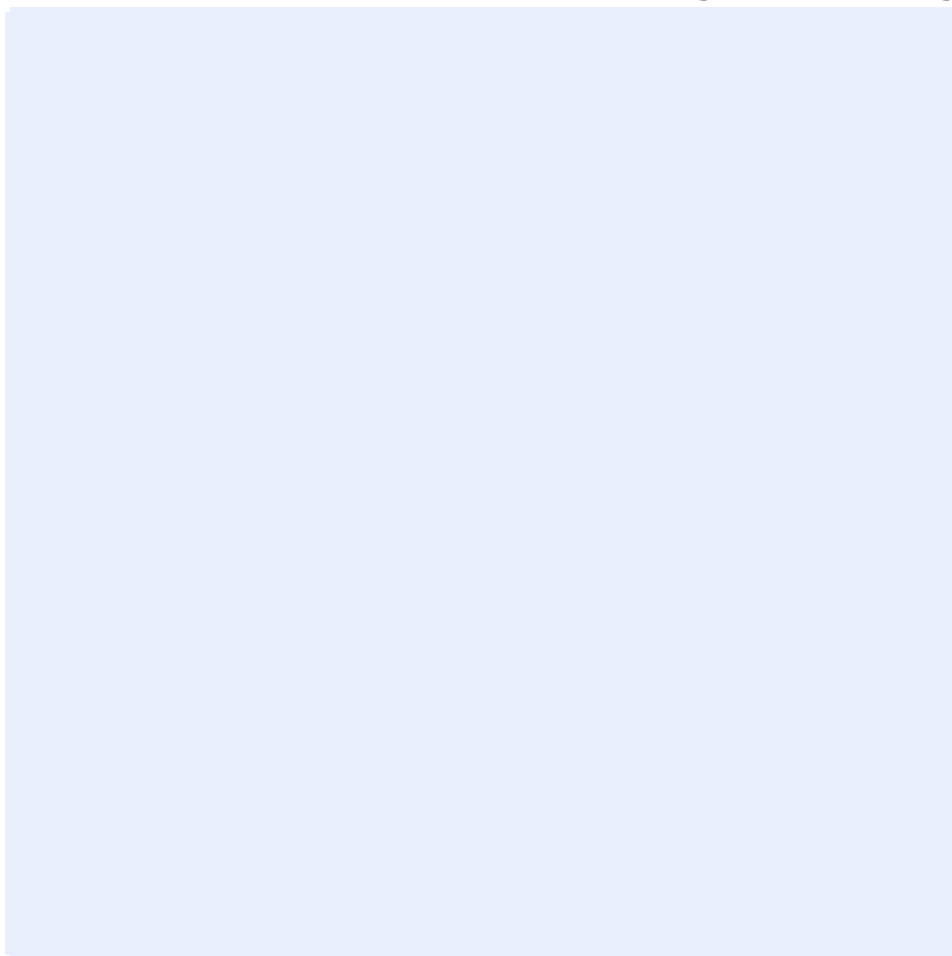
شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک پلاسما در فضای کیهانی

نگارش
پوریا راشد محصل

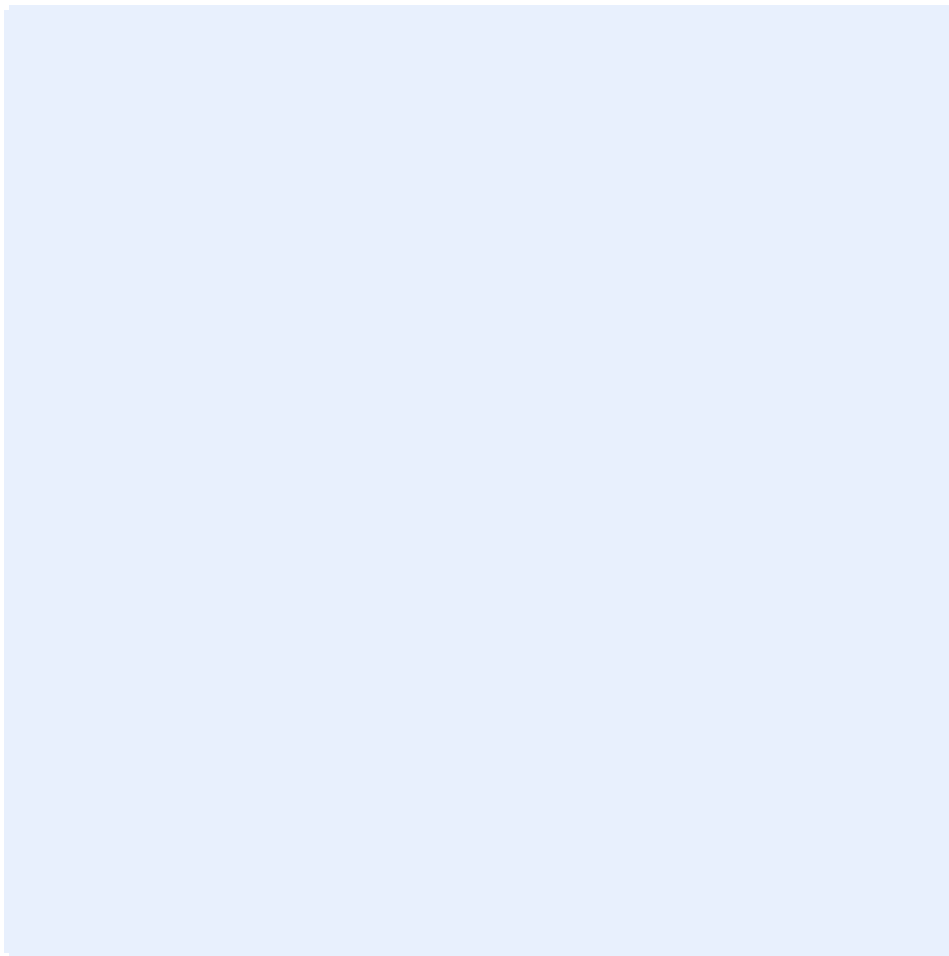
استاد راهنما
دکتر محمد قربانعلیلو

خرداد ۱۴۰۰

برگ اصالت و مالکیت اثر



برگ تأیید هیئت داوران / صورت جلسه دفاع (به زبان فارسی)



تقدیم

این پایان نامه را تقدیم می‌کنم به:
پدر بزرگوارم که همواره در زندگی برای من الگوی اخلاق و علم بوده است. مادرمهربانم که همواره برای من مشوق و روحیه بخش بوده است و همسر عزیزم که از زمان حضورش در زندگی من، باعث ایجاد انگیزه و هدف شده است.
همچنین اساتید و معلمانی که در تمامی مقاطع در تعلیم و تربیت اینجانب ایفای نقش کرده اند.

سپاسگزاری

اینجانب بدینوسیله از تمامی عزیزان و همراهانم در گرد آوری این پژوهش کمال سپاسگزاری را دارم.

از همسر صبور و مهربانم که زمانی را که به بودن در کنار او اختصاص داشت از او دریغ کردم و به تحصیل اختصاص دادم صمیمانه قدردانی می‌کنم.

از پدر و مادر عزیزم که در تمام مراحل زندگی خالص ترین حامیان و بزرگترین الگوهای من و همواره مشوق من در امر تحصیل بوده‌اند تشکر و قدردانی می‌کنم.

از استاد گرانقدر دکتر محمد قربانعلیلو که در تمام مدت تحصیل از آموزش دروس این دوره تا راهنمایی اینجانب در گرد آوری این تحقیق را به عهده داشتند تشکر ویژه دارم. همچنین از تمامی اساتیدی که وقت ارزشمند خود را در امر آموزش و پژوهش اینجانب صرف کرده‌اند تشکر می‌کنم و برای ایشان بهترینها را آرزو می‌کنم.

چکیده

هدف: هدف از انجام این پژوهش گسترش دانش در زمینه‌ی شتابدهی ذرات باردار در برهم کنش با امواج شوک کیهانی می‌باشد. به این منظور با حل یک مسأله مقدار مرزی، تمام فرایندهای ممکن برای یک ذره در برهم کنش با یک موج شوک مغناطیسی در حضور میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی بررسی شده است. همچنین روند افزایش انرژی در هر حالت محاسبه و بر روی نمودارهای مربوطه ترسیم شده است.

روش‌شناسی پژوهش: در این پژوهش به دلیل سهولت در فهم و ملموس بودن نتایج، تا حد امکان با استفاده از تقریب‌های مناسب از محاسبات تحلیلی استفاده شده است. با این وجود در مواردی که یافتن پاسخ تحلیلی برای معادلات مقدور نبود، از روشهای عددی برای حل معادلات و ترسیم نتایج استفاده کرده ایم. برای طراحی کدهای عددی استفاده شده در حل معادلات، از زبان برنامه نویسی فرترن، و برای به تصویر کشیدن نتایج از نرم افزار ممتیکا استفاده شده است.

یافته‌ها: نتایج بدست آمده برای حرکت یک شوک در میدان مغناطیسی یکنواخت، نشان می‌دهد که بسته به جهت گیری میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی، شتابدهی می‌تواند با دو فرایند متفاوت انجام گیرد. یکی از این دو فرایند، شتابدهی توسط مهار مغناطیسی می‌باشد که در تحقیقات پیشین برای حالت خاص میدان پس زمینه‌ی پادموازی گزارش شده است. در این فرایند ذره در جبهه‌ی موج به دام افتاده و به طور پیوسته شتاب می‌گیرد. فرایند دیگر سازوکاری نوین است که در این تحقیق به آن پی برده و به عنوان سازوکار شتابدهی مارپیچ معرفی نموده ایم. در این فرایند انرژی ذره در اثر حضور در میدانهای الکترومغناطیسی یکنواخت، درحالی که در مسیری مارپیچ حرکت می‌کند، به صورت خطی افزایش می‌یابد.

اگر بزرگی میدان پس زمینه در راستای حرکت شوک متغیر باشد، بنا به علامت گرادیان میدان دو حالت به وجود می‌آید. در حالت اول بزرگی میدان پس زمینه بدون تغییر جهت افزایش می‌یابد. در این شرایط ذره همواره در دام مغناطیسی شتاب می‌گیرد و آهنگ رشد انرژی با قویتر شدن میدان پس زمینه افزایش می‌یابد و در نهایت به اشباع می‌رسد. در حالت دوم میدان مغناطیسی پادموازی در راستای حرکت موج شوک کوچک شده و از بین می‌رود، و سپس تبدیل به یک میدان موازی افزایشی میشود. در این شرایط ابتدا آهنگ رشد انرژی کاهش یافته و با از بین رفتن میدان پس زمینه رشد انرژی متوقف می‌شود. سپس

شتابدهی با دو فرایند دیگر ادامه پیدا می کند که هر دوی آنها در گزارشات قبلی معرفی شده اند. در یکی از این دو فرایند ذره در اثر برخوردهای متوالی با شوک، هر بار انرژی کسب می کند و در فرایند دیگر ذره در راستای میدان الکتریکی شوک حرکت سوقی انجام داده و ازین طریق انرژی کسب می کند.

نتیجه گیری: به عنوان نتیجه می توان عنوان کرد که هر تغییری در اندازه و راستای میدان مغناطیسی پس زمینه می تواند روی نوع سازوکار شتابدهی و روند افزایش انرژی تأثیر مستقیم بگذارد. هنگامی که جهت گیری میدان پس زمینه اجازه ی مهار مغناطیسی ذره در جبهه موج شوک را ندهد ذره می تواند وارد محیط داخلی شوک شده و از طریق سازوکار شتابدهی مارپیچ انرژی کسب کند. به دلیل اینکه شرایط مهار ذره در اکثر موارد فراهم نمی شود، فرایند شتابدهی مارپیچ یکی از محتمل ترین و مؤثرترین سازوکارهای شتابدهی مستقل از پراکندگی است و سهم مهمی در ایجاد پرتوهای کیهانی دارد.

کلیدواژه ها: شتابدهی ذرات باردار - امواج شوک - پلاسمای کیهانی - پرتوهای کیهانی

فهرست نوشتار

پیشگفتار	۱۳
۱. مقدمه ای بر امواج شوک	۱۵
1-1. تاریخچه	۱۵
2-1. دینامیک امواج شوک	۱۸
3-1. شکل گیری موج شوک و انتشار	۲۶
۱-۳-۱. انتشار در محیطی با اتلاف غالب	۲۹
۲-۳-۱. انتشار در محیطی پاشنده با اتلاف ناچیز	۳۰
۴-۱. شبه پتانسیل ساگدییف	۳۲
5-1. انواع موج شوک	۳۴
6-1. امواج شوک در فضای کیهانی	۳۵
۷-۱. ابزار مطالعه ی شوکهای کیهانی	۳۶
۸-۱. خلاصه ی مطالب	۴۱
2. شتابدهی ذرات باردار در فضای کیهانی	۴۳
۱-۲. سلسله رویدادهای منجر به شتابدهی ذرات باردار در فضای کیهانی	۴۳
۱-۱-۲. انفجارات کیهانی	۴۳
۲-۱-۲. تشکیل امواج شوک کیهانی	۴۴
۳-۱-۲. ایجاد پرتوهای کیهانی	۴۷
۲-۲. مدل توصیف شوک ها و پرتوهای کیهانی	۴۷
۳-۲. سازوکارهای شتابدهی در برهم کنش با امواج شوک	۵۰
۱-۳-۲. سازوکار فرمی	۵۰
۲-۳-۲. شتاب پخشی شوک	۵۴
۳-۳-۲. شتاب سوقی شوک	۶۱

۶۳.....	۴-۳-۲. شتاب با مهار مغناطیسی
۷۵.....	۵-۳-۲. شتاب واجهنده
۷۷.....	۶-۳-۲. شتاب مارپیچ
۸۱.....	۳. شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک کیهانی در میدان مغناطیسی غیر یکنواخت
۸۱.....	۱-۳. اهمیت موضوع
۸۲.....	۲-۳. تعریف مسأله
۸۴.....	۳-۳. معادلات حرکت ذره آزمون
۸۹.....	۴-۳. شتابدهی در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت
۹۰.....	۱-۴-۳. میدان پس زمینه با گرادیان منفی ($mb < 0$):
۹۳.....	۲-۴-۳. میدان پس زمینه با گرادیان مثبت ($mb > 0$):
۱۰۶.....	۵-۳. مقایسه‌ی نتایج با سازوکار فرمی
۱۰۸.....	۶-۳. خلاصه‌ی مطالب
۱۱۰.....	۴. شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک کیهانی در میدان مغناطیسی یکنواخت پس زمینه با جهت دلخواه
۱۱۰.....	1-4. اهمیت موضوع
۱۱۲.....	2-4. تعریف مسأله
۱۱۴.....	3-4. معادلات حرکت ذره آزمون
۱۱۸.....	4-4. بررسی تحلیلی حالت‌های حدی $\varphi = 0$ و $\varphi = \pi/2$
۱۱۹.....	1-4-4. حالت اول: میدان پس زمینه بر روی صفحه‌ی xoz ($\varphi = 0$)
۱۲۷.....	2-4-4. حالت دوم: میدان پس زمینه بر روی صفحه‌ی yoz ($\varphi = \pi/2$)
۱۳۲.....	5-4. میدان مغناطیسی پس زمینه با جهت دلخواه
۱۳۸.....	6-4. خلاصه‌ی مطالب
۱۴۱.....	۵. نتیجه گیری
۱۴۵.....	۶. فهرست منابع

فهرست کوتاه نوشت‌ها

MTA: magnetic trapping acceleration

IMF: interstellar magnetic field

MNS: magnetic neutral sheet

HEL: Hugoniot elastic limit

KDV: Korteweg-de Vries

PSC: parsec

فهرست تصاویر

- شکل ۱-۱.** طراحی ماخ از تشکیل امواج شوک. جبهه‌ی موج شوک با خطوط مستقیم و مماس به جبهه امواج صوتی مشخص شده است (Balogh and Trueman 2013). ۱۷
- شکل ۱-۲.** تصویر تهیه شده از عبور یک مانع از درون یک سیال. جبهه‌ی موج شوک درست مشابه آنچه ماخ تصور می‌کرد تشکیل می‌شود (Balogh and Trueman 2013). ۱۸
- شکل ۱-۳.** تشکیل و انتشار موج شوک در یک بعد توسط پیستون. خط زرد رنگ نشان دهنده جبهه موج شوک می‌باشد که لایه گذار نامیده می‌شود. ۱۹
- شکل ۱-۴.** انتشار موج شوک توسط حرکت یکنواخت و مستمر پیستون در یک بعد. پارامترهای قبل و بعد از حرکت به ترتیب با اندیس ۰ و ۱ علامت گذاری شده‌اند (Eliezer 2002). ۲۰
- شکل ۱-۵.** نمودار رنگین برای یک گاز. این منحنی نمایش دهنده حالت های ممکن جریان پایین بر حسب حالت جریان بالا برای یک گاز است (Somov 2012). ۲۵
- شکل ۱-۶.** نمودار رنگین برای یک جامد. در عبور شوکهای بسیار قوی جامدات نیز رفتاری مشابه سیال نشان می‌دهند. ۲۶
- شکل ۱-۷.** تحول زمانی یک اختلال در سرعت با انتشار در محیط (Balogh and Trueman 2013). ۲۸
- شکل ۱-۸.** پاسخ حل معادله ۱-۲۴ برای فرم نهایی موج شوک در محیطی با اتلاف غالب (Balogh and Trueman 2013). ۳۰
- شکل ۱-۹.** پاسخ معادله ۱-۲۷ برای سالیتون در محیطی با پاشندگی غالب. سالیتونهایی با

پهنای بیشتر سرعت کمتری خواهند داشت (مثلاً در این تصویر A_3 و A_2 از A_1 کندتر حرکت می کنند) (Balogh and Trueman 2013). ۳۲

شکل ۱-۱۰. ترسیمی از شبه پتانسیل ساگدییف. هر نقطه از نمودار در نواحی $S(V) < 0$ نشان دهنده‌ی یک پاسخ محتمل در این بازه می باشد (Balogh and Trueman 2013)... ۳۴

شکل ۲-۱. طیف پرتوهای کیهانی. در این نمود لگاریتمی، محور افقی انرژی ذرات و محور عمودی تعداد ذرات را بر حسب واحدهای اختفیزیکی نشان می دهد (برای آشنایی بیشتر با واحدهای اختفیزیکی Nakamura 2010 را ببینید). محدوده غیر نسبیتی در مجاورت محور عمودی نشان داده شده است. محدوده نسبیتی به صورت یک طیف توانی می باشد. ضخامت بیشتر طیف آشکار سازی شده در انرژی های بالا به دلیل عدم قطعیت نمودار به دلیل تعداد بسیار کم ذرات آشکار سازی شده می باشد (Balogh 2013). ۵۹

شکل ۲-۲. ذره در اثر تفاوت میدان مغناطیسی در دو سمت لایه گذار، در اثر سوق گرادیان، در راستای میدان الکتریکی سوق پیدا می کند و از این طریق انرژی دریافت می کند (Somov 2012). ۶۲

شکل ۲-۳. میدانهای الکترومغناطیسی حاضر در مسأله. صفحه‌ی خنثای مغناطیسی در محلی تشکیل می شود که برآیند میدان شوک و میدان پس زمینه صفر باشد (Takeuchi 2005). ۶۵

شکل ۲-۴. بهره انرژی بدست آمده در رابطه‌ی ۲-۵۰. با گذشت زمان انرژی به صورت خطی افزایش می یابد (Takeuchi 2005). ۷۱

شکل ۲-۵. مسیر حرکت نوسانی ذره بر حسب زمان. مشاهده می شود که به دلیل افزایش جرم ظاهری حرکت به سمت محور نوسان همگراست. نتایج تحلیلی و عددی به ترتیب با خط پیوسته و نقاط مجزا مشخص شده اند (Takeuchi 2005). ۷۴

شکل ۲-۶. مکان ذره در مقایسه با جبهه‌ی موج شوک در فرایند شتابدهی جهشی. خط تیره و نقطه چین به ترتیب مکان ذره و جبهه‌ی موج شوک را نشان می دهند (Takeuchi

..... (2005). ۷۶

شکل ۲-۷. بهره‌ی انرژی بر حسب زمان در فرایند شتابدهی جهشی. ذره در هر مواجهه با شوک انرژی می‌گیرد. این فرایند تا زمانی که ذره به طور کامل وارد از جبهه‌ی موج عبور کند ادامه می‌یابد (Takeuchi 2005). ۷۶

شکل ۲-۸. نحوه‌ی عملکرد شتابدهی مارپیچ. مسیر ذره با نقطه خط و تصویر محور حرکت آن بر روی صفحه‌ی افقی با نقطه چین مشخص شده است. ۷۸

شکل ۳-۱. مختصات مسأله و حرکت ابر پلاسما. در اثر حرکت ابر پلاسمایی مغناطیده در راستای y ، میدان الکتریکی حرکتی در راستای x خواهد بود. ۸۳

شکل ۳-۲. میدان‌های مغناطیسی حاضر در مسأله. نمودارهای بنفش و خاکستری به ترتیب نشان دهنده میدان‌های مغناطیسی شوک و پس زمینه می‌باشند. نمودار مشکی میدان برآیند را نشان می‌دهد. ۸۴

شکل ۳-۳. نمودار تحولات بهره انرژی. نمودار قرمز رنگ و نقطه چین مشکی به ترتیب نشان دهنده پاسخ بدست آمده توسط محاسبات عددی و انتگرال گیری تحلیلی می‌باشند. ۸۸

شکل ۳-۴. حرکت نوسانی ذره در همسایگی صفحه خنثای مغناطیسی. نمودار قرمز رنگ و نقطه چین مشکی به ترتیب نشان دهنده پاسخ بدست آمده توسط محاسبات عددی و انتگرال گیری تحلیلی می‌باشند. ۸۸

شکل ۳-۵. تحول زمانی بهره انرژی برای مقادیر منفی گرادیان میدان. نقاط τci روی محور زمان نشان دهنده نقاط بحرانی متناظر با مقادیر mbi می‌باشند. ۹۰

شکل ۳-۶. تغییرات مکان ذره در راستای y . نقاط $y ci$ مکان‌های متناظر با زمان بحرانی را برای مقادیر mbi نشان می‌دهند. برای $\tau > \tau c$ حرکت ذره به یک حرکت نوسانی حول $y c$ تبدیل می‌شود. ۹۱

شکل ۳-۷. میدان مغناطیسی پس زمینه در محل ذره. مشاهده می‌شود که در زمان بحرانی، میدان مغناطیسی پس زمینه با بیشینه میدان شوک برابر می‌شود و پس از آن در اثر حرکت

نوسانی ذره، میدان مغناطیسی هم حول مقدار نهایی خود نوسان می کند. ۹۱.....

شکل ۳-۸. تحول بهره انرژی برای مقدار $G = 9 - 10 \times 2/5 = mb$. بازه زمانی توسط

نقاط τ_1 و τ_2 به سه قسمت با سه سازوکار متفاوت شتابدهی تقسیم شده است. نقطه چین مشکی مقدار تحلیلی بدست آمده در رابطه ۴-۱۶ را نشان می دهد. ۹۵.....

شکل ۳-۹. تغییرات مکان ذره در راستای γ . در بازه زمانی اول ($0 < \tau < \tau_1$) ذره با موج شوک حرکت می کند ($\tau \approx \beta p \gamma$). در دو بازه دیگر حرکت ذره پیچیده تر خواهد بود و شتابدهی به ترتیب توسط سازوکارهای واجهنده و سوقی انجام می گیرد. ۹۶.....

شکل ۳-۱۰. میدان مغناطیسی پس زمینه در مکان ذره. در $\tau = \tau_1$ میدان پس زمینه از بین می رود و سازوکار MTA پایان می یابد. از آن زمان به بعد تغییرات میدان در اثر حرکت لارموری و سوق ذره در راستای γ است. ۹۶.....

شکل ۳-۱۱. تحول زمانی γ به همراه مکان ذره و جبهه موج شوک در راستای γ . نمودار نارنجی تغییرات بهره انرژی را نشان می دهد. نمودارهای آبی پیوسته و نقطه چین به ترتیب مکان ذره و شوک را نشان می دهند. فضای آبی نشان دهنده فضای پشت جبهه موج است. ۹۸.....

شکل ۳-۱۲. نمودار نارنجی تحولات γ و نمودارهای آبی و قهوه ای به ترتیب γ و x ذره را نمایش می دهند. پس از زمان τ_2 تغییر در مختصات ذره در اثر سوق های گرایان $E \times B$ می باشد. ۹۹.....

شکل ۳-۱۳. میدان مغناطیسی کل در مکان ذره در زمانهای $\tau_2 > \tau$. ۱۰۰.....

شکل ۳-۱۴. تحول بهره انرژی برای مقادیر $G = 9 - 10 \times 2/5 = mb_1$ و mb_2

$G = 9 - 10 \times 5$. $\tau_1 i$ و $\tau_2 i$ به مقادیر τ_1 و τ_2 برای mb_i اشاره دارند. ۱۰۲.....

شکل ۳-۱۵. میدان مغناطیسی پس زمینه در مکان ذره برای مقادیر $G = 9 - 10 \times 2/5 = mb_1$

$G = 9 - 10 \times 5$. $mb_2 = 5 \times 10$ و $\tau_1 i$ و $\tau_2 i$ به مقادیر τ_1 و τ_2 برای mb_i اشاره دارند. ۱۰۲.....

شکل ۳-۱۶. نمودار انرژی بر حسب زمان برای دو فرایند MTA و مرتبه دوم فرمی. نمودار قرمز و آبی به ترتیب انرژی بدست آمده در سازوکارهای MTA و فرمی را نمایش می دهند.

..... ۱۰۷

شکل ۴-۱. مدل ابر پلاسمایی متحرک. با فرض اینکه حرکت در راستای y و میدان مغناطیسی شوک در راستای z باشد، میدان الکتریکی ناشی از حرکت در راستای x خواهد بود. ۱۱۳

شکل ۴-۲. نمایش برداری میدان های مغناطیسی شوک و پس زمینه ی کیهانی (IMF). برای بیان هندسه مسأله از دستگاه مختصات کروی استفاده شده است. ۱۱۳

شکل ۴-۳. تحول زمانی بهره انرژی برای حالت حدی $\varphi = 0$. نقطه چین مشکی رنگ حل معادله ۴-۳۴ را نمایش می دهد. برای $\tau > 1000$ بهره انرژی به طور یکنواخت افزایش می یابد. ۱۲۴

شکل ۴-۴. تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای y . خطوط آبی و نقطه چین مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد. ۱۲۴

شکل ۴-۵. مسیر حرکت ذره از دید ابر متحرک در بازه $0 < \tau < 500$ به همراه تصویر حرکت ذره بر روی صفحه xOz . با کاهش زاویه θ زاویه بین میدان الکتریکی و مسیر حرکت افزایش می یابد. ۱۲۵

شکل ۴-۶. بهره انرژی در زمان $\tau = 1000$ برای مقادیر مختلف θ . هنگامی که سازوکار MTA فعال است، آهنگ افزایش انرژی مستقل از زاویه است. ۱۲۶

شکل ۴-۷. تحولات انرژی برای حالت حدی $\varphi = \pi/2$. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی شتابدهی ادامه پیدا نمی کند و ذره از دام به بیرون پرتاب می شود. آهنگ افزایش انرژی برای $\tau > 500$ ثابت می ماند. ۱۲۹

شکل ۴-۸. تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای y . خطوط آبی و نقطه چین مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد. هنگامی که نیروی بازگرداننده به نیروی دافع تبدیل می شود، ذره

یا به درون شوک و یا به فضای آزاد مقابل آن پرتاب می شود. ۱۳۰

شکل ۴-۹. مسیر حرکت ذره از دید ابر متحرک در بازه $0 < \tau < 500$ به همراه تصویر

حرکت ذره بر روی صفحه xoz . با کاهش زاویه θ از حالت پادموازی ایده آل، زاویه بین حرکت و میدان الکتریکی بزرگتر می شود. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی شتابدهی ادامه نمی یابد. ۱۳۱

شکل ۴-۱۰. بهره انرژی در $\tau = 1000$ برای مقادیر مختلف θ . سازوکار MTA تنها برای

بازه کوچک $180^\circ > \theta > 179/4^\circ$ مؤثر می باشد. ۱۳۲

شکل ۴-۱۱. تحولات بهره انرژی برای $\varphi = 0/4\pi$. برای زوایای کوچکتر از زاویه

بحرانی ذره یا در اثر یک شتابدهی ناموفق از شوک فرار می کند و یا با سازوکار مارپیچ شتاب می گیرد. برای زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می گیرد. ۱۳۳

شکل ۴-۱۲. تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای z : خطوط آبی و نقطه چین

مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی، ذره می تواند پس از یک شتابدهی ناموفق به سمت فضای آزاد مقابل شوک پرتاب شود. ۱۳۳

شکل ۴-۱۳. تحولات بهره انرژی در مراحل اولیه شتابدهی. ذره در اثر یک یا چند

برخورد با جبهه موج می تواند انرژی لازم را برای فرار دریافت کند. ۱۳۴

شکل ۴-۱۴. بهره انرژی برای جهات مختلف میدان پس زمینه. شکل کلی نمودارهای φ_1

و φ_4 مشابه دو حالت حدی بررسی شده در بخش قبلی می باشد. در نمودار φ_3 فرار ذره در زوایای مختلف کوچکتر تر از زاویه بحرانی مشاهده می شود. ۱۳۶

شکل ۴-۱۵. تصویر سه بعدی نشان دهنده ناحیه به دام افتادگی برای $\beta p = 0/01$. تنها در

صورتی که میدان پس زمینه در ناحیه بسیار ناچیز مشخص شده (ناحیه بسیار باریک بین دو صفحه ی بادبزنی شکل) قرار بگیرد شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می شود. ۱۳۷

شکل ۴-۱۶. تصویر سه بعدی نشان دهنده‌ی ناحیه‌ی به دام افتادگی برای $\beta p = 0.5$ در صورتی که میدان پس زمینه در ناحیه‌ی مخروطی شکل قرار بگیرد شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می‌شود. ۱۳۷

پیشگفتار

رسالت علم فیزیک شناخت جهان پیرامون و بیان پدیده های پیچیده ی حاکم بر آن است. چنین شناختی تنها از طریق مشاهده و تحلیل داده های بدست آمده از پدیده های روی دهنده در جهان میسر می شود. در این مقوله مشاهدات بشر در رابطه با فضای دور از دسترس کیهان همواره با موانع بسیاری رو به رو می باشد و از این رو می بایست منابع اطلاعاتی بدست آمده از فضای کیهان را غنیمت شمرد تا بتوان دانش بشر را نسبت به پدیده های عظیم کیهانی گسترش داد.

یکی از منابع اطلاعاتی بشر برای شناخت محیط کیهان، ذرات باردار پر انرژی گسیل شده به سمت زمین می باشند. شناخت منشأ این ذرات می تواند اطلاعات مفیدی در رابطه با فضای کیهانی در اختیار بشر قرار دهد. از این رو امروزه تحقیقات بسیاری روی فرایندهای شتابدهی ذرات کیهانی انجام می گیرد. عمده ی این فرایندها به نوعی به برهم کنش ذرات باردار کیهانی با امواج شوک تولید شده در فضای کیهانی مربوط می شود. از این رو ما نیز در این تحقیق قصد داریم سازوکارهای شتابدهی ذرات باردار کیهانی را در شرایط متفاوت بررسی کنیم. این بررسی با توجه به میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی صورت می گیرد و نتیجه خواهیم گرفت که میدان پس زمینه نقش بسیار مهمی را در شتابدهی ذرات کیهانی ایفا می کند. هر گونه تغییر در اندازه و یا راستای میدان مغناطیسی پس زمینه می تواند سازوکار شتابدهی و آهنگ افزایش انرژی را تغییر دهد.

ترتیب مطالب این نوشته به این صورت است که در فصل اول شکل گیری و دینامیک امواج شوک را بررسی خواهیم نمود. فصل دوم به بررسی فرایندهای متفاوت در شتابدهی ذرات باردار در فضای کیهانی اختصاص دارد. در فصل سوم شتابدهی ذرات در برهم کنش با امواج شوک پلاسما در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت پس زمینه را بررسی خواهیم کرد. فصل چهارم به بررسی شتابدهی در حضور میدان یکنواخت پس زمینه با راستای دلخواه اختصاص دارد.

۱. مقدمه ای بر امواج شوک

موج شوک پدیده ای است ناشی از اثرات غیرخطی که دینامیک بسیار پیچیده ای دارد و به همین دلیل اکثر تحقیقات امروزی در بررسی آن توسط مشاهدات و یا شبیه سازی صورت می گیرد. به دلیل اهمیت این موضوع در فیزیک پلاسما، در این فصل قصد داریم مروری مختصر از تاریخچه و اکتشاف امواج شوک تا دینامیک آنها را ارائه دهیم. برای آشنایی بیشتر با این امواج می توان به منابعی مراجعه کرد که به بررسی این پدیده اختصاص دارند ((Balogh and Trueman 2013)؛ (Krall and Tidman 1971)؛

(Zel'Dovich and Raizer 2002)؛ (Sasoh 2020)؛ (Courant and Friedrichs 1999)).

۱-۱. تاریخچه

در صده ۱۸ میلادی با ورود موضوع دینامیک شاره های سریع به فیزیک، توجه دانشمندان به سمت انتشار سریع تراکمات درون سیالات جلب شد. در آن زمان محققان مکانیک سیالات می دانستند که حرکت هر گونه مانع در درون سیال تراکم پذیر، باعث ایجاد فشردگی در ماده می شود. این فشردگی می تواند به دلیل حرکت مانع در سیال منتقل شود، و یا در اثر تفاوت نسبی چگالی به سمت رقیق تر مکیده شود. هر دوی این فرایندها باعث انتقال این اختلال در محیط می شود. حال از طرفی هر اختلالی در چگالی محیط باعث تولید امواج صوتی می شود. در اثر

انتقال سریع امواج صوتی در محیط، ماده پیش از رسیدن اختلال، صوت ناشی از آن را دریافت می کند و از وجود چنین اختلالی آگاه می شود. اندکی بعد ارنست ماخ^۱ در ۱۸۸۴ به این مسأله پی برد که اگر مانعی در سیال تراکم پذیری با سرعتی بیش از سرعت صوت در همان محیط حرکت کند، تراکم ایجاد شده در اثر این حرکت سریع تر از صوت ایجاد شده از آن منتقل خواهد شد. در نتیجه ماده ای که در رو به روی مانع قرار دارد پیش از آگاه شدن از حضور این تراکم، با خود آن رو به رو خواهد شد. در این حالت اصطلاحاً محیط شوکه می شود (Balogh and Trueman 2013). در نتیجه موج شوک را می توانیم به این صورت تعریف کنیم: امواج شوک عبارتند از تراکم هایی در چگالی محیط که با سرعتی بیش از سرعت صوت در همان محیط حرکت می کنند.

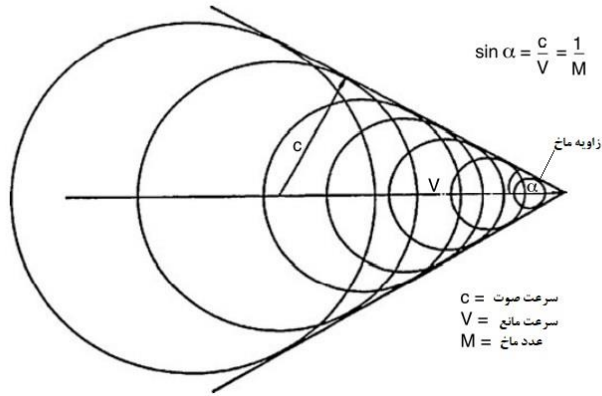
در شکل ۱-۱ ماخ دیدگاه خود را در رابطه با این پدیده در یک نقاشی به تصویر می کشد. در این نقاشی مانع با سرعت v به سمت راست تصویر در حال حرکت است. جبهه موج امواج صوتی حاصل از تراکم ماده به صورت دایره هایی نمایش داده شده است که شعاع آنها با سرعت صوت (که در محیط با c نمایش داده می شود) افزایش می یابد. طبق تعریف نسبت سرعت موج شوک به سرعت صوت را عدد ماخ^۲ نامگذاری کرده اند. همچنین زاویه ماخ^۳ زاویه ای است که سینوس آن برابر نسبت سرعت صوت به سرعت موج شوک می باشد.

¹ Ernst Mach

² Mach number

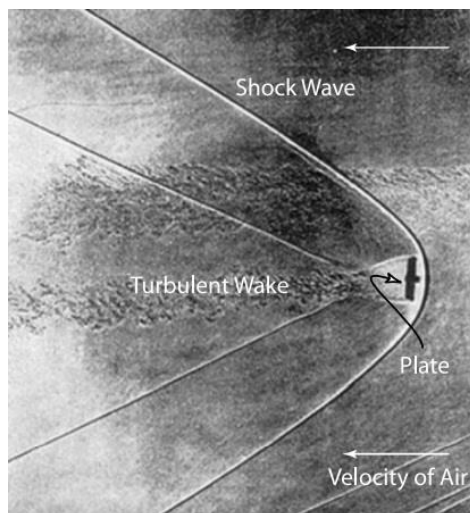
³ Mach angle

(Mach 1886)



شکل ۱-۱. طراحی ماخ از تشکیل امواج شوک. جبهه‌ی موج شوک با خطوط مستقیم و مماس به جبهه امواج صوتی مشخص شده است (Balogh and Trueman 2013).

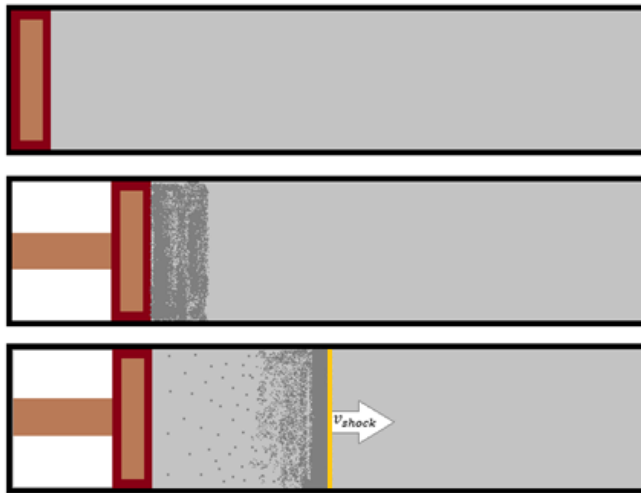
ماخ پس از مطرح کردن این دیدگاه، طی آزمایشات پیاپی و با استفاده از تکنیک‌های به روز عکس برداری، تصاویری تهیه کرد که تشکیل امواج شوک با همان روند پیشنهاد شده را اثبات می‌کردند. نمونه‌ای از این تصاویر در [شکل ۲-۱](#) آمده است. در این تصویر جبهه موج شوک و ارتعاشات ماده پس از عبور مانع به خوبی قابل مشاهده هستند.



شکل ۱-۲. تصویر تهیه شده از عبور یک مانع از درون یک سیال. جبهه‌ی موج شوک درست مشابه آنچه ماخ تصور می‌کرد تشکیل می‌شود (Balogh and Trueman 2013).

۲-۱. دینامیک امواج شوک

برای آشنایی با دینامیک امواج شوک مثال ساده و کاربردی حرکت یک پیستون داخل یک استوانه شامل گاز را در نظر می‌گیریم. در [شکل ۱-۳](#) پیستون می‌تواند در محفظه استوانه ای شامل گاز حرکت کند. اگر پیستون با سرعتی بیش از سرعت صوت به داخل محفظه حرکت کند، گاز را به شدت متراکم می‌کند و با خود حمل می‌کند. این اتفاق دقیقاً مشابه آزمایش ماخ ایجاد موج شوک می‌کند. حال حتی اگر پیستون از حرکت بایستد، این تراکم در اثر اختلاف چگالی به سمت گاز داخل لوله مکیده می‌شود. در این حالت اگر اختلاف چگالی به گونه‌ای باشد که این موج از صوت ایجاد شده سریعتر حرکت کند، انتشار موج شوک ادامه می‌یابد. در غیر این صورت نمی‌توان پخش این تراکم را موج شوک نامید.



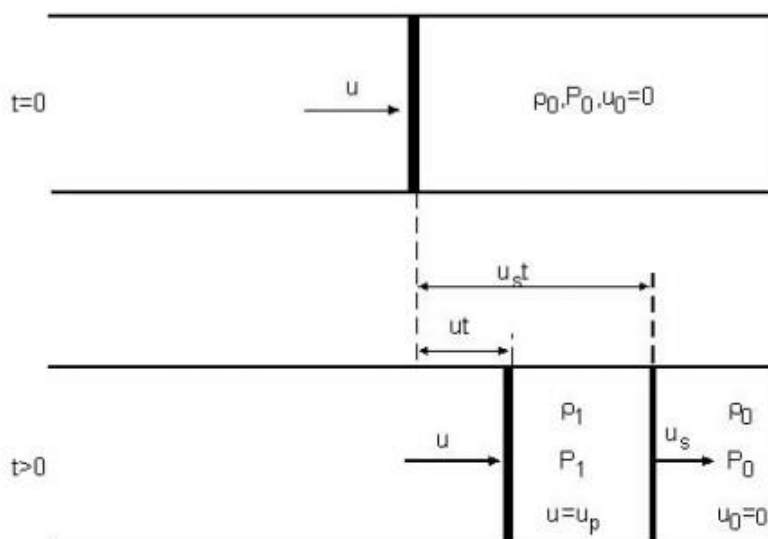
شکل ۱-۳. تشکیل و انتشار موج شوک در یک بعد توسط پیستون. خط زرد رنگ نشان دهنده جبهه موج شوک می باشد که لایه گذار نامیده می شود.

در ادامه بر اساس نامگذاری اکثر متون علمی، ناحیه ای که شوک از آن عبور کرده است را به عنوان جریان پایین^۱ و ناحیه ای که شوک هنوز به آن نرسیده است را جریان بالا^۲ و مرز بین این دو ناحیه (یا همان جبهه موج) را با لایه گذار^۳ مشخص می کنیم و به طور خلاصه به بررسی دینامیک شوک می پردازیم. همچنین فرض می کنیم پیستون همواره با سرعتی بیش از صوت در ماده حرکت می کند. شکل ۱-۴ موج شوک حاصل از حرکت پیستون را نشان می دهد. در شکل دیده می شود که جبهه موج، با سرعت بیشتری از پیستون در محیط در حال انتشار است. جبهه موج شوک محیط را به دو ناحیه تقسیم می کند که هدف نهایی ما از این بررسی پیدا کردن کمیت های مجهول جریان پایین بر حسب کمیت های معلوم جریان بالا می باشد.

¹ downstream

² upstream

³ transition layer



شکل ۱-۴. انتشار موج شوک توسط حرکت یکنواخت و مستمر پیستون در یک بعد. پارامترهای قبل و بعد از حرکت به ترتیب با اندیس ۰ و ۱ علامت گذاری شده‌اند (Eliezer 2002).

اندیس‌های ۰ و ۱ به ترتیب نشان دهنده ی کمیت‌های مورد نظر در جریان بالا و جریان پایین هستند.

بر اساس قانون بقای ماده باید شار ورودی به لایه گذار با شار خارج شونده از آن برابر باشد. همچنین تکانه و انرژی نیز در عبور از لایه گذار باید پایسته باشند. در نتیجه اساس محاسبات ما از قوانین بقا شروع می‌شود که به صورت زیر بیان می‌شوند (Eliezer 2002):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) = -\frac{\partial}{\partial x}(P + \rho u^2), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) \\ = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho E u + P u + \frac{1}{2} \rho u^3 \right). \end{aligned} \quad (3-1)$$

در این روابط ρ ، P ، v و E به ترتیب نشان دهنده ی چگالی، فشار، سرعت و انرژی شار هستند. حال اگر سرعت حرکت شوک را با v_s نشان دهیم، ناظر متحرک با موج شوک خواهد دید که شار به سرعت $-v_s$ وارد، و با سرعت $(v_s - v_p)$ خارج می شود. پس از دیدگاه این ناظر خواهیم داشت:

$$v_0 = -v_s \quad (4)$$

$$v_1 = -(v_s - v_p) \quad (5)$$

با انتگرال گیری از روابط ۱-۱ تا ۳-۱ و جایگذاری مقادیر بالا حول لایه گذار می توان رابطه بین کمیت های جریان بالا و جریان پایین را از دیدگاه ناظر متحرک با شوک به این صورت بدست آورد:

$$\begin{cases} \rho_1 v_1 = \rho_0 v_0 \\ P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_0 + \rho_0 v_0^2 \\ E_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} v_1^2 = E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} v_0^2 \end{cases} \quad (6)$$

همین نتایج را می توان از دیدگاه ناظر ساکن در آزمایشگاه به صورت زیر نوشت:

$$\begin{cases} \rho_0(v_s - v_u) = \rho_1(v_s - v_d) \\ \rho_0(v_s - v_u)(v_d - v_u) = P_1 - P_0 \\ \rho_0(v_s - v_u)(E_1 - E_0 + \frac{1}{2}v_d^2 - \frac{1}{2}v_u^2) = E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}v_0^2 \end{cases} \quad (7)$$

- 1)

دستگاه معادلات ۶-۱ و ۷-۱ معروف به معادلات رنکین^۱ هستند. با فرض معلوم بودن پارامترهای جریان بالا هنوز پنج مجهول در معادلات بالا وجود دارد که از بین آنها سرعت شوک (v_s) را بطور تجربی اندازه گیری می کنند و انرژی محیط نیز با استفاده از معادله حالت به فشار و چگالی ربط پیدا می کند. به این ترتیب در نهایت با استفاده از معادلات رنکین می توان مقدار کمیت ها را در جریان پایین محاسبه کرد. حال اگر بخواهیم تمامی حالت های ممکن را برای پارامترهای جریان پایین بدست بیاوریم به صورت زیر عمل می کنیم:

از دو معادله اول در دستگاه معادلات ۶-۱ شروع می کنیم و سرعتها را بر حسب فشار و چگالی حساب می کنیم:

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \equiv \frac{1}{\rho}, \quad (8)$$

- 1)

$$v_0 = V_0 \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}}, \quad (9)$$

- 1)

$$v_1 = V_1 \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}}, \quad (10)$$

- 1)

¹ Rankine-Hugoniot

که در این روابط، $V \equiv 1/\rho$ فرض شده است.

با جایگذاری v_0 و v_1 از روابط بالا در معادله‌ی آخر در [۶-۱](#) نتیجه می‌گیریم:

$$\begin{aligned} E_1(V_1, P_1) - E_0(V_0, P_0) \\ = \frac{1}{2} (P_1 + P_0)(V_0 - V_1). \end{aligned} \quad (11 - 1)$$

در معادله بالا $E(V, P)$ از معادله‌ی حالت جایگذاری می‌شود و در نتیجه می‌توان آن را معلوم فرض کرد. به این صورت در نهایت رابطه‌ای بین فشار و حجم به دست می‌آید. به عنوان مثال می‌توان معادله حالت یک گاز کامل با گرمای ویژه ثابت را به صورت زیر در نظر گرفت:

$$\begin{aligned} E = C_V T, \quad S \\ = C_V \ln(PV^\gamma), \end{aligned} \quad (12 - 1)$$

که در آنها C_V و γ به ترتیب آنتروپی، گرمای ویژه و ضریب اتمیسته هستند.

با جایگذاری این مقادیر در معادله‌ی [۱۱-۱](#) می‌توان در نهایت رابطه کلی بین کمیت‌های جریان بالا و جریان پایین را به صورت زیر بدست آورد (Eliezer 2002):

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V_1}{(\gamma + 1)V_1 - (\gamma - 1)V_0 - 1}. \quad (13)$$

از این رابطه می‌توان دریافت که میزان تراکم در موج شوک نمی‌تواند نامحدود باشد بلکه دارای مقدار بیشینه‌ای است که با ضریب اتمیسته تعیین می‌شود. این مقدار بیشینه را می‌توان با فرض $\frac{P_1}{P_0} = \infty$ محاسبه کرد. به عنوان مثال برای گازی با اتمیسته $\gamma = 5/3$ بیشینه تراکم برابر خواهد بود با:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4. \quad (14)$$

– 1)

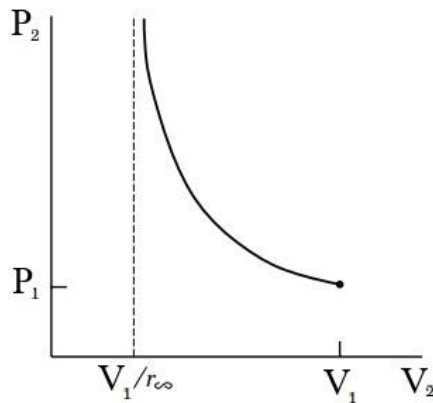
این نتیجه نشان می‌دهد که هر چقدر هم پیستون سریع حرکت کند نهایتاً می‌تواند محیط را ۴ برابر متراکم کند. در انتها شایان ذکر است که امواج شوک پدیده‌های بازگشت ناپذیری هستند. به این معنی که با عبور شوک از محیط، در اثر اتلاف انرژی، آنتروپی افزایش می‌یابد. افزایش آنتروپی را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$S_1 - S_0 = C_V \ln \left(\frac{P_1 V_1^\gamma}{P_0 V_0^\gamma} \right) \quad (15)$$

$$= \left[\frac{P_0 V_0}{(\gamma - 1) T_0} \right] \ln \left\{ \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \left[\frac{(\gamma - 1)(P_1/P_0) + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1)(P_1/P_0) + (\gamma - 1)} \right] \right\}.$$

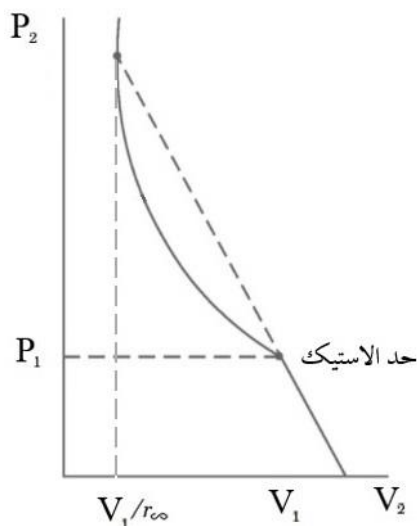
هر چه قدرت موج شوک (ρ_1/ρ_0) بیشتر باشد آنتروپی بیشتر افزایش می‌یابد.

قبل از اتمام بحث می‌خواهیم نگاهی به نمودارهای رنگین داشته باشیم. این نمودارها که همان رسم معادله ۱۳-۱ هستند تمام حالت‌های ممکن برای جریان پایین را بر حسب حالت جریان بالا به نمایش می‌گذارند. شمای کلی نمودار رنگین را برای یک گاز کامل در شکل ۱-۵ می‌بینیم. اگر حالت اولیه سیال (P_0, V_0) باشد، تمامی حالت‌های ممکن نهایی (P_1, V_1) نقاطی بر روی منحنی خواهند بود.



شکل ۱-۵. نمودار رنگین برای یک گاز. این منحنی نمایش دهنده حالت های ممکن جریان پایین بر حسب حالت جریان بالا برای یک گاز است (Somov 2012).

نمودار متناظری را می توان برای جامدات هم در نظر گرفت (شکل ۱-۶). در شکل دیده می شود که پاسخ گویی ماده جامد به شوک های ضعیف متفاوت است. در واقع شوک های ضعیف در جامدات به دلیل کشسانی، فرایندهای بازگشت پذیری هستند. حدی که جامد در آن رفتار الاستیک نشان می دهد حد الاستیک نام دارد. ناحیه ی فراتر از حد الاستیک بر روی نمودار، ناحیه ی الاستیک-پلاستیک نام دارد. در این ناحیه جامد هم مانند سیال عمل می کند و تمامی روابط سیال در مورد آن صدق می کند. در صورت عبور یک موج شوک با قدرتی فراتر از حد الاستیک، آنتروپی جامدات نیز افزایش یافته و ساختار آنها دگرگون می شود.



شکل ۱-۶. نمودار رنکین برای یک جامد. در عبور شوکهای بسیار قوی جامدات نیز رفتاری مشابه سیال نشان می‌دهند.

۳-۱. شکل‌گیری موج شوک و انتشار

حال که مشخصات محیط در پاسخ به موج شوک را بررسی کردیم، به بررسی نحوه شکل‌گیری موج شوک می‌پردازیم. ساده‌ترین راه برای مطالعه‌ی شکل‌گیری موج شوک در محیط، بررسی تحول یک موج کوتاه سینوسی یک بعدی است که با رابطه‌ی زیر بیان می‌شود (Balogh and Trueman 2013):

$$V(x) = A \sin kx. \quad (16)$$

- 1)

این امواج ساده در واقع مثالی از اختلالاتی در سرعت پلاسما هستند که با سرعت C منتشر می‌شوند. تحول زمانی این موج را می‌توان به صورت زیر تعریف کرد:

$$\frac{dV}{dt} \equiv \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad (17 - 1)$$

که در این عبارت، جمله ی اول سمت راست تغییرات خود شکل موج و جمله ی دوم نشان دهنده تغییرات ناشی از تحول محیط می باشند. با فرض عدم وجود نیروهای خارجی این رابطه باید برابر با صفر باشد. در نتیجه تمام تحولات شکل موج از جمله دوم سمت راست معادله ناشی می شود یا به عبارتی:

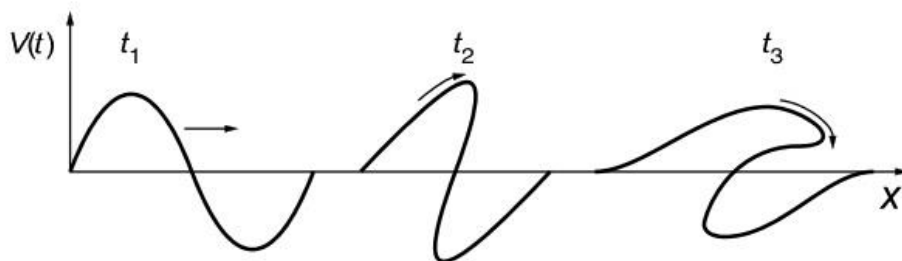
$$\frac{\partial V}{\partial t} = -V \frac{\partial V}{\partial x} \quad (18)$$

- 1)

حال برای بررسی تحولات موج به بررسی جمله سمت راست رابطه بالا می پردازیم. با مشتق گیری از V از معادله ۱۶-۱ و جایگذاری در طرف راست معادله ۱۸-۱ خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= -VAk \cos kx \\ &= -\frac{A^2 k}{2} \sin 2kx. \end{aligned} \quad (19 - 1)$$

در رابطه بالا مشاهده می شود که در اثر وجود این جمله غیر خطی مدهایی با نصف طول موج ایجاد می شوند. با همین استدلال می توان نتیجه گرفت که با گذشت زمان، این مدها نیز مدهایی با $1/4$ طول موج درست می کنند و این روند همواره ادامه می یابد. از آنجائیکه تمام این مدها تابع x هستند و x هم با زمان به یک روند تغییر می کند می توان نتیجه گرفت که تمامی این مدها با سرعت C منتشر می شوند. اما از آنجایی که سرعت تابع دامنه است (Eliezer 2002)، همانطور که در شکل ۷-۱ مشاهده می شود قله این امواج سریعتر از خود موج پیشروی می کند. این مسأله باعث می شود که با گذر زمان شکل موج به گونه ای که در شکل ۷-۱ می بینیم دگرگون شود. در نهایت با ادامه این تغییر شکل، موج فرو می ریزد.



شکل ۱-۷. تحول زمانی یک اختلال در سرعت با انتشار در محیط (Balogh and Trueman 2013).

معادله ۱۷-۱ توصیف کننده پایین ترین مرتبه از معادله حرکت یک موج در محیط است. در واقعیت انباشتگی مدها تا جایی ادامه پیدا می کند که فرایندهایی همچون پاشندگی و یا اتلاف در محیط از ادامه آن جلوگیری کنند. در این حالت از دید ناظر متحرک با موج، شکل موج به یک حالت ایستا میل می کند. برای در نظر گرفتن این فرایندها معادله ۱۷-۱ را تا دو مرتبه بالاتر تعمیم می دهیم تا در سمت راست شامل دو جمله پاشنده و اتلافی شود.

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial V}{\partial x} - \beta \frac{\partial^3 V}{\partial x^3} + \dots, \quad (20-1)$$

که جملات اول و دوم در سمت راست به ترتیب نشان دهنده اتلاف و پاشندگی، $D(x)$ ضریب پخش و β ضریب دلخواهی است که نشان دهنده میزان تأثیر پاشندگی روی شکل موج است. برای فهمیدن ماهیت این دو جمله می توان از تبدیل فوری و آنالیز فازوری استفاده کرد. اگر فرض کنیم $V(x, t) = A \exp[i(kx - \omega t)]$ و معادله ۲۰-۱ را به صورت زیر خطی سازی کنیم:

$$\omega - kc = -ik^2 D - k^3 \beta. \quad (21-1)$$

معادله‌ای مشابه یک معادله پاشندگی خواهیم داشت که در طرفی شامل رابطه‌ای بین طول موج و فرکانس و در طرف دیگر شامل جمله‌ای موهومی با وزن ضریب پخش و مجذور عدد موج می‌باشد. از آنجایی که قسمت موهومی ω نشان دهنده میرایی است نتیجه می‌گیریم که جمله اول سمت راست در معادله ۲۰-۱ شامل اثرات اتلافی می‌باشد. به همین صورت می‌توان نتیجه گرفت که جمله دوم سمت راست در این معادله به پاشندگی دلالت دارد به این معنا که مدهایی با طول موج‌های متفاوت با سرعت‌های متفاوتی حرکت می‌کنند.

حال با دانستن تفاوت اتلاف و پاشندگی در بخش بعد به حل معادله ۲۰-۱ می‌پردازیم. در ادامه خواهیم دید که بنا به پاسخ محیط به این پدیده غیرخطی، موج اولیه سرنوشت کاملاً متفاوتی خواهد داشت. در صورتی که اتلاف در محیط غالب باشد، در نهایت یک موج شوک تشکیل می‌شود. در حالی که اگر پاشندگی غالب باشد، پدیده‌ای به اسم سالتون ایجاد می‌شود.

۱-۳-۱. انتشار در محیطی با اتلاف غالب

فرض می‌کنیم فروشکست موج توسط پدیده غیرخطی تولید مدها، در اثر اتلاف محیط مهار شود. در این حالت معادله ۲۰-۱ به صورت زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = D \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (22)$$

- 1)

رابطه بالا معادله برگر^۱ نام دارد که یک معادله غیرخطی با فرم معادله پخش (یا انتشار حرارت) است. این معادله غیرخطی دارای پاسخ‌های ایستا از دید ناظر متحرک با موج می‌باشد که برای پیدا کردن آنها می‌توان با تغییر متغیر $y = x - Ct$ معادله را از دید ناظر متحرک به صورت زیر بازنویسی کرد:

¹ Burger's equation

$$D \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = (V - C) \frac{\partial V}{\partial y} \quad (23)$$

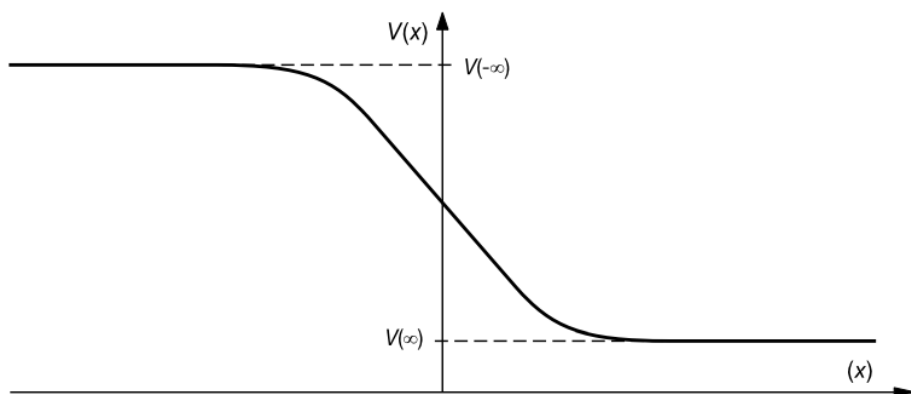
- 1)

پاسخ این معادله به سادگی با دو بار انتگرال گیری به این صورت بدست می آید:

$$\frac{V}{c} = 1 - \tanh\left(\frac{x - Ct}{2D/C}\right), \quad (24)$$

- 1)

که در آن فرض کردیم نتیجه باید در بینهایت همگرا و مشتق آن برابر صفر باشد. این پاسخ در حالت کلی توصیف کننده یک موج شوک با پهنای $\delta = 2D/C$ است که در [شکل ۸-۱](#) رسم شده است. در شکل مشاهده می شود که این نوع موج شوک ماهیت نوسانی ندارد و به صورت یک شیب پیش رونده مانند یک سونامی است.



شکل ۸-۱. پاسخ حل معادله ۲۴-۱ برای فرم نهایی موج شوک در محیطی با اتلاف غالب (Balogh and Trueman 2013).

۲-۳-۱. انتشار در محیطی پاشنده با اتلاف ناچیز

اگر اتلاف در محیط ناچیز باشد، جلوگیری از فروشکست موج توسط پاشندگی صورت می گیرد. در این حالت از معادله ۲۰-۱ خواهیم داشت:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 V}{\partial x^3} = 0. \quad (25 - 1)$$

این رابطه موسوم به معادلهٔ پاشندگی KdV^1 است. مانند قسمت قبل می‌توانیم با تغییر متغیر $y = x - ct$ معادله را از دید ناظر متحرک با موج به صورت زیر بنویسیم:

$$(V - c) \frac{\partial V}{\partial y} + \beta \frac{\partial^3 V}{\partial y^3} = 0. \quad (26 - 1)$$

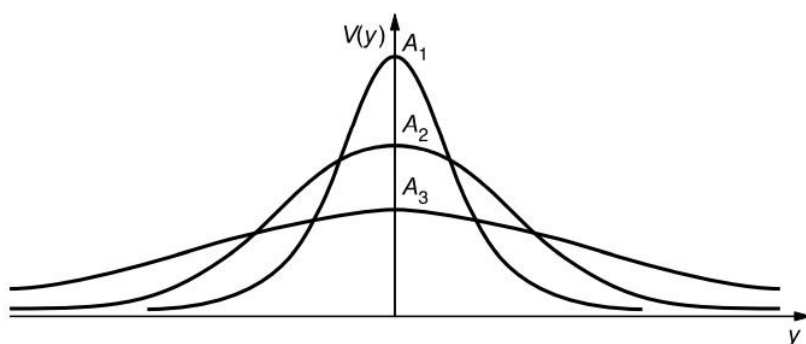
برای حل این معادله دانستن شرایط مرزی در بینهایت لازم است. با فرض اینکه $V = \frac{\partial V}{\partial y} = 0$ نتیجه‌ای به صورت زیر حاصل می‌شود (Eliezer 2002):

$$V(y) = 3c \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{C}{\beta}} \frac{y}{2} \right]. \quad (27)$$

این تابع که در [شکل ۹-۱](#) رسم شده است نشان دهندهٔ موجی زنگوله شکل است که بدون تغییر شکل در راستای x با سرعت c حرکت می‌کند. به چنین امواجی سولیتون^۲ گفته می‌شود. پهنای این موج کوتاه به صورت $\delta = 2\sqrt{\beta/C}$ قابل محاسبه است که نشان می‌دهد که امواج کوتاه سریعتر پهنای کمتری خواهند داشت (Balogh and Trueman 2013).

¹ Korteweg-de Vries

² soliton



شکل ۱-۹. پاسخ معادله ۱-۲۷ برای سالتون در محیطی با پاشندگی غالب. سالتونهای با پهنای بیشتر سرعت کمتری خواهند داشت (مثلاً در این تصویر A_1 و A_2 از A_3 کندتر حرکت می کنند) (Balogh and Trueman 2013).

۴-۱. شبه پتانسیل ساگدیف^۱

برای فهم بهتر بسیاری از مسایل فیزیکی می توان از همانند سازی مسأله با مسایل ساده شناخته شده استفاده کرد. روش شبه پتانسیل ساگدیف هم با همانند سازی مسایل غیرخطی همچون امواج شوک و سالتون به حرکت یک ذره در یک چاه پتانسیل کلاسیک، در پیدا کردن جوابهای معادلات توصیف کننده این پدیده ها کمک می کند

((Mahmood and Mushtaq 2008)؛ (Akbari-Moghanjoughi 2017)).

برای معرفی این شبه پتانسیل، معادله ۱-۲۶ را در نظر می گیریم. با یکبار انتگرال گیری از این معادله خواهیم داشت:

$$\beta \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = V \left(C - \frac{V}{2} \right). \quad (28)$$

حال اگر فرض کنیم β ، V و y به ترتیب نشان دهنده ی جرم، مکان و زمان هستند، معادله بالا مشابه معادله دوم نیوتن برای حرکت یک ذره است.

¹ Sagdeev's pseudo-potential

با برابر قرار دادن سمت راست این معادله با منهای مشتق یک پتانسیل فرضی، می توان این پتانسیل را به سادگی به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\begin{aligned} S(V) &= - \int V \left(C - \frac{V}{2} \right) dV \\ &= \frac{V^2}{2} \left(\frac{V}{3} - C \right). \end{aligned} \quad (29 - 1)$$

عبارت داخل کروشه در سمت راست معادله را با $-S(V)$ نشان می دهیم که $S(V)$ همان شبه پتانسیل ساگدیف است. بنابر این معادله حرکت در چنین پتانسیلی به صورت زیر خواهد بود:

$$\beta \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = - \frac{\partial S(V)}{\partial V}. \quad (30)$$

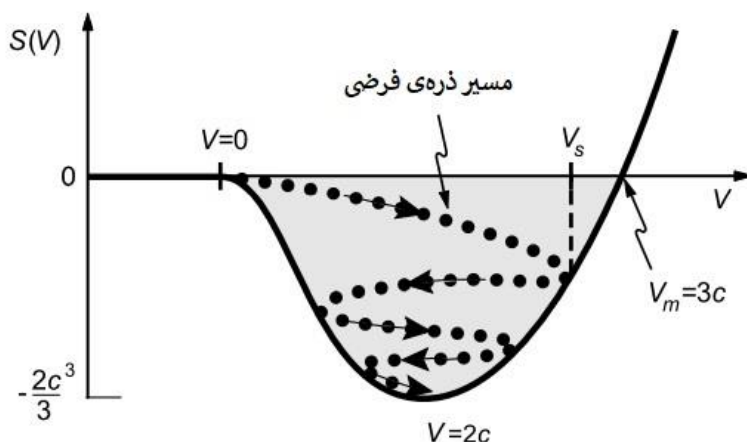
- 1)

با ضرب معادله بالا در $\frac{\partial V}{\partial y}$ می توان آن را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\beta}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 = -S(V). \quad (31)$$

- 1)

به دلیل اینکه که سمت چپ این معادله همواره مثبت است، معادله تنها به ازای مقادیر منفی $S(V)$ جواب دارد. شکل ۱-۱۰ پتانسیل ساگدیف و ذره فرضی داخل آن را نشان می دهد. تمامی حالت های ممکن در بازه $0 < V < 3C$ نشان دهنده ی سالتون هایی هستند که در غیاب اتلاف پایدار می باشند.



شکل ۱-۱۰. ترسیمی از شبه پتانسیل ساگدیف. هر نقطه از نمودار در نواحی $S(V) < 0$ نشان دهنده‌ی یک پاسخ محتمل در این بازه می‌باشد (Balogh and Trueman 2013).

هدف ما از بیان کردن مفهوم پتانسیل ساگدیف تنها معرفی این روش بود اما برای مطالعه بیشتر می‌توان گفت که این روش می‌تواند برای حل مسایل مربوط به امواج شوک و سالتون و موارد مشابه استفاده شود (Chen 1948).

۵-۱. انواع موج شوک

امواج شوک از نظر فرایندی که باعث تغییر پارامترهای جریان بالا به جریان پایین می‌شود به دو دسته قابل تقسیم هستند.

۱- شوک‌های برخوردی^۱: در این امواج اصطکاک ایجاد شده در اثر برخوردهای بین ذرات باعث افزایش آنتروپی می‌شود. در مکانیک سیالات به این امواج gasdynamic shocks هم گفته می‌شود. امواج شوکی که در محیط‌های آزمایشگاهی در گازهای چگال و یا سیالات تولید می‌شود مثال‌هایی از این امواج هستند.

¹ collisional shocks

۲- شوک های غیربرخوردی^۱: در این نوع امواج برخوردها قابل چشم پوشی هستند و تغییر پارامترها از جریان بالا به جریان پایین در اثر برهم کنش ذرات با میدان های الکترومغناطیسی صورت می گیرد. این نوع تغییر پارامترها در محیط های پلاسمایی که حامل میدان های الکترومغناطیسی هستند رخ می دهد. در بخش بعد بررسی خواهیم کرد که امواج ایجاد شده در فرایندهای کیهانی به دلیل چگالی های پایین جزو این دسته امواج هستند.

۶-۱. امواج شوک در فضای کیهانی

احتمال وجود امواج شوک غیر برخوردی اولین بار در سال ۱۹۴۸ مطرح شد (Courant 1948). در این پژوهش محققان نشان دادند که می توان با معادلات مگنتوهیدرودینامیک^۲ (MHD) وجود چنین امواجی را پیشگویی کرد. چندی بعد اولین نظریه در رابطه با وجود امواج شوک مغناطیده غیر برخوردی ارائه شد (Teller & De Hoffman 1950). چنین امواجی تا سالها پس از این نظریه قابل مشاهده نبودند. عدم توانایی در مشاهده امواج شوک غیر برخوردی به این دلیل بود که در آزمایشگاه به علت دمای پایین و چگالی بالای گازهای یونیزه چشم پوشی از اثر برخورد های بین ذرات ممکن نبود و همچنین مشاهده امواج شوک در فضای کیهانی به دلیل نبودن تکنولوژی کافی غیر ممکن بود. اولین سند قطعی نشان دهنده ی وجود این امواج توسط تحلیل مشاهدات دو کاوشگر مارینر^۳ و ایمپ^۴ انجام گرفت. نتیجه این تحلیل به این صورت بود که حالت ترمودینامیکی بادهای خورشیدی^۵ که با سرعت فراصوتی به سمت زمین در حرکت بودند، پس از عبور از یک لایه ی نسبتاً نازک به طور کامل تغییر می کرد. این همان تغییر جریان بالا به جریان پایین پس از عبور از لایه گذار بود که به آن پی برده بودند (Sonett & Abrams 1963) و (Ness et al. 1964). این مشاهدات نشان می داد که میدان مغناطیسی بادهای

¹ collisionless shocks

² magnetohydrodynamics

³ Mariner

⁴ Imp

⁵ solar winds

خورشیدی از مقدار یکنواختی در حدود 5-10 نانوتسلا پس از پیمودن طولی در حدود چندصد کیلومتر ناگهان به مقداری در حدود ۱۵-۳۰ نانوتسلا افزایش می‌یابد. این مسافت بسیار کوچکتر از میانگین طول برخوردی بین ذرات است. به عنوان مثال در محیطی با چگالی $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ طول میانگین برخوردی حدوداً ۱۶۵۰ برابر لایه گذار می‌باشد. در نتیجه به طور قطع می‌توان گفت برخوردها در تغییر حالت جریان بالا به جریان پایین هیچ نقشی نداشته اند و این شوک از نوع شوک غیر برخوردی است.

در فضای کیهانی پدیده‌های مختلفی منجر به ایجاد این امواج می‌شوند. این پدیده‌ها - که در فصل بعد به طور کامل مورد بررسی قرار خواهند گرفت - انفجاراتی هستند که باعث تولید طیف وسیعی از امواج شوک، از شوک‌های ضعیف و غیر نسبیتی تا شوک‌های فوق نسبیتی می‌شوند. به عنوان مثالهایی از این پدیده‌ها می‌توان به رویداد‌های عظیمی همچون انفجارات پرتوی گاما^۱ و ابرنواخترها^۲ اشاره کرد. همچنین انفجاراتی که روی سطوح ستاره‌ها ایجاد می‌شوند همانند پرتاب توده‌ی تاجی^۳ می‌تواند باعث ایجاد این نوع امواج شود. همانطور که در مورد ورود بادهای خورشیدی به همسایگی زمین عنوان کردیم، در فضای کیهانی به دلیل چگالی‌های بسیار کم، ضخامت لایه‌ی گذار بسیار کمتر از طول میانگین برخوردی است و در نتیجه امواج شوک به وجود آمده در فضای کیهانی عمده‌تاً از نوع غیر برخوردی هستند.

۷-۱. ابزار مطالعه‌ی شوکهای کیهانی

یکی از پرکاربردترین روشهای بررسی پدیده‌های اخترفیزیکی استفاده از معادلات مگنتوهیدرودینامیک (یا به اختصار MHD) در توصیف پلاسما می‌باشد. این روش که به طور کلی در بررسی تحولات ماکروسکوپی یک سیال رسانا، تحت اثر میدان مغناطیسی کاربرد دارد، نه تنها در توصیف پدیده‌های اخترفیزیکی بلکه در مسایل گوناگونی همچون محصور سازی پلاسمای گرم‌ماسته‌ای^۴ نیز به کار گرفته می‌شود ((Goedbloed et al. 2004);

¹ gamma ray bursts

² supernovae

³ coronal mass ejection

⁴ thermo nuclear plasma

(Goedbloed et al. 2010); (Mokhov et al. 1979)). در MHD از حرکت یونها و الکترونها به طور مجزا صرف نظر می شود و پلاسما با تمام اجزای تشکیل دهنده ی آن به صورت یک سیال یکنواخت فرض می شود. برای اینکه این تقریب به واقعیت نزدیکتر باشد باید سیستم دارای ویژگیهای زیر باشد:

پیش از هر چیز سیستم باید رفتار سیالی داشته باشد، به این معنی که بتوان برای توده ی سیال کمیت های ماکروسکوپی یک تعریف کرد و از حرکات جداگانه ی اجزای سیال صرف نظر کرد. برای این بررسی ماکروسکوپی یک، ابعاد مورد بررسی در سیستم باید بسیار بزرگتر از ابعاد حرکت های سیکلوترونی و دامنه نوسانات گونه های مختلف تشکیل دهنده ی پلاسما باشد که این مورد به خوبی در مطالعه ی پدیده های عظیم کیهانی صدق می کند. در بررسی ابعاد کوچکتر، این حالت در شرایطی اتفاق می افتد که یا در سیستم برخوردها غالب باشند^۱ و یا اینکه الکترونها توسط یک میدان مغناطیسی قوی در نقطه ای به گونه ای مهار شده باشند که بتوان از حرکات جداگانه ی آنها در راستای عمود بر میدان صرف نظر کرد. علاوه بر رفتار سیالی، سیستم باید رسانندگی بالایی داشته باشد به گونه ای که میدان الکتریکی ایجاد شده در سیستم بتواند به نوعی تبدیل به جریان شود. از آنجایی که در اکثر کتابهای پلاسما روش MHD به طور کامل بررسی و معرفی شده است، ما در این متن قصد بررسی کامل این روش را نداریم. اما از آنجایی که می خواهیم از نتیجه بدست آمده از معادلات آن استفاده کنیم، یک مرور خلاصه بر این روش، به جامعیت این نوشته کمک می کند.

همانطور که مطرح شد، قرار است اجزای تشکیل دهنده پلاسما در نهایت به صورت یک سیال در نظر گرفته شوند. برای این فرض لازم است معادله حرکت اجزای تشکیل دهنده پلاسما را جداگانه بنویسیم و پس از ضرب کردن در ضرایب مناسب، آنها با هم جمع کنیم تا معادله حرکت شار به دست آید (Inan 2010).

معادله حرکت برای الکترونها و یونها به ترتیب به صورت زیر نوشته می شود:

¹ collision dominated

$$m_e N_e \left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right] = -\nabla \cdot \psi_e + q_e N_e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) + \mathbf{S}_{ei}, \quad (32)$$

- 1)

$$m_i N_i \left[\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right] = -\nabla \cdot \psi_i + q_i N_i (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) + \mathbf{S}_{ie}, \quad (33 - 1)$$

که در این معادله ψ تانسور فشار است و S_{ij} نشان دهنده نیروی ناشی از اصطکاک بین دو ذره ی i و j می باشد. از آنجاییکه فرض می شود ذره دیگری در پلاسما وجود ندارد، تکانه باید بین الکترون و یون پایسته بماند:

$$\mathbf{S}_{ei} = -\mathbf{S}_{ie}. \quad (34)$$

- 1)

با ضرب دو معادله $32-1$ و $33-1$ به ترتیب در $\frac{q_i}{m_i}$ و $\frac{q_e}{m_e}$ و جمع دو معادله حاصل، می توان معادله حرکت را برای توده ی پلاسما به صورت زیر به دست آورد:

$$\begin{aligned} & \left(N_{e0} m_e \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + N_{i0} m_i \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} \right) \\ & - 1) \\ & = -\frac{q_e}{m_e} \nabla \cdot \psi_e + -\frac{q_i}{m_i} \nabla \cdot \psi_i + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \right) \mathbf{E} \\ & + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \mathbf{u}_e + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \mathbf{u}_i \right) \times \mathbf{B}_0 + \left(\frac{q_e}{m_e} - \frac{q_i}{m_i} \right) \mathbf{S}_{ei}. \end{aligned} \quad (35)$$

حال برای ادامه، متغیرهای زیر را برای توده پلاسما معرفی می کنیم:

$$\mathbf{J} = N_{e0} q_e \mathbf{u}_e + N_{i0} q_i \mathbf{u}_i. \quad (36)$$

- 1)

$$\rho_m = N_e q_e + N_i q_i, \quad (37)$$

$$- 1)$$

$$\mathbf{u}_m = \frac{N_e m_e \mathbf{u}_e + N_i m_i \mathbf{u}_i}{N_{e0} m_e + N_{i0} m_i - 1}. \quad (38)$$

با اعمال تغییر متغیرهای بالا در معادله ۳۵-۱ نتیجه زیر حاصل می شود:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = & -\frac{q_e}{m_e} \nabla \cdot \psi_e - \frac{q_i}{m_i} \nabla \cdot \psi_i \\ & + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \right) \mathbf{E} \\ & + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \mathbf{u}_e + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \mathbf{u}_i \right) \times \mathbf{B}_0 + \left(\frac{q_e}{m_e} - \frac{q_i}{m_i} \right) \mathbf{S}_{ei}. \end{aligned} \quad (39 - 1)$$

معادله بالا توصیف کننده کلی ترین حالت تحول جریان می باشد. حال با توجه به ابعاد مورد بررسی مسأله، فرض هایی اختیار می کنیم تا این معادله ساده تر شود. همانطور که در ابتدای این بخش عنوان کردیم، برای اینکه پلاسما به صورت یک تک سیال به نظر برسد باید ابعاد بررسی ما از شعاع لارمور الکترون و یون و همچنین طول دبی به مراتب بیشتر باشد. در این حالت پلاسما شبه خنثی خواهد بود ($q_e N_e \approx q_i N_i$) و معادله ۳۵-۱ به صورت زیر درمی آید:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = & -\frac{q_e}{m_e} \nabla \cdot \psi_e - \frac{q_i}{m_i} \nabla \cdot \psi_i + \left(\frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} + \frac{N_{i0} q_i^2}{m_i} \right) (\mathbf{E} + \mathbf{u}_m \times \mathbf{B}_0) \\ & + \left(\frac{q_e}{m_e} + \frac{q_i}{m_i} \right) (\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0) \\ & + \left(\frac{q_e}{m_e} - \frac{q_i}{m_i} \right) \mathbf{S}_{ei}. \end{aligned} \quad (40 - 1)$$

این معادله را نیز می توان با بکار بردن تقریبهایی مناسبی ساده تر کرد. از آنجاکه جرم یون بسیار بزرگتر از جرم الکترون است خواهیم داشت $q_e/m_e \gg q_i/m_i$. همچنین به دلیل غالب بودن

برخوردها بین ذرات می‌توانیم فرض کنیم پلاسما در تعادل ترمودینامیکی است ($\psi_e = \psi_i$). با این فرضیات، بار دیگر می‌توان معادله را به صورت زیر ساده کرد:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{q_e}{m_e} \nabla \cdot \psi_e + \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} (E + \mathbf{u}_m \times \mathbf{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} \mathbf{S}_{ei}. \quad (41)$$

- 1)

حال برای جایگذاری به جای \mathbf{S}_{ei} باید به این نکته توجه کنیم که این جمله اصطکاکی باید متناسب با تفاوت سرعت الکترون و یون باشد ($\mathbf{S}_{ei} \propto (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e)$). از طرفی از آنجا که برخوردها از نوع کولمبی است باید متناسب با چگالی ذرات ($N_{e0} N_{i0} \approx N_{e0}^2$) و بار ($q_i q_e = q^2$) نیز باشد. در نتیجه می‌توان رابطه‌ای به صورت زیر برای \mathbf{S}_{ei} نوشت:

$$\mathbf{S}_{ei} = \eta q^2 N_{e0}^2 (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \quad (42)$$

- 1)

که در این رابطه ضریب $\vec{\eta}$ مقاومت ویژه پلاسما نام دارد. با استفاده از این استدلال می‌توان \mathbf{S}_{ei} را به سادگی بر حسب جریان نوشت و در نهایت معادله ۴۱-۱ را به فرم نهایی زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{q_e}{m_e} \nabla \cdot \psi_e + \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} (E + \mathbf{u}_m \times \mathbf{B}_0) + \frac{q_e}{m_e} (\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0) - \frac{N_{e0} q_e^2}{m_e} \vec{\eta} \cdot \mathbf{J} \quad (43 - 1)$$

با مرتب کردن این معادله بر حسب E خواهیم داشت:

$$E = -\mathbf{u}_m \times \mathbf{B}_0 - \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0}{N_{e0} q_e} + \frac{\nabla \cdot \psi}{N_{e0} q_e} + \vec{\eta} \cdot \mathbf{J} + \frac{m_e}{N_{e0} q_e} \frac{\partial J}{\partial t}. \quad (44 - 1)$$

در سمت راست این معادله پنج جمله قرار دارد که به ترتیب آنها را معرفی می کنیم:

- جمله اول نشان دهنده ی میدان الکتریکی ناشی از حرکت میدان مغناطیسی می باشد. به این جمله میدان الکتریکی حرکتی^۱ یا میدان الکتریکی همرفتی^۲ گفته می شود که منشأ شتاب دهی توسط اکثر سازوکار ها می باشد. واضح است که این میدان از دید ناظر ساکن وجود دارد یعنی اگر ناظر همراه با موج شوک حرکت کند $u_m = 0$ خواهد بود و این میدان را حس نمی کند.
- جمله دوم نشان دهنده اثر هال^۳ است که هنگامی که سیال الکترون و یون با تقریب خوبی یک سیال مقید را تشکیل دهند قابل چشم پوشی است.
- جمله سوم مربوط به گرادیان فشار (یا دما) می باشد که بنابه فرض یکنواخت بودن چگالی قابل چشم پوشی است.
- جمله چهارم، جمله آشنای اتلاف اهمی است که به آن گرمایش ژول^۴ نیز گفته می شود.
- جمله آخر هم مربوط به سهم لختی الکترون در ایجاد میدان الکتریکی است.

در ادامه این پژوهش با خود ساختمان شوک کاری نخواهیم داشت و به شتابدهی ذرات توسط امواج کیهانی خواهیم پرداخت. خواهیم دید که میدان الکتریکی ناشی از حرکت شوکهای مغناطیده چگونه می تواند باعث شتابدهی ذرات باردار شود.

۸-۱. خلاصه ی مطالب

به طور خلاصه می توان گفت که امواج شوک تراکم هایی هستند که با سرعتی فراتر از سرعت صوت در محیط منتشر می شوند. این امواج می توانند در اثر تغییرات ناگهانی در فشار محیط توسط پدیده هایی همچون انفجارات فضایی و یا حرکت سریع یک مانع سخت ایجاد شوند. در جبهه امواج شوک پارامترهای فضا از جمله چگالی و سرعت دچار یک تغییر ناگهانی

¹ motional electric field

² convective electric field

³ Hall effect

⁴ Joule heating

شده به طوری که می توان فرض کرد جبهه موج شوک فضا را به دو قسمت تقسیم کرده است. انتشار امواج شوک مغناطیده در فضای کیهانی باعث پیدایش یک میدان الکتریکی می شود. همانطور که در فصل بعد بررسی خواهیم کرد، این میدان الکتریکی منشأ شتابدهی ذرات باردار در بسیاری از فرایندهای اخترفیزیکی می باشد.

۲. شتابدهی ذرات باردار در فضای کیهانی

شتابدهی همانطور که از نام آن برداشت می‌شود به معنای افزایش سرعت (و به طبع آن انرژی) می‌باشد. در فیزیک انرژی‌های بالا منظور از شتابدهی، افزایش انرژی ذرات باردار از جمله الکترونها، پروتونها و پوزیترونها تا انرژی‌های بسیار بالا است. فضای بیکران کیهانی بستر رویدادهای گوناگونی است که شناخت کامل بسیاری از آنها تا کنون برای بشر میسر نشده است. از بین این رویدادها، برهم‌کنش ذرات باردار با امواج شوک کیهانی به عنوان عاملان اصلی شتابدهی شناخته شده است. در این فصل، ابتدا به طور کیفی سلسله رویدادهایی که در فضای کیهانی باعث تولید امواج شوک و از آن طریق منجر به شتابدهی ذرات باردار می‌شوند را بررسی خواهیم کرد. سپس تابعی برای مدل کردن امواج شوک انتخاب کرده و تعدادی از سازوکارهای شتابدهی را در فضای کیهانی معرفی و به طور خلاصه تشریح می‌کنیم.

۱-۲. سلسله رویدادهای منجر به شتابدهی ذرات باردار در فضای کیهانی

۱-۱-۲. انفجارات کیهانی

فضای بی‌کران کیهانی بستر انفجارات سهمگین و بیشمار است که منشأ بسیاری از رویدادهای ثانویه می‌باشند. در بین این انفجارات کیهانی، بیشترین میزان انرژی آزاد شده مربوط به ابرنواخترها و انفجارات پرتوهای گاما می‌باشد. در نتیجه می‌توان از این پدیده‌ها به عنوان عظیم‌ترین رویدادهای شناخته شده در جهان هستی نام برد. از آنجایی که شناخت بشر در مورد

ابرنواخترها نسبت به انفجار پرتوهای گاما بیشتر است در اینجا به تشریح این پدیده به عنوان یک انفجار نوعی در کیهان خواهیم پرداخت (برای شناخت پدیده‌ی انفجار پرتوهای گاما، مطالعه Wiersma 2007 را پیشنهاد می‌کنم).

به طور خلاصه پدیده ابرنواختر انفجاری است که در پایان عمر یک ستاره رخ می‌دهد. در طول زندگی یک ستاره، فشار گرانشی وارد به بدنه، با فشار ناشی از حرارت ایجاد شده در اثر گداخت هسته ای جبران می‌شود. هنگامی که دیگر سوختی برای انجام واکنش گداخت باقی نماند، تعادل بین فشار گرانشی و حرارتی از بین می‌رود. در این شرایط دو حالت می‌تواند رخ دهد. در صورتی که جرم ستاره از یک مقدار بحرانی^۱ بیشتر باشد، بدنه‌ی ستاره در اثر گرانش به داخل فرو می‌ریزد. این فروریختگی در طول چند ثانیه باعث افزایش شدید چگالی و فشردگی بیش از حد اتمهای تشکیل دهنده‌ی ستاره می‌شود. در این حالت افزایش ناگهانی فشار حرارتی و همچنین نیروهای کوتاه برد بین اتمی وارد کار شده و ماده‌ی متراکم شونده را به شدت به بیرون پرتاب می‌کنند. انفجار عظیمی که در اثر این پدیده ایجاد می‌شود ابرنواختر نام دارد. در صورتی که جرم ستاره از مقدار بحرانی کمتر باشد هم تحت شرایط خاصی ستاره می‌تواند از محیط اطراف (و یا یک ستاره در همسایگی خود) جرم دریافت کند و یک ابرنواختر را رقم بزند (Clark and Stephenson 2016). شایان ذکر است که مستقل از نحوه رخ دادن این پدیده مقدار حدودی انرژی آزاد شده در ابرنواخترها از مرتبه‌ی 10^{51} erg است (Gabici 2013). اینک توضیح خواهیم داد که این فرایند چگونه می‌تواند در نهایت باعث شتابدهی ذرات باردار شود.

۲-۱-۲. تشکیل امواج شوک کیهانی

موج انفجار:

پس از روی دادن این انفجار عظیم، هرآنچه به جای می‌ماند به اصطلاح بقایای ابرنواختر^۲

¹ critical mass

² supernova remnant

نامیده می‌شود. این بقایا عبارتند از یک موج شوک که به همراه پرتاب ذرات بدنه‌ی ستاره^۱ به صورت یک تراکم در فضا منتشر می‌شود و یک هسته مرکزی که بسته به جرم ستاره اولیه می‌تواند یک سیاه چاله و یا یک ستاره نوترونی باشد. شایان ذکر است که بقایای ابرنواختر به دلیل مغناطیده بودن ستاره‌ی مادر حاوی میدان مغناطیسی ذاتی هستند. حال به بررسی سرگذشت موج شوک ایجاد شده در انفجار خواهیم پرداخت.

موج شوک ایجاد شده در انفجار، در ابتدا با سرعتی بسیار بالاتر از سرعت صوت در فضای کیهانی منتشر می‌شود. با انتشار این موج در محیط، انرژی اولیه شاره فراصوتی توسط تکانه‌ی ماده‌ی جاروب شده در فضا به تدریج تحلیل می‌رود. پس از گذشت زمان مناسب (که بسته به پارامترهای فیزیکی ستاره‌ی مادر می‌تواند تا صدها هزار سال باشد)، سرعت شاره‌ی که در ابتدا حتی می‌تواند کسری از سرعت نور باشد، افت کرده و از سرعت صوت پایینتر می‌آید. در این حالت، تراکم توسط امواج صوتی در محیط کیهان پراکنده شده و از بین می‌رود. این سلسله رویدادها پس از هر انفجار ابرنواختر، عناصر تشکیل دهنده‌ی ستارگان را در فضای کیهان پراکنده می‌کند. فراوانی انفجاراتی مانند ابرنواخترها به گونه‌ای است که فضای کیهان همواره بستر مواد اولیه‌ی تشکیل دهنده‌ی ستارگان است (به عنوان مثال کهکشان راه شیری به طور متوسط در هر نیم قرن شاهد یک ابرنواختر می‌باشد).

سحابی‌ها^۲

ذرات تشکیل دهنده ستارگان که در اثر انفجارات کیهانی و یا تراوشات سطحی ستارگان در فضا رها شده اند می‌توانند به همراه گازها و غبار کیهانی تحت شرایطی سرد و متراکم شده و تشکیل توده‌های فشرده و متحرکی موسوم به سحابی‌ها بدهند (Elmegreen 1993). سحابی‌های کیهانی بر اساس ویژگیهایی از جمله دما، چگالی و میزان یونیزگی به گروه‌های متفاوتی تقسیم می‌شوند. در بین این سحابی‌ها، ابرهای مولکولی^۳ در اخترفیزیک از اهمیت ویژه‌ای

¹ ejecta

² nebulae

³ molecular clouds

برخوردارند و به همین دلیل ما نیز به عنوان یک سحابی نوعی به بررسی این توده‌های کیهانی خواهیم پرداخت. این توده‌های سرد و عظیم دارای دمایی در حدود چند ده کلون، و ابعادی در حدود چند پارسک^۱ هستند (هر پارسک برابر با ۳/۲۶ سال نوری است). این در حالیست که ابعاد بعضی از این ابرها می‌تواند حتی بیش از ۱۰۰ پارسک باشد^۲. ساز و کارهای متفاوتی برای تشکیل ابرهای مولکولی پیشنهاد شده است که ما در اینجا قصد بررسی آنها را نداریم (برای مطالعه‌ی این موضوع Dobbs et al. 2014 و Inutsuka et al. 2015 را پیشنهاد می‌کنم)، اما به طور خلاصه می‌توان گفت این توده‌ها، که به عنوان سحابی‌های تاریک نیز شناخته می‌شوند، از سرد شدن و باز ترکیب پلاسمای کیهانی ایجاد شده و در نتیجه همانطور که از نامشان برداشت می‌شود، ساختار غالب مولکولی دارند. از آنجایی که اجزای تشکیل دهنده‌ی این ابرها گازها و غبار حاضر در فضای مغناطیده کیهان و همچنین عناصر تشکیل دهنده‌ی بدنه ستارگان می‌باشد، این توده‌های متحرک نیز مانند اکثر اجرام کیهانی مغناطیده هستند. تا کنون اندازه گیری دقیق ساختار مغناطیسی در بدنه این سحابی‌ها میسر نشده است اما نتایج بدست آمده است حاکی از این است که میدان مغناطیسی توده‌ی تشکیل دهنده‌ی این ابرها همان میدان مغناطیسی حاضر در گاز تشکیل دهنده است که به دلیل تراکم، تقویت شده است (Davies 1981). حرکت ابرهای مولکولی نیز مانند اکثر شاره‌های اختفیزیکی با سرعتی بسیار بیشتر از امواج صوتی صورت می‌گیرد (در حد غیر نسبیتی تا ضعیف نسبیتی) و در نتیجه آنها نیز نوعی از امواج شوک کیهانی هستند. طول عمر این ابرها از مرتبه‌ی چند میلیون سال است و پدیده‌هایی همچون تولد ستارگان، از درون باعث فروپاشی آنها می‌شود (Larson 1970). این توده‌ها فضای مناسبی برای رخ دادن بسیاری از پدیده‌های مهم اختفیزیکی از جمله تولد ستارگان (Mac Low and Klessen 2004)، انفجارات کیهانی، و تولید پرتوهای کیهانی می‌باشند و به همین دلایل مطالعه آنها یکی از پرتعدادترین شاخه‌های علم اختفیزیک می‌باشد.

¹ parsec

² giant molecular clouds

۳-۱-۲. ایجاد پرتوهای کیهانی

تحقیقات در حوزهٔ اخترفیزیک نشان می‌دهد که فضای کیهانی میزبان ذراتی با انرژی‌های بسیار بالا می‌باشد. به این ذرات پرنرژی، پرتوهای کیهانی^۱ گفته می‌شود. انرژی بعضی از این پرتوهای کیهانی حتی بیش از 10^{20} الکترون‌ولت گزارش شده است (Berezinskii et al. 1984). جالب اینجاست که بدانیم قویترین شتاب دهنده‌ی روی کره‌ی زمین (شتابدهنده‌ی large hadron collider (LHC) می‌تواند انرژی پروتون‌ها را تا حدود 10^7 الکترون‌ولت برساند و با برخورد سر به سر آنها در نهایت انرژی مرکز جرم 10^{14} الکترون‌ولت را فراهم کند. مشاهده‌ی این ذرات پرنرژی بر روی زمین همواره این سؤال را در ذهن فیزیکدانها ایجاد کرده است که چه فرایندی می‌تواند باعث شتابدهی این ذرات تا چنین انرژی‌هایی شود. اولین تحقیق دربارهٔ منبع ایجاد پرتوهای کیهانی در سال ۱۹۳۴ انجام شد که در آن امواج شوک ایجاد شده در پی ابرنواخترها به عنوان عامل شتابدهی این ذرات پیشنهاد شدند (Baade and Zwicky 1934). از آن زمان به بعد تحقیقات بسیاری دربارهٔ سرچشمه‌ی پرتوهای کیهانی صورت گرفته است که تمامی آنها به نوعی به برهم کنش ذرات با شارهای فراصوتی ایجاد شده در انفجارات کیهانی اشاره دارند. در سال ۱۹۴۹ فرمی^۲ در مقاله معروف خود شوک‌های مغناطیده غیر برخوردی در فضای کیهانی را به عنوان عامل اصلی پیدایش پرتوهای کیهانی برشمرد (Fermi 1949). از آن به بعد تحقیقات راجع به شتابدهی این ذرات ادامه پیدا کرد اما تا کنون مدلی قطعی و جامع برای توجیه پرتوهای کیهانی ارایه نشده است. مشاهدات اخترفیزیکی نشان می‌دهد که اگر انفجارات ابرنواختر منبع تولید پرتوهای کیهانی فرض شوند، در حدود ده درصد از انرژی آزاد شده در آنها باید به نوعی به شتابدهی این ذرات اختصاص یابد (Gabici 2013).

۳-۲. مدل توصیف شوک‌ها و پرتوهای کیهانی

در فصل قبل معادلات MHD را بررسی و شروط استفاده از آنها را بیان کردیم. در این بخش استفاده از این ابزار را برای بررسی پدیده‌های اخترفیزیکی توجیه خواهیم کرد. همچنین توابع

¹ cosmic rays

² Enrico Fermi

تقریبی مورد استفاده در مدل کردن امواج شوک و روشهای بررسی شتابدهی ذرات را معرفی می‌کنیم.

بر اساس تخمین‌هایی که تا کنون انجام شده است بیش از 99/9 درصد از ماده‌ی باریونی^۱ تشکیل دهنده‌ی جهان هستی پلاسما است. این مطلب نشان دهنده‌ی این است که پوشش فضای کیهان به طور غالب یونیزه و در نتیجه از رسانندگی بالایی برخوردار است. از طرف دیگر در اخترفیزیک بسیاری از رویدادها تحت نفوذ میدان‌های مغناطیسی انجام می‌گیرند. به عنوان مثال روند شکل‌گیری و شکل ظاهری سحابی‌ها و توده‌های داخل آنها^۲ به راستا و قدرت میدان مغناطیسی بستگی دارد ((Davies 1981)؛ (Heitsch, Stone and Hartmann 2009)). همچنین روند فرو ریختن ابرهای مولکولی و تشکیل ستارگان نیز به شدت تحت اثر میدان مغناطیسی انجام می‌شود (Krumholz and federrath 2019). امروزه حضور شارهای رسانا و میدان‌های مغناطیسی در اغلب نقاط کیهان به طور کامل اثبات شده است (spruit 2017)، در نتیجه مهمترین و شاید تنها ابزار برای بررسی پدیده‌های ماکروسکوپیکی اخترفیزیکی استفاده از معادلات MHD است.

حال از آنجاکه در ادامه‌ی این پژوهش قصد داریم تا جای ممکن از روشهای تحلیلی برای بررسی شتابدهی استفاده کنیم، لازم است تابعی مناسب برای مدل کردن میدان مغناطیسی موج شوک انتخاب کنیم. به این منظور مروری بر مشاهدات اخترفیزیکی و مدل‌های به کار رفته در کارهای تحلیلی پیشین خواهیم داشت.

در پژوهش‌های کیهانی دیده شده است که با اینکه میدان مغناطیسی داخل بدنه‌ی ابر دارای تغییرات فضایی است، مقدار متوسط میدان مغناطیسی ابر، در مساحت بسیار بزرگی از ابر مستقر شده است. با مقایسه‌ی اندازه‌ی بدنه‌ی ابر با ابعاد توده‌های داخلی (که دارای بیشترین مقادیر میدان مغناطیسی هستند)، می‌توان نتیجه گرفت که استفاده از یک مقدار میانگین برای میدان مغناطیسی و صرف نظر کردن از این توده‌ها در مقابل بدنه‌ی ابر تقریب مناسبیست (Padoan et al. 2010).

¹ baryonic matter

² internal clumps

در مورد ضخامت لایه گذار شوک نیز به مشاهدات اخت‌فیزیکی مراجعه می‌کنیم که ضخامت شیب امواج شوک با عدد ماخ بالا را در حدود یک طول لختی یون^۱ (c/w_{pi}) گزارش می‌دهند (Newbury, Russell and Gedalin 1998).

با توجه به مطالب این بخش نتیجه می‌گیریم که مدل شیب^۲ برای توصیف امواج شوک کیهانی تقریبی مناسب است. استفاده از این مدل (که شمای کلی آن را در معادله‌ی ۱-۲۴ و شکل ۱-۸ دیدیم) با حفظ سادگی مطلب، تا حد امکان به حل تحلیلی معادلات حرکت ذره و بررسی کیفی فرایند شتابدهی کمک می‌کند و برای توصیف امواج شوک در مطالعه سازوکارهای شتابدهی در کارهای تحلیلی بسیاری استفاده شده است. از آنجاییکه ضخامت لایه گذار شوک نسبت به شعاع‌های ژیروترونی ذرات شتابدار بسیار ناچیز است، حتی استفاده از تابع پله‌ای در مدل کردن شوک نیز در مسایل مرتبط با شتابدهی ذرات باردار در اخت‌فیزیک رواج دارد. به عنوان مثال در بخش بعد خواهیم دید که این مدلها (شیب و تابع پله‌ای) در معرفی بسیاری از ساز و کارهای شتابدهی در مراجع مختلف استفاده شده اند.

در بررسی شتابدهی ذرات نیز روشهای متفاوتی وجود دارد که بسته به هدف پژوهش انتخاب می‌شوند. به عنوان مثال می‌توان مسأله را برای یک سیستم ذرات حل نمود و یا حرکت یک ذره نوعی را بررسی کرد. در شبیه‌سازی‌ها در بسیاری از موارد حرکت یک سیستم ذرات مورد مطالعه قرار می‌گیرد و هدف از این کار معمولاً بررسی اثرات پارامترهای مختلف روی شتابدهی و تغییرات طیف ذرات شتاب گرفته است. از طرف دیگر در کارهای تحلیلی معمولاً حرکت یک ذره آزمون بررسی می‌شود^۳. ذره آزمون یک ذره نوعی است که خارج از سیستم فرض می‌شود و حرکت آن معرف حرکت تمام ذرات هم نوع خودش می‌باشد. هدف از این نوع بررسی می‌تواند مطالعه فرایند شتابدهی و معرفی سازوکارهای جدید در شتابدهی ذرات باشد.

در ادامه این فصل با استفاده از روشهای ذکر شده به بررسی سازوکارهای شتابدهی ذرات خواهیم پرداخت. همچنین در فصل‌های بعدی این پژوهش، از مدل شیب برای توصیف امواج

¹ ion inertial length

² ramp

³ test particle method

شوگ کیهانی، و از روش بررسی حرکت ذره آزمون برای مطالعه شتابدهی استفاده خواهیم کرد.

۳-۲. سازوکارهای شتابدهی در برهم کنش با امواج شوگ

همانطور که در بخش قبل بیان کردیم، انرژی برخی از پرتوهای کیهانی تا حدود یک میلیون برابر بزرگتر از پر انرژی ترین ذرات شتاب گرفته‌ی آزمایشگاهی است. شناخت فرایندهایی که باعث شتابدهی این ذرات می‌شوند به گسترش دانش بشر نسبت به جهان پیرامون کمک می‌کند. در این بخش تعدادی از این فرایندها را معرفی و به طور خلاصه بررسی می‌کنیم. مطالعه این بخش به فهم فیزیک شتابدهی در فصول بعدی کمک خواهد کرد.

۱-۳-۲. سازوکار فرمی

این فرایند توسط فرمی در سال ۱۹۴۹ پیشنهاد شد (Fermi 1949). در بین تمام سازوکارهای پیشنهاد شده، این فرایند که از آن به عنوان سازوکار مرتبه دوم فرمی یاد می‌شود (دلیل این نام گذاری را به زودی توضیح خواهیم داد) یکی از پذیرفته ترین توجیه کننده‌های وجود پرتوهای کیهانی در فضا است. با اینکه موضوع این تحقیق به کلی با این رویداد متفاوت است، به دلیل اهمیت این نظریه در این بخش به طور مختصر به توضیح این فرایند و بیان نقاط قوت و ضعف آن می‌پردازیم. به طور کیفی می‌توان گفت که بر خلاف اکثر سازوکارهایی که پس از این معرفی خواهیم کرد، این فرایند به میدان الکتریکی متحرک با شوگ بستگی ندارد و به پراکندگی ذرات از امواج شوگ مغناطیده کیهانی که برای ذرات باردار عملکردی همچون آینه های مغناطیسی متحرک دارند به عنوان عامل شتابدهی نگاه می‌کند. در ادامه به طور خلاصه افزایش انرژی در برخورد ذره با امواج پراکنده، آهنگ افزایش انرژی، و همچنین طیف ذرات شتابدار ایجاد شده در این فرایند را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

فرض می‌کنیم یک آینه مغناطیسی بسیار سنگین با سرعت V به سمت ذره در حرکت باشد. با این فرض سرعت آینه پس از برخورد با ذره تغییر نمی‌کند و همچنین مرکز جرم سیستم با آینه حرکت می‌کند. با در نظر داشتن تبدیلات لورنتس تکانه و انرژی می‌توان انرژی ذره را از دید مرکز جرم به صورت زیر نوشت:

$$E' = \gamma(E + Vp \cos \theta), \quad (1)$$

- 2)

که در آن E و p به ترتیب انرژی و تکانه ذره از دید ناظر ساکن هستند و $\gamma = 1/\sqrt{1 - V^2/c^2}$ می‌باشد. همچنین برای مؤلفه x تکانه‌ی ذره از دید مرکز جرم می‌توان نوشت:

$$p'_x = p' \cos' \theta = \gamma \left(p \cos \theta + \frac{V E}{c^2} \right). \quad (2)$$

- 2)

در این برخورد انرژی ذره پایسته است اما تکانه آن در راستای x معکوس می‌شود ($p'_x \rightarrow -p'_x$). حال مجدداً با تبدیل لورنتس معکوس، انرژی ذره را بعد از برخورد از دید ناظر ساکن بدست می‌آوریم:

$$E'' = \gamma(E' + Vp'_x), \quad (3 - 2)$$

که با جایگذاری E' و p'_x از معادلات ۱-۲ و ۲-۲ و با توجه به اینکه

$$\frac{p_x}{E} = \frac{v \cos \theta}{c^2}, \quad (4 - 2)$$

در نهایت خواهیم داشت:

$$E'' = \gamma^2 E \left[1 + \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

- 2)

با استفاده از معادله ۲-۵ و تعریف انرژی افزایش انرژی در یک برخورد را از دید ناظر ساکن بدست می‌آوریم:

$$\Delta E = E'' - E = E \left[\frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right] - 2) \quad (6)$$

به دلیل جهت گیری تصادفی امواج داخل شوک، پراکندگی ذره به طور همسانگرد انجام می شود و به این دلیل در گام بعد باید از این افزایش نسبی انرژی روی تمام زوایای پرتاب^۱ میانگین بگیریم. به این منظور باید عنوان کنیم که احتمال برخورد سر به سر بین ذره و شوک اندکی بیشتر از احتمال برخورد ذره از پشت به شوک می باشد. این احتمال متناسب است با $\gamma[1 + (V/c)\cos \theta]$ (اثبات این تناسب دقیقاً مشابه اثبات پراکندگی فوتونها از ذرات در اثر پدیده‌ی معکوس کامپتون می باشد که در Longair 2010 کاملاً شرح داده شده است). حال با توجه به اینکه پراکندگی بین دو زاویه θ و $\theta + d\theta$ متناسب با $\sin \theta d\theta$ می باشد (این تناسب به راحتی به صورت هندسی قابل محاسبه است) برای میانگین افزایش انرژی نسبی در هر برخورد خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle &= \left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 x \left[1 + \left(\frac{V}{c} \right) x \right] dx}{\int_{-1}^1 \left[1 + \left(\frac{V}{c} \right) x \right] dx} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \\ &= \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2, \quad (7-2) \end{aligned}$$

که در این رابطه $x = \cos \theta$ را جایگذاری کردیم. در معادله بالا می بینیم که میانگین افزایش نسبی انرژی در هر برخورد با مجذور نسبت V/c رابطه دارد که این دلیل نامگذاری این فرایند به عنوان شتابدهی مرتبه دوم فرمی است.

برای پیدا کردن آهنگ افزایش انرژی در این فرایند کفایت فرض کنیم فاصله بین دو برخورد برابر با L باشد. در این حالت میانگین زمان بین دو برخورد برابر خواهد بود با $\delta t =$

¹ pitch angle

$2L/c$ (که ضریب ۲ در اثر میانگین گرفتن روی بازه زاویه‌ای پرتاب ظاهر شده است). در این حالت می‌توان میانگین آهنگ افزایش انرژی را به این صورت نوشت:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL} \right) E = \alpha E. \quad (8-2)$$

با حل این معادله می‌توان انرژی ذره را به صورت تابعی از زمان به صورت زیر پیدا کرد:

$$E = E_0 e^{\alpha t}. \quad (9-2)$$

در فصل بعدی از این رابطه برای مقایسه‌ی نتایج بدست آمده با نتایج متناظر حاصل از سازوکار فرمی استفاده شده است.

برای پیدا کردن طیف پرتوهای کیهانی به وجود آمده می‌توان از معادله‌ی فوکر-پلانک استفاده کرد (معادله فوکر-پلانک را می‌توان از معادله‌ی جنبشی بدست آورد (Eliezer 2002)).

$$\frac{dN(E)}{dt} = D \nabla^2 N(E) + \frac{\partial}{\partial E} \left[-N(E) \frac{dE}{dt} \right] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}}, \quad (10-2)$$

که در آن D و τ_{esc} به ترتیب ضریب پخش و مدت زمانی شتابدهی هستند. ما به دنبال بدست آوردن جواب این معادله برای حالت مانا هستیم که در آن از پخش ذرات صرف نظر شود. در این حالت معادله بالا به فرم زیر خلاصه می‌شود:

$$-\frac{d}{dE} [\alpha E N(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}} = 0. \quad (11-2)$$

با ساده سازی و حل این معادله خواهیم داشت:

$$\frac{dN(E)}{dE} = - \left(1 + \frac{1}{\alpha \tau_{esc}} \right) \frac{N(E)}{E}, \quad (12)$$

- 2)

$$N(E) = cE^{-x}, \quad (13)$$

- 2)

که در آن $x = 1 + (\alpha \tau_{esc})^{-1}$ می باشد. از معادله ۲-۱۳ نتیجه می گیریم که سازوکار فرمی باعث به وجود آمدن پرتوهای کیهانی با طیفی توانی^۱ می شود. از آنجایی که این نتیجه می توانست اکثر مشاهدات تجربی را تأیید کند، پیشنهاد فرمی با توجه بسیار زیادی رو به رو شد.

۲-۳-۲. شتاب پخش شوک^۲

این فرایند در اواخر دهه ی ۱۹۷۰ میلادی توسط محققانی که روی سازوکار فرمی کار می کردند معرفی شد ((Axford, Leer and Skardon 1977); (Krymskii 1977); (Bell 1978); (Blandford and Ostriker 1978)). این فرایند که به دلیل شباهت آن با فرایند فرمی، از آن به عنوان سازوکار مرتبه اول فرمی نیز یاد می شود، تا کنون به عنوان بهترین توجیه کننده تولید پرتوهای کیهانی در شوک های بسیار قوی کیهانی شناخته شده است (برای فراگیری کامل این موضوع، مطالعه ی Drury 1983 را پیشنهاد می کنم). در این فرایند نیز به پراکندگی ذرات از امواج و ارتعاشات پلاسما به عنوان عامل شتابدهی نگاه می شود. می دانیم که اگر سرعت ذرات با سرعت فاز امواج بسیار نزدیک به یکدیگر باشند، ذره می تواند با موج تشدید انجام دهد. علت فیزیکی این رویداد این است که ذره در این حالت میدان الکتریکی موج را به صورت یک میدان ایستا می بیند که منجر به شتابدهی می شود. در ادامه به طور خلاصه به شرح این سازوکار می پردازیم و طیف ذرات ایجاد شده در آن را مورد بررسی قرار دهیم.

¹ power law spectrum

² shock diffusive acceleration

فرض می‌کنیم که در هر دو طرف لایه گذار تابع توزیع تعادلی باشد و محیط جریان بالا و جریان پایین دارای ارتعاشات یا همان امواجی باشد که به طور یکنواخت و همسانگرد در فضا منتشر می‌شوند. در این صورت ذره با عبور از لایه گذار در صورتی که موجی با سرعت فاز مناسب را پیدا کند، می‌تواند در اثر پراکندگی از موج، با آن تبادل انرژی داشته باشد. با فرض اینکه سرعت ذره بسیار نزدیک به سرعت نور باشد، ذره به راحتی می‌تواند از لایه گذار عبور کرده و دچار پراکندگی از امواج شود.

مانند بررسی بخش قبل در رابطه با سازوکار فرمی، با فرض اینکه شوک با سرعت V نسبت به ناظر ساکن حرکت کند انرژی ذره را از دید ناظر متحرک با شوک به صورت زیر بدست می‌آوریم (Bell 1978):

$$E' = \gamma(E + p_x V), \quad (14)$$

- 2)

که برای بدست آوردن این رابطه مانند قبل فرض کردیم شوک در راستای x حرکت کند. از آنجایی که شوک غیر نسبیتی و ذره فوق نسبیتی فرض شده است ($\gamma \gg 1$) با صرف نظر از انرژی سکون آن می‌توان فرض کرد انرژی آن برابر با $E = pc$ باشد. در این حالت $\Delta E = E' - E = pV \cos \theta$ است و در نتیجه افزایش نسبی انرژی در برخورد برابر است با:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (15)$$

- 2)

برای میانگین گرفتن از این رابطه یاد آوری می‌کنیم که آهنک ورود ذرات به لایه گذار شوک در یک توزیع همسانگرد متناسب با تصویر تکانه آنها در راستای x می‌باشد. همچنین احتمال اینکه راستای حرکت ذره در عبور از لایه گذار بین زوایای θ و $\theta + d\theta$ باشد متناسب است با $\sin \theta d\theta$. با نرمالیزه کردن احتمالات برای بازه زاویه ای $0 - \pi/2$ خواهیم داشت:

$$p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (16)$$

- 2)

با استفاده از این نتیجه به همراه معادله ۲-۱۵ می‌توان میانگین انرژی هر برخورد را به صورت زیر حساب کرد:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle &= \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \\ &= \frac{2V}{3c}. \end{aligned} \quad (17 - 2)$$

با توجه به اینکه در اثر پراکندگی بردار سرعت ذره در ناحیه جریان پایین سریعاً جهت گیری خود را به طور اتفاقی تغییر می‌دهد و به صورت توزیع ذرات در این ناحیه درمی‌آورد، مجدداً با عبور از لایه گذار اتفاق مشابهی باعث افزایش یکسانی در انرژی ذره می‌شود و در نتیجه میانگین افزایش نسبی انرژی در یک رفت و برگشت برابر است با:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c}. \quad (18)$$

- 2)

با مقایسه‌ی این نتیجه با معادله‌ی ۲-۷ می‌بینیم که این بار افزایش نسبی انرژی با توان اول V/c متناسب است و به همین دلیل این فرایند را سازوکار مرتبه اول فرمی می‌نامند.

برای پیدا کردن طیف پرتوهای کیهانی ایجاد شده در این فرایند می‌توان به دو صورت عمل کرد. می‌توانیم مانند بخش قبل عمل کرده و با حل معادله‌ی فوکر-پلانک^۱ طیف پرتوهای کیهانی خروجی را پیدا کنیم، و یا می‌توان از روش مقاله‌ی Bell 1978 با یک استدلال فیزیکی پاسخ را بدست آورد. از آنجایی که روش دوم متفاوت و فیزیکی تر است در این بخش از این

¹ Fokker-Planck

روش جهت بررسی این سازوکار استفاده می‌کنیم. به این منظور فرض می‌کنیم دو ثابت P و β به ترتیب احتمال حضور ذره در ناحیه‌ی شتابدهی پس از هر برخورد و افزایش نسبی انرژی در هر برخورد باشند ($E = \beta E_0$). با این فرضیات بعد از k بار برخورد تعداد ذرات باقیمانده در ناحیه‌ی شتابدهی و انرژی آنها را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$N = N_0 P^k, \quad (19) \quad - 2)$$

$$E = E_0 \beta^k. \quad (20) \quad - 2)$$

با حذف k از این دو معادله نتیجه‌ی زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}}. \quad (21) \quad - 2)$$

با مشتق‌گیری از این معادله خواهیم داشت:

$$N(E)dE = constant \times E^{(\ln P / \ln \beta) - 1} dE, \quad (22 - 2)$$

که در آن

$$constant = \frac{\ln P}{\ln \beta} \frac{N_0}{E_0} \quad (23) \quad - 2)$$

می‌باشد و $N(E)$ هم به سادگی قابل محاسبه است. معادله ۲۲-۲ یک طیف توانی را برای پرتوهای کیهانی ایجاد شده در این فرایند نشان می‌دهد. برای تکمیل این رابطه کفایت کمیت‌های P و β را پیدا کرده و در این معادله جایگذاری کنیم. با استفاده از تعریف β می‌توان مقدار

آن را از نتیجه بدست آمده برای میانگین انرژی نسبی در معادله $۲-۲۰$ جایگذاری کرد. اما برای P باید توجه داشته باشیم که ذرات پرنرژی در هر دو طرف لایه گذار با آهنگ $Nc/4$ از شوک عبور می کنند. از آنجایی که این ذرات پرنرژی فرض شده اند به راحتی از مرز عبور کرده و در فرایند شتابدهی شرکت می کنند. اما در جریان پایین به طور همزمان توده ذرات با سرعت $Nv_d = Nv_u/4$ از لایه گذار به سمت داخل شوک حرکت می کند (با فرض اینکه شوک قوی و ضریب فشردگی برابر ۴ باشد). در این حالت می توان احتمال حضور ذرات را به صورت زیر تعریف کرد:

$$\begin{aligned} P = 1 - P_{out} &= 1 - \frac{\frac{Nv_u}{4}}{\frac{Nc}{4}} \\ &= 1 - \frac{v_u}{c}. \end{aligned} \quad (24 - 2)$$

با استفاده از نتایج بدست آمده برای β و P خواهیم داشت:

$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1. \quad (25)$$

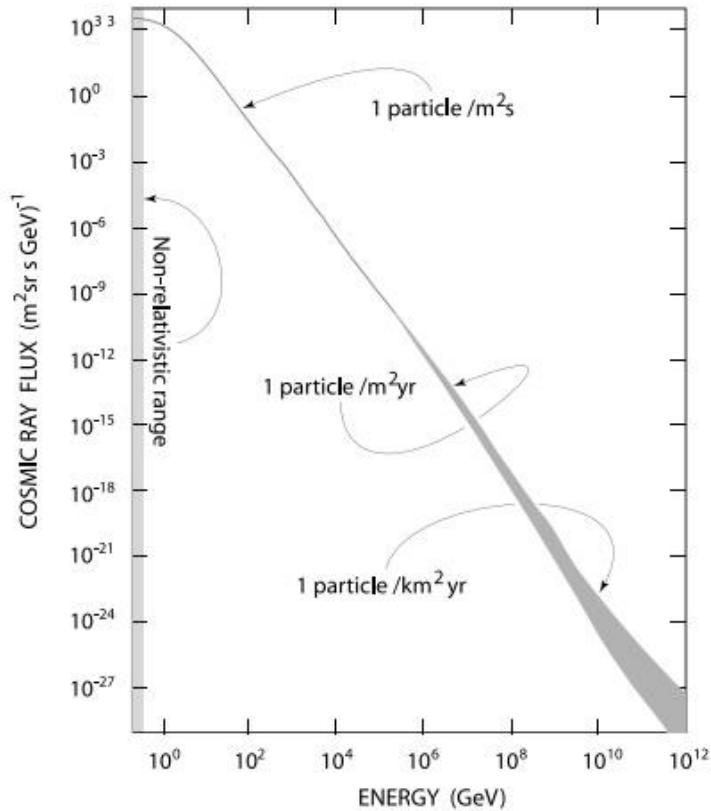
- 2)

حال رابطه $۲-۲۲$ را تکمیل کرده و طیف ذرات بدست آمده در این فرایند را می نویسیم:

$$N(E)dE \propto E^{-2}dE. \quad (26)$$

- 2)

از جایی که طیف پرتوهای کیهانی مشاهده شده در تحقیقات تجربی نیز عمدتاً یک تابع توانی را نشان می دهد، نتیجه بدست آمده در معادله $۲-۲۶$ دال بر اعتبار این سازوکار می باشد. شکل $۱-۲$ نتایج مشاهدات تجربی از طیف پرتوهای کیهانی را نشان می دهد. در این شکل محور عمودی و افقی به ترتیب شار ذرات و انرژی آنها را بر روی نمودار لگاریتمی نشان می دهد.



شکل ۲-۱. طیف پرتوهای کیهانی. در این نمودار لگاریتمی، محور افقی انرژی ذرات و محور عمودی تعداد ذرات را بر حسب واحدهای اخترفیزیکی نشان می‌دهد (برای آشنایی بیشتر با واحدهای اخترفیزیکی Nakamura 2010 را ببینید). محدوده غیرنسبیتی در مجاورت محور عمودی نشان داده شده است. محدوده نسبیتی به صورت یک طیف توانی می‌باشد. ضخامت بیشتر طیف آشکار سازی شده در انرژی‌های بالا به دلیل عدم قطعیت نمودار به دلیل تعداد بسیار کم ذرات آشکار سازی شده می‌باشد (Balogh 2013).

حال که نقطه قوت این فرایند را عنوان کردیم، به بررسی نقاط ضعف آن می‌پردازیم که باعث شده‌اند تحقیقات در حوزه اخترفیزیک تا حدی به سمت اکتشاف سازوکارهای دیگر سوق پیدا کند:

- مهمترین نقطه ضعف این فرایند مشکلی است که از آن به عنوان مشکل تزریق^۱ ذرات یاد می شود. به این معنی که ذراتی که بخواهند با این فرایند شتاب بگیرند باید پیش از ورود به چرخه این سازوکار، از انرژی بالایی برخوردار باشند. دلیل این مشکل این است که در اثر وجود میدان مغناطیسی در دو سمت شوک، عبور از لایه گذار و طی مسافت‌های بسیار زیاد در دو طرف شوک تنها در صورتی میسر می باشد که شعاع لارمور ذرات بسیار بزرگ باشد. در این حالت میدان مغناطیسی نمی تواند باعث انحراف و محصورسازی ذره شود و در نتیجه ذرات می توانند با حرکت در مسیرهای طولانی امواج پراکننده را پیدا کنند. این مشکل در شوک های عمودی (میدان مغناطیسی عمود به راستای حرکت شوک) بیشتر خودنمایی می کند و در شوک های موازی (میدان مغناطیسی موازی راستای انتشار) وجود ندارد. اما از طرفی شوک های عمودی به دلیل تغییرات شدید میدان مغناطیسی در لایه گذار دارای امواج و ارتعاشات پراکننده بیشتر و در نتیجه علیرغم وجود مشکل تزریق باز هم در مقایسه با شوک های موازی شتاب دهنده های بهتری هستند (Balogh 2013).
- از آنجایی که ذره در بیشتر زمان شتابدهی در حال حرکت تصادفی در جهات دلخواه برای پیدا کردن امواج پراکننده مناسب می باشد، زمان شتابدهی مؤثر با این سازوکار می تواند بسیار زیاد باشد. علاوه بر این، پیچیدگی ساختار میدان مغناطیسی درون ابرهای مغناطیده می تواند باعث به دام افتادن پرتوهای کیهانی برای مدتهای قابل توجهی (در مقایسه با طول عمر شوک) شود و از این طریق باعث کندی فرایند شتابدهی شود ((Chandran 2000؛ (Seta et al. 2018)). با این تفاسیر برای یک شتابدهی موفق توسط این فرایند، باید طول عمر شوک نیز بسیار طولانی فرض شود تا پرتوهای کیهانی ایجاد شوند. اما از طرفی مشاهدات نشان می دهد که طول عمر اکثر امواج شوک کیهانی از مرتبه ی میلیون سال می باشد ((Mac low 2004؛ (Padoan et al. 2010)) که این مدت زمان برای تولید پرتوهای کیهانی با انرژی های مشاهده شده کافی نمی باشد.

¹ injection problem

مشکلات دیگری هم در مسیر این نظریه وجود دارد که با وجود توجیه طیف ذرات مشاهده شده هنوز راه حل مناسبی برای آنها پیدا نشده است. در نتیجه علیرغم موفقیت این سازوکار در توجیه شتابدهی ذرات در امواج شوک، همواره جستجو برای سازوکارهای دیگر در این زمینه ادامه دارد.

۳-۳-۲. شتاب سوقی شوک^۱

در این سازوکار ذره در اثر حرکت های سوقی در راستای میدان الکتریکی متحرک با شوک انرژی کسب می کند (حرکتهای سوقی تک ذره در حضور میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در اکثر کتب فیزیک پلاسما شرح داده شده اند ((Somov 2012))؛ (Armstrong, Pesses and Decker 1985))؛ ((Begelman and Kirk 1990)). برای سادگی فرض می کنیم که شعاع لارمور ذرات (r_g) بسیار بزرگتر از ضخامت لایه گذار (l) باشد یا به عبارت ریاضی:

$$r_g = \frac{cp_{\perp}}{eB} \gg l. \quad (27 - 2)$$

این فرض به این معنی است که لایه گذار شوک را یک ناپیوستگی بسیار نازک فرض کنیم که دو ناحیه جریان بالا و جریان پایین را از یکدیگر جدا می کند (مدل تابع پله ای). همچنین برای اینکه این فرایند مؤثر واقع شود فرض می کنیم سرعت ذرات بسیار بزرگتر از سرعت حرکت شوک باشد ($v_p \gg v_s$). در [شکل ۲-۲](#) شرایط مسأله نشان داده شده است. اگر کمیت های جریان بالا و جریان پایین را به ترتیب با اندیس ۱ و ۲ نشان دهیم، خواهیم داشت:

$$B_2 > B_1, \quad (28)$$

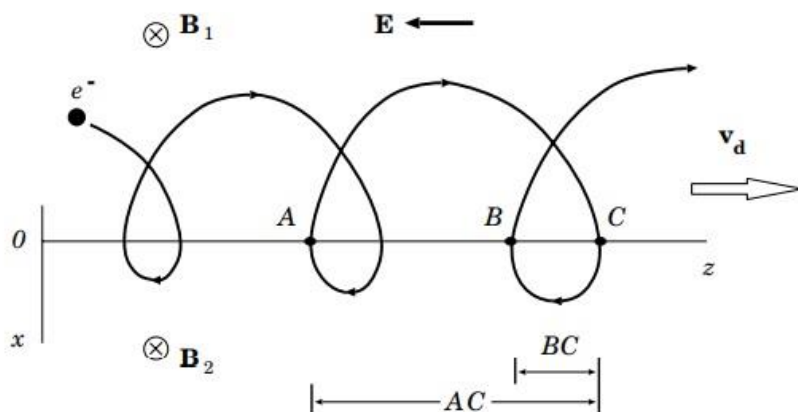
– 2)

$$E_2 = E_1, \quad (29)$$

– 2)

¹ shock drift acceleration

که رابطه اول بر اساس آنچه که در فصل اول عنوان کردیم نوشته شده است و رابطه دوم از پایستگی مؤلفه‌ی مماس میدان الکتریکی در فصل مشترک بین سطوح منتج می‌شود. شرایط مسأله در [شکل ۲-۲](#) به تصویر در آمده است. با اینکه در این شکل یک الکترون را به عنوان ذره مورد نظر فرض کرده ایم، در این فرایند می‌تواند یونها هم می‌توانند با همین روند در راستای عکس الکترونها شتاب بگیرند.



شکل ۲-۲. ذره در اثر تفاوت میدان مغناطیسی در دو سمت لایه گذار، در اثر سوق گرادیان، در راستای میدان الکتریکی سوق پیدا می‌کند و از این طریق انرژی دریافت می‌کند (Somov 2012).

در این شکل ذره در مسیر چرخش لارموری خود به طور مکرر وارد ناحیه ی جریان پایین می‌شود. از آنجاییکه میدان مغناطیسی در این ناحیه قویتر است شعاع لارمور کوچکتر می‌باشد. در نتیجه مادامی که مسیر حرکت ذره از فصل مشترک دو محیط عبور می‌کند، مرکز راهنمای ذره در اثر سوق گرادیان با سرعت v_d به سمت راست تصویر و در راستای عکس میدان الکتریکی کشیده می‌شود. به دلیل سوق الکترون در راستای عکس میدان الکتریکی، کار انجام شده روی ذره مثبت خواهد بود و در نتیجه در این فرایند ذره انرژی کسب می‌کند. مقدار انرژی بدست آمده توسط ذره در این فرایند برابر با کار انجام شده روی ذره توسط میدان الکتریکی خواهد بود. به عنوان مثال افزایش انرژی در مسیر $A \rightarrow B$ برابر خواهد بود با

$$E(A \rightarrow B) = eE(AC - BC) \\ = eE AB. \quad (30 - 2)$$

افزایش انرژی در این فرایند به سادگی با دانستن مسافت طی شده توسط ذره در میدان الکتریکی قابل محاسبه است. این فرایند تا زمانی ادامه پیدا می کند که در اثر حرکت شوک، مسیر ذره به کلی وارد ناحیه جریان پایین شود.

در فصل بعد خواهیم دید که همین فرایند می تواند در حالتی که میدان بطور یکنواخت (و نه مانند این مثال به صورت ناپیوسته) تغییر می کند نیز باعث شتابدهی شود ((Jones and Ellison 1991 رابطه ۵-۱۴)؛ (Rashed-Mohassel and Ghorbanalilu 2020)).

۴-۳-۲. شتاب با مهار مغناطیسی

یکی دیگر از فرایندهای شتابدهی در فضای کیهانی که در سال ۲۰۰۵ معرفی شد شتاب با مهار مغناطیسی^۱ نام دارد (Takeuchi 2005). از آنجایی که بخش عمده ای از موضوع کار ما در فصول آینده مبتنی بر این رویداد است، در این بخش به طور کامل این فرایند را مورد بررسی قرار می دهیم و به اختصار با MTA به آن اشاره خواهیم کرد. به طور خلاصه می توان گفت که در این فرایند یک ابر پلاسمایی حامل میدان مغناطیسی در فضای کیهانی حرکت می کند. از طرفی طبق گزارشات تجربی فضای کیهانی دارای میدان مغناطیسی پس زمینه ای در مرتبه میکروگاس می باشد^۲ (IMF) ((Takeuchi 2005)؛ (Takeuchi 2008)). بر هم نهد میدان مغناطیسی این موج شوک با میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی می تواند در شرایطی باعث محصور شدن ذرات باردار و شتاب گرفتن آنها توسط میدان الکتریکی شوک شود.

فرض می کنیم یک ابر پلاسمایی مغناطیده مانند یک موج شوک با سرعت v_p در راستای y در فضای کیهانی در حال حرکت باشد. ابعاد جبهه موج شوک و فضای کیهانی را نامحدود فرض می کنیم. در این حالت می توان با استفاده از مدل شیب، فرم میدان مغناطیسی شوک را با حل

¹ magnetic trapping acceleration

² interstellar magnetic field

معادله برگر به صورت زیر بدست آورد (Balogh 2013):

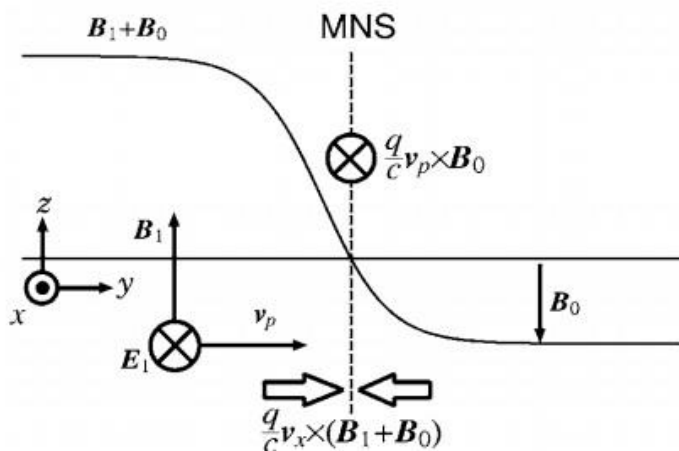
$$B_1 = B(y, t)\hat{z} = \frac{B_1}{2}\{-\tanh[k(y - v_p t)] + 1\}\hat{z}, \quad (31 - 2)$$

که در این رابطه، B_1 بیشینه میدان مغناطیسی شوک می باشد و کمیت k با عکس ضخامت لایه ی گذار شوک متناسب است. حال فرض می کنیم بزرگی میدان مغناطیسی پس زمینه $B_0 = 1\mu G$ و امتداد آن در راستای $-Z$ باشد (در واقع مسأله را محدود می کنیم به هنگامی که میدان شوک و میدان پس زمینه پادموازی باشند). با توجه به اینکه میدان مغناطیسی شوک را در راستای Z در نظر گرفته ایم، بر اساس مطالب فصل قبل، حرکت این میدان مغناطیسی ایجاد یک میدان الکتریکی متحرک با رابطه ی زیر می کند:

$$E_1 = \frac{v_p \times B_1}{c} = \frac{v_p B(y, t)}{c}(-\hat{x}). \quad (32 - 2)$$

مشخصات الکترومغناطیسی مسأله با فرض $B_1 > B_0$ در [شکل ۲-۳](#) رسم شده است. در این شکل مشاهده می شود که میدان مغناطیسی برآیند در نقطه ای روی محور y صفر می شود. از آنجایی که میدان شوک تنها تابع y است، در سرتاسر صفحه عمود بر این محور که از این نقطه عبور می کند میدان مغناطیسی برآیند صفر می باشد. این صفحه فرضی را اصطلاحاً صفحه خنثای مغناطیسی^۱ می نامیم و در ادامه به اختصار با MNS به آن اشاره خواهیم کرد.

¹ magnetic neutral sheet



شکل ۲-۳. میدانهای الکترومغناطیسی حاضر در مسأله. صفحه‌ی خنثای مغناطیسی در محلی تشکیل می‌شود که برابری میدان شوک و میدان پس زمینه صفر باشد (Takeuchi 2005).

برای مطالعه شتابدهی از روش بررسی حرکت ذره آزمون استفاده می‌کنیم. حرکت این ذره باردار تحت تأثیر نیروی لورنتس توسط معادله زیر بیان می‌شود:

$$m \frac{d\gamma v}{dt} = qE_1 + \frac{q}{c} v \times (B_1 + B_0), \quad (33 - 2)$$

که در این رابطه $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ، ضریب آشنای لورنتس می‌باشد. فرم مؤلفه ای معادله حرکت برای ذره آزمون در مسأله مورد بررسی ما به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$m \frac{d\gamma v_x}{dt} = -\frac{qv_p}{c} B(y, t) + \frac{q}{c} v_y [B(y, t) - B_0], \quad (34 - 2)$$

$$m \frac{d\gamma v_y}{dt} = -\frac{qv_x}{c} [B(y, t) - B_0]. \quad (35)$$

- 2)

از آنجایی که در راستای Z نیرویی به ذره وارد نمی‌شود حرکتی در این راستا صورت نمی‌گیرد. برای توصیف فرایند شتابدهی اضافه می‌کنیم که در مکانیک نسبیتی انرژی کل ذره طبق رابطه اینشتین به صورت $E = \gamma mc^2$ بیان می‌شود. از آنجاییکه سرعت نور جرم سکون ذره ثابت هستند، در ادامه این بررسی ما به عنوان شاخص تغییرات انرژی به دنبال پیدا کردن تغییرات ضریب لورنتس (که در بررسی‌های شتابدهی از آن به عنوان بهره انرژی یاد می‌شود) خواهیم بود.

تغییرات انرژی ذره بر واحد زمان (یا به عبارتی توان) طبق تعریف به صورت زیر بیان می‌شود (به دلیل اینکه تنها یک میدان الکتریکی در مسأله حاضر است در ادامه اندیس آن را حذف می‌کنیم):

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \frac{d}{dt}(\gamma mc^2) \\ &= mc^2 \frac{d\gamma}{dt}. \end{aligned} \quad (36 - 2)$$

این آهنگ افزایش انرژی باید در اثر کار انجام شده توسط نیروی الکتریکی بر روی ذره باشد در نتیجه:

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = \int q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt = -\frac{q v_p v_x}{c} B(y, t). \quad (37 - 2)$$

در ادامه با استفاده از معادلات حرکت، فرایند به دام افتادن و شتابدهی ذره را بررسی می‌کنیم.

مهار ذره توسط میدان مغناطیسی و شتابدهی توسط میدان الکتریکی:

در معادله ۲-۳۵ نیروی مغناطیسی در راستای λ می‌تواند ذره را در نقطه‌ای اصطلاحاً به دام بیندازد. ذره‌ای که در دام افتاده است حول مکانی که در آن نیروی مغناطیسی را صفر ببیند نوسان می‌کند و با جبهه موج شوک حرکت می‌کند. به دلیل اینکه محور نوسانات ذره در معرض میدان

الکتریکی شوک قرار دارد ذره همزمان با این حرکت، توسط میدان الکتریکی شتاب می گیرد. برای بررسی نوسانات ذره در دام افتاده، سرعت انتقال ذره با شوک را از سرعت کل جدا می کنیم. به این منظور کمیت های جدید زیر را معرفی می کنیم.

$$Y = y - v_p t, \quad (38 - 2)$$

$$V_y = v_y - v_p. \quad (39 - 2)$$

حال در مراحل زیر معادله ی [۲-۳۵](#) را بر حسب کمیت های جدید بازنویسی می کنیم:

$$m \frac{d\gamma v_y}{dt} = -\frac{qv_x}{c} [B(y, t) - B_0], \quad (40)$$

- 2)

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} + m \frac{c^2}{c^2} \frac{d\gamma v_p}{dt} = -\frac{qv_x}{c} [B(Y) - B_0],$$

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} + \frac{v_p}{c^2} \left(-\frac{qv_p v_x}{c} B(Y) \right) = -\frac{qv_x}{c} [B(Y) - B_0],$$

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} - q \frac{v_p^2 v_x}{c^3} B(Y) = -\frac{qv_x}{c} [B(Y) - B_0],$$

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} = -\frac{qv_x}{c} \left[B(Y) - \frac{v_p^2}{c^2} B(Y) - B_0 \right],$$

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} = -\frac{qv_x}{c} \left[\left(1 - \frac{v_p^2}{c^2} \right) B(Y) - B_0 \right],$$

$$m \frac{d\gamma V_y}{dt} = -q\beta_x [(1 - \beta_p^2) B(Y) - B_0],$$

$$F_y \equiv m \frac{d\gamma V_y}{dt} = -q\beta_x \left[\frac{B(Y)}{\gamma_p^2} - B_0 \right]. \quad (41-2)$$

که در این روابط کمیت بدون بعد β از رابطه $\beta = v/c$ جایگزین سرعتها شده است و γ_p همان ضریب لورنتس متناظر با β_p است. با توجه به معادله ۴۱-۲ عبارت داخل کروشه زمانی صفر می شود که $B(Y) = \gamma_p^2 B_0$ در این حالت نیرویی به ذره وارد نمی شود. برای حالتی که $B(Y) > \gamma_p^2 B_0$ و $B(Y) < \gamma_p^2 B_0$ به ترتیب نیرویی با جهت مثبت و منفی حاصل می شود. با مشاهده شکل ۳-۲ می توان دریافت که این دو حالت زمانی اتفاق می افتند که ذره به سمت چپ و راست مختصات y که در آن نیرو صفر می شود حرکت کند. در واقع نیروی F_y همواره به گونه ای تغییر جهت می دهد که ذره را به مکانی بازگرداند که در آن نیرو در راستای y صفر است. به این دلیل به این نیرو اصطلاحاً نیروی بازگرداننده^۱ گفته می شود و وظیفه آن حفظ موقعیت ذره در همسایگی MNS در مکانی است که $B(Y) = \gamma_p^2 B_0$. حال فرض می کنیم ذره توسط نیروی بازگرداننده در این مکان مهار شده باشد، از آنجا که در این مکان میدان الکتریکی وجود دارد (معادله ۳۲-۲)، با فرض اینکه ذره آزمون ما یک پروتون باشد انتظار می رود که فرایند شتابدهی در راستای میدان الکتریکی صورت بگیرد. در ادامه به صورت ریاضی این فرایند را بررسی می کنیم.

در مکان مهار ذره، میدان مغناطیسی شوک برابر $B(Y) = \gamma_p^2 B_0$ است و در نتیجه میدان الکتریکی برابر خواهد بود با $E = -\beta_p \gamma_p^2 B_0$. برای محاسبه ضریب لورنتس به صورت تحلیلی فرض می کنیم که سرعت حرکت نوسانی ذره حول MNS در مقایسه با سرعت انتقالی ذره با جبهه موج شوک ناچیز باشد. با این فرض ذره با سرعت ثابت در راستای y حرکت می کند و در نتیجه $dv_y/dt = 0$. در این حالت برای پیدا کردن γ کافیست از معادله ۳۴-۲ مستقیماً انتگرال گیری کنیم:

¹ restoring force

$$m \frac{d\gamma v_x}{dt} = -q \frac{v_p}{c} B(Y) + q \frac{v_y}{c} [B(Y) - B_0]. \quad (42 - 2)$$

این بار هم با استفاده از متغیرهای معادلات ۳۸-۲ و ۳۹-۲ و کمیت بدون بعد β خواهیم داشت:

$$m \frac{d\gamma v_x}{dt} = -q\beta_p B(y, t) + \frac{q}{c} (V_y + v_p) [B(Y) - B_0],$$

$$\frac{d\gamma v_x}{dt} = -\frac{q\beta_p}{mc} B(Y) + \frac{q\beta_p}{mc} [B(Y) - B_0] + \frac{q\beta_y}{mc} [B(Y) - B_0],$$

$$\frac{d\gamma\beta_x}{dt} = -\frac{q\beta_p B_0}{mc} + \frac{qV_y}{mc^2} [B(Y) - B_0],$$

$$\gamma\beta_x - (\gamma\beta_x)_0 = -\frac{q\beta_p B_0}{mc} + \frac{qV_y dt}{mc^2} [B(Y) - B_0]. \quad (43 - 2)$$

حال با توجه به اینکه $V_y dt = dY$ خواهیم داشت:

$$\gamma\beta_x = (\gamma\beta_x)_0 - \beta_p \Omega t + \frac{q}{mc^2} \int [B(Y) - B_0] dY, \quad (44 - 2)$$

که در این رابطه $(\gamma\beta_x)_0$ مقدار اولیه $\gamma\beta_x$ را نشان می‌دهد و $\Omega = qB_0/mc$ فرکانس سیکلوترونی است.

برای پیدا کردن رابطه‌ای تحلیلی برای بهره‌انرژی در این مسئله، به صورت زیر از تعریف γ استفاده می‌کنیم و پس از ساده سازی عبارت بدست آمده، مقدار $\gamma\beta_x$ را از معادله ۴۴-۲ را در آن جایگذاری می‌کنیم:

$$\gamma = (1 - \beta_x^2 - \beta_p^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad (45)$$

$$\gamma^2 = 1 + \gamma^2 \beta_p^2 + \gamma^2 \beta_x^2, \quad (46)$$

$$- 2)$$

$$\gamma^2 = 1 + \gamma^2 \beta_p^2 + \left[(\gamma \beta_x)_0 - \beta_p \Omega t + \frac{q}{mc^2} \int [B(Y) - B_0] dY \right]^2. \quad (47)$$

$$- 2)$$

با توجه به اینکه ذره در نزدیکی MNS نوسان می‌کند و در آنجا $B(Y) \simeq B_0$ ، سهم انتگرال در معادله بالا ناچیز می‌باشد و می‌توان با تقریب خوبی از آن صرف نظر کرد. در نتیجه رابطه تحلیلی زیر برای γ بدست می‌آید:

$$\gamma = \gamma_p \sqrt{1 + ((\gamma \beta_x)_0 - \beta_p \Omega t)^2}, \quad (48)$$

$$- 2)$$

با جایگذاری مقدار بالا در معادله ۴۴-۲ برای β_x خواهیم داشت:

$$\beta_x = \frac{(\gamma \beta_x)_0 - \beta_p \Omega t}{\gamma_p \sqrt{1 + ((\gamma \beta_x)_0 - \beta_p \Omega t)^2}}. \quad (49)$$

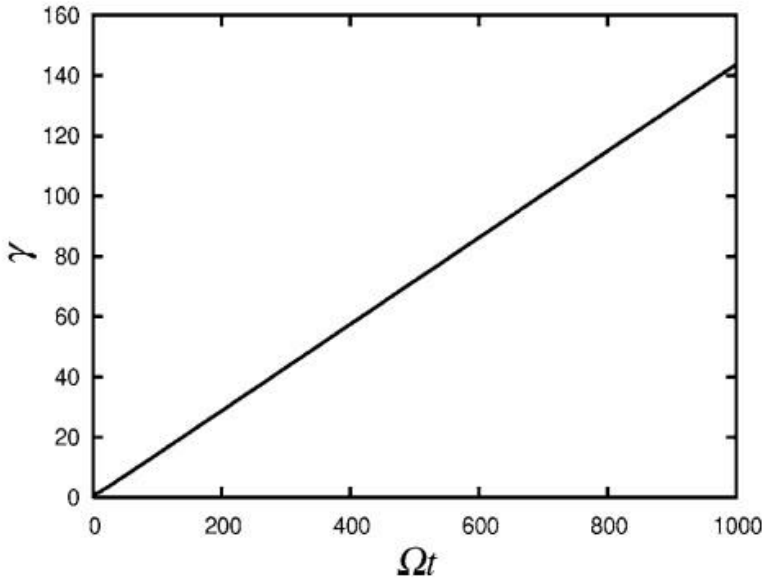
$$- 2)$$

شکل ۴-۲ بهره انرژی را بر حسب کمیت بدون بعد Ωt برای حالتی که ابر پلاسما با سرعت $\beta_p = 0/142$ حرکت کند نشان می‌دهد. همانطور که در شکل می‌بینیم با گذر زمان شیب نمودار به مقدار ثابت $\gamma_p \beta_p$ میل می‌کند. در نتیجه می‌توان از جمله اول داخل پرانتز در روابط بالا در مقابل جمله دوم صرف نظر کرد و آنها را به صورت زیر نوشت:

$$\gamma \simeq \gamma_p \beta_p \Omega t, \quad (50 - 2)$$

$$\beta_x = -\frac{1}{\gamma_p}. \quad (51)$$

- 2)



شکل ۲-۴. بهره انرژی بدست آمده در رابطه‌ی ۵۰-۲. با گذشت زمان انرژی به صورت خطی افزایش می‌یابد (Takeuchi 2005).

حرکت نوسانی ذره در همسایگی صفحه‌ی خنثای مغناطیسی:

در اینجا شکل حرکت نوسانی ذره را در همسایگی MNS بررسی خواهیم کرد. به این منظور در معادله ۴۱-۲، تقریبهای ۵۰-۲ و ۵۱-۲ را اعمال می‌کنیم و سپس میدان مغناطیسی را حول محور حرکت ذره بسط می‌دهیم و در نتیجه‌ی بدست آمده جایگزین می‌کنیم تا معادله دیفرانسیل مکان ذره بدست آید.

پس از انجام این محاسبات خواهیم داشت:

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{d\eta}{dt} + \frac{c}{\gamma_p^2 \beta_p t} \left[1 - \frac{B(Y)}{\gamma_p^2 B_0} \right] \eta = 0, \quad (52-2)$$

که در آن با فرض اینکه محور حرکت در Y_0 قرار داشته باشد، فاصله ذره از آن را با $\eta = Y - Y_0$ نشان دادیم. حال $B(Y)$ را حول ناحیه مهار شدگی تا جمله دوم بسط می‌دهیم:

$$B(Y)_{\eta \rightarrow 0} \approx B(\eta = 0) + \eta \left. \frac{\partial B(Y)}{\partial Y} \right|_{\eta=0}. \quad (53-2)$$

با جایگذاری رابطه میدان به صورت

$$B(Y) = \frac{B_1}{2} [1 - \tanh kY], \quad (54-2)$$

در رابطه‌ی [۵۳-۲](#) خواهیم داشت:

$$B(Y) \approx \gamma_p^2 B_0 + \frac{B_1}{2} [-k(1 - \tanh^2 kY)]. \quad (55-2)$$

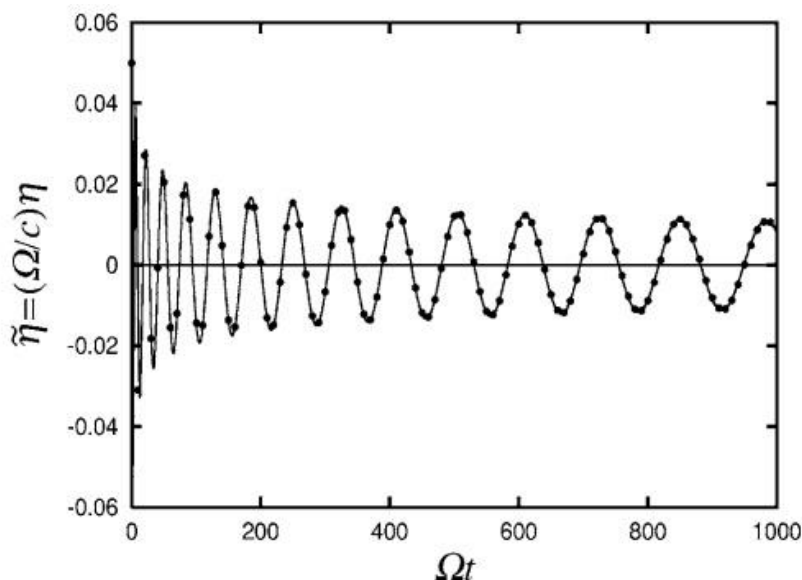
در این مرحله مقدار تقریبی $\tanh(kY)$ را از معادله‌ی [۵۴-۲](#) را بر حسب $B(Y)$ محاسبه کرده و در عبارت بالا قرار می‌دهیم تا نتیجه زیر حاصل شود:

$$B(Y) \approx \gamma_p^2 B_0 + \frac{B_1}{2} \left[-k \left(1 - \left(1 - 4\gamma_p^2 \frac{B_0}{B_1} + 4\gamma_p^4 \frac{B_0^2}{B_1^2} \right) \right) \right]. \quad (56-2)$$

با قرار دادن این نتیجه در معادله [۵۲-۲](#) بعد از ساده سازی خواهیم داشت:

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{d\eta}{dt} + \frac{2kc}{B_1\beta_p} \left(\frac{B_1}{\gamma_p^2} - B_0 \right) \frac{\eta}{t} = 0, \quad (57 - 2)$$

که توصیف کننده حرکت نوسانی ذره حول محور نوسان است. با تغییر متغیر $\alpha^2/4 =$ می توان این معادله را به معادله آشنای بسل تبدیل کرد که پاسخ آن به صورت $J_0(\alpha\sqrt{t})$ خواهد بود. پیش از رسم پاسخ با توجه به فرم J_0 می توان نتیجه گرفت که مسیر ذره به محور نوسان همگرا خواهد بود. پاسخ تحلیلی و عددی معادله [۵۷-۲](#) در [شکل ۲-۵](#) رسم شده اند. تطابق نتایج تحلیلی و عددی نشان دهنده دقت تقریبهای استفاده شده در محاسبات تحلیلی است.



شکل ۲-۵. مسیر حرکت نوسانی ذره بر حسب زمان. مشاهده می‌شود که به دلیل افزایش جرم ظاهری حرکت به سمت محور نوسان همگراست. نتایج تحلیلی و عددی به ترتیب با خط پیوسته و نقاط مجزا مشخص شده‌اند (Takeuchi 2005).

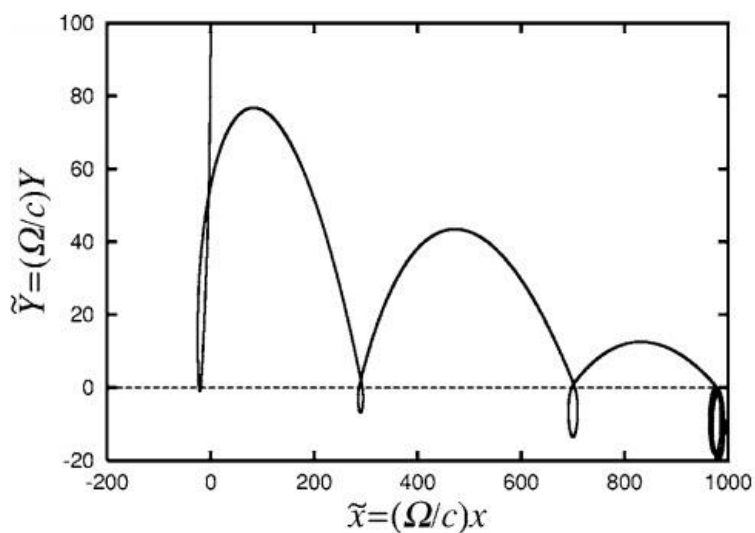
حال که آهنگ افزایش انرژی و حرکت ذره را در فرایند شتابدهی MTA بررسی کردیم، چند ویژگی آن را بیان می‌کنیم:

- در این سازوکار مادامی که شرایط شتابدهی فراهم باشد انرژی ذره به طور پیوسته و با آهنگ ثابت افزایش می‌یابد.
- فرایند شتابدهی برای الکترون‌ها هم کاملاً مشابه است، با این تفاوت که جهت حرکت آنها بر خلاف میدان الکتریکی می‌باشد.
- تا زمانی که شرط $B_1 > \gamma_p^2 B_0$ برقرار باشد ذره با جبهه موج منتقل شده و شتاب می‌گیرد (در فصول بعد خواهیم دید که در صورت تغییر جهت و اندازه میدان پس زمینه چه تغییراتی در فرایند شتابدهی اتفاق می‌افتد).

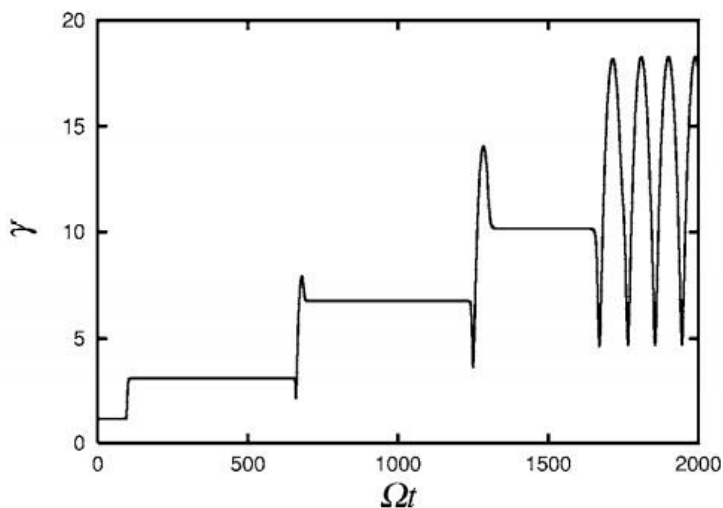
۵-۳-۲. شتاب واجهنده^۱

فرض می‌کنیم شرایط توصیف شده در مسأله‌ی MTA برقرار باشد با این تفاوت که میدانهای شوک و میدان پس زمینه این بار در یک راستا باشند. در این حالت MNS تشکیل نمی‌شود و در نتیجه در اثر برخورد شوک ذره به دام نمی‌افتد و فرایند MTA انجام نمی‌پذیرد. اما ذره آزمون در اثر چرخش لارموری در میدان پس زمینه، پیش از اینکه به طور کامل وارد ابر مغناطیده شود چند بار از درون ابر پلاسما عبور می‌کند. در هر بار عبور، ذره در اثر مجاورت با میدان الکتریکی انرژی کسب می‌کند. به دلیل پیچیدگی این فرایند نمی‌توان شتابدهی را با روابط تحلیلی بیان کرد. اما با رسم نمودارهای مسیر حرکت و تحولات بهره‌ انرژی می‌توان فیزیک این پدیده را نشان داد. در شکل‌های ۶-۲ و ۷-۲ به ترتیب مسیر حرکت ذره روی صفحه‌ی xOy و تحول زمانی γ ترسیم شده‌اند. برای رسم این شکل‌ها از کمیت‌های بدون بعد استفاده شده است و همچنین فرض شده است که میدان شوک بسیار بزرگتر از میدان پس زمینه کیهانی باشد ($B_1 \gg B_0$) (Takeuchi 2005).

¹ bouncing acceleration



شکل ۲-۶. مکان ذره در مقایسه با جبهه‌ی موج شوک در فرایند شتابدهی جهشی. خط تیره و نقطه چین به ترتیب مکان ذره و جبهه‌ی موج شوک را نشان می‌دهند (Takeuchi 2005).



شکل ۲-۷. بهره‌ی انرژی بر حسب زمان در فرایند شتابدهی جهشی. ذره در هر مواجهه با شوک انرژی می‌گیرد. این فرایند تا زمانی که ذره به طور کامل وارد از جبهه‌ی موج عبور کند ادامه می‌یابد (Takeuchi 2005).

در شکل ۶-۲ دیده می‌شود که برخورد ذره با موج شوک روی حرکت ذره تأثیر می‌گذارد. همچنین در شکل ۷-۲ جهش انرژی ذره در اثر برخورد های پیاپی با ابر پلاسمایی دیده می‌شود. این فرایند از اولین برخورد ذره با جبهه موج شروع شده و تا زمانی ادامه پیدا می‌کند که مسیر حرکت ذره به طور کامل وارد ابر پلاسما شود. در دو فصل بعد خواهیم دید که این فرایند در چه شرایطی می‌تواند به طور موقت باعث شتابدهی شود.

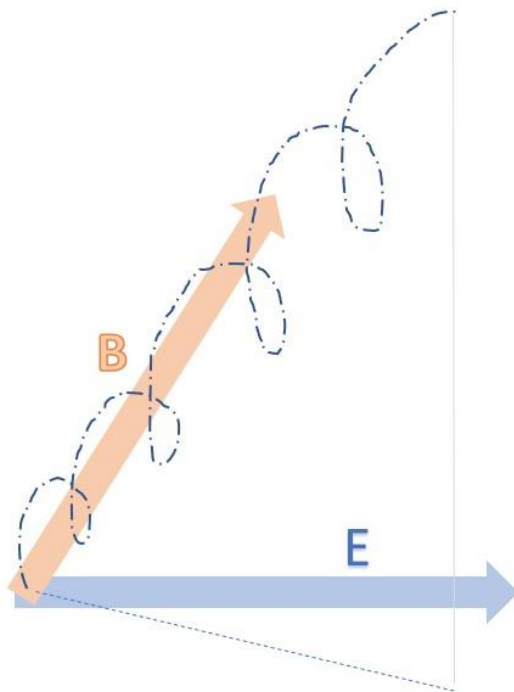
۶-۳-۲. شتاب مارپیچ^۱

این سازوکار یکی از مؤثرترین و محتمل ترین رویدادهای منجر به شتابدهی ذرات در رویارویی با امواج شوک کیهانی است که کشف آن دستاوردی از پژوهش حاضر می‌باشد (Rashed-Mohassel and Ghorbanalilu 2021). در شتابدهی مارپیچ بر خلاف اکثر فرایندهای شتابدهی، که به نوعی نیاز به مهار شدن ذرات در جبهه موج دارند، ذره به داخل ابر نفوذ کرده و از طریق میدان الکتریکی حرکتی ابر شتاب می‌گیرد. عملکرد این سازوکار بسیار ساده است. در یک جمله می‌توان گفت که اگر در اثر جهت گیری بین میدان شوک و میدان پس زمینه کیهانی، ذره در دام مغناطیسی گرفتار نشود، تحت شرایطی می‌تواند وارد ابر شده و در اثر حرکت در حضور میدان های الکترومغناطیسی شتاب بگیرد.

حرکت ذره در حضور میدان های الکتریکی و مغناطیسی با جهت گیری دلخواه ترکیبی است از یک گردش لارموری در صفحه عمود بر میدان مغناطیسی، یک حرکت انتقالی در راستای میدان مغناطیسی، و یک حرکت سوقی در اثر سوق $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. در این حرکت از آنجایی که میدانهای الکتریکی و مغناطیسی بر یکدیگر عمود نیستند، ذره با حرکت در راستای میدان مغناطیسی همواره از میدان الکتریکی انرژی می‌گیرد. همانطور که انتظار می‌رود نرخ افزایش انرژی در این فرایند تابع زاویه بین میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی برآیند می‌باشد، و انرژی ذره در اثر کار انجام شده توسط نیروی الکتریکی بر روی آن افزایش می‌یابد. در شکل ۸-۲ شمای کلی کارکرد این سازوکار به تصویر در آمده است (این تصویر تنها برای نشان دادن

¹ spiral acceleration mechanism

حرکت ذره رسم شده است و دقیق نمی باشد). در شکل مشاهده می شود که میدان الکتریکی در راستای حرکت ذره دارای مؤلفه است و در نتیجه شتابدهی باعث افزایش انرژی ذره می شود. با افزایش انرژی شعاع گردش لارموی نیز به صورت خطی افزایش می یابد.



شکل ۲-۸. نحوه عملکرد شتابدهی ماریچ. مسیر ذره با نقطه خط و تصویر محور حرکت آن بر روی صفحه افقی با نقطه چین مشخص شده است.

در فصل بعد خواهیم دید که در چه شرایطی این فرایند می تواند باعث شتابدهی شود. همچنین آهنگ افزایش انرژی را در هر حالت محاسبه خواهیم کرد.

۳. شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک کیهانی در میدان مغناطیسی غیر یکنواخت

۱-۳. اهمیت موضوع

برای فهم اهمیت بررسی شتابدهی در میدان‌های غیر یکنواخت کافیت برخی از فرایندهایی که باعث ایجاد امواج شوک می شوند را مرور کنیم. شوک‌ها همان طور که در فصل دوم گفتیم در اثر پدیده‌هایی همچون ابرنواختر و انفجار پرتوهای گاما تولید می شوند. همانطور که می‌دانیم پدیده ابرنواختر انفجاری است که در اثر مرگ یک ستاره رخ می دهد. در مورد انفجار پرتوهای گاما نیز از روی اطلاعات بدست آمده می‌توان گفت که این رویداد هم می‌تواند یا در اثر مرگ یک ستاره باشد و یا در اثر برخورد دو ستاره ی نوترونی ((Piran 2005)؛ (Kumar and Zhang 2015)؛ (Zhang and Meszaros 2004)). همچنین انفجارات کوچکتری روی سطوح ستاره ها نیز می‌تواند منجر به پیدایش و انتشار امواج شوک کیهانی شود. وجه مشترک این پدیده‌ها این است که تمامی آنها در مجاورت ستارگان اتفاق می‌افتند. اطلاعاتی که از اندازه گیری میدان مغناطیسی اطراف ستارگان در دسترس است، نشان دهنده وجود میدان های مغناطیسی غیر یکنواخت می باشد. اندازه گیری های میدان در فضای کیهانی، که توسط روش زیمان صورت

می‌گیرد (Crutcher et al. 2010)، نشان دهنده وجود میدان‌های مغناطیسی به بزرگی چند صد میکروگوس در اطراف ستارگان می‌باشد (Pillai et al 2015). بزرگی میدان مغناطیسی در قرصهای برافزایشی^۱ حتی تا چند صد گوس هم اندازه‌گیری شده است (Latif 2016). با مقایسه این میدان‌های اندازه‌گیری شده و میدان مغناطیسی پس زمینه فضای کیهانی (که بسته به مکان اندازه‌گیری در حدود نیم تا چند میکروگوس گزارش شده است) (Burgala 2002)؛ (Helies 1976))، می‌توان به اهمیت بررسی شتابدهی توسط امواج شوک در میدان‌های غیر یکنواخت پی برد. به دلیل اهمیت این موضوع، پژوهش‌هایی در رابطه با شتابدهی ذرات کیهانی با سازوکارهای متفاوت در حضور میدان‌های مغناطیسی غیر یکنواخت انجام شده است ((Rashed-Mohassel and Ghorbanalilu 2020)؛ (Litvinenko and Schlickeiser 2011)؛ (Sandroos and Vainio 2006)). ما نیز در این فصل می‌خواهیم مسأله شتابدهی ذرات را در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت پس زمینه بررسی کنیم.

۲-۳. تعریف مسأله

فرض می‌کنیم یک موج شوک نسبی در فضای نامحدود کیهانی با سرعت v_p در حرکت باشد. همانطور که در فصل قبل دیدیم، میدان مغناطیسی شوک به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$B_c = \frac{B_m}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{y - v_p t}{\delta} \right) \right]. \quad (1)$$

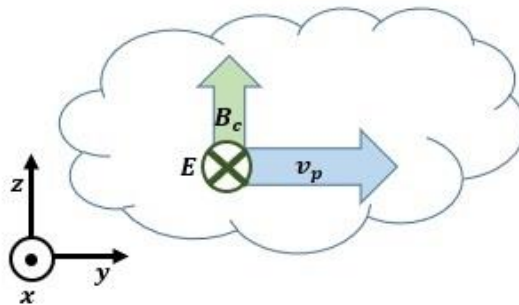
که در این رابطه B_m بیشینه میدان مغناطیسی شوک می‌باشد و همچنین فرض شده است که پهنای لایه گذار برابر 4δ باشد. میدان الکتریکی ناشی از انتقال این میدان مغناطیسی از دید ناظر ساکن روی زمین، به صورت زیر بیان می‌شود:

¹ accretion disks

$$E = -\frac{v_p \times B_c}{c} \quad (2)$$

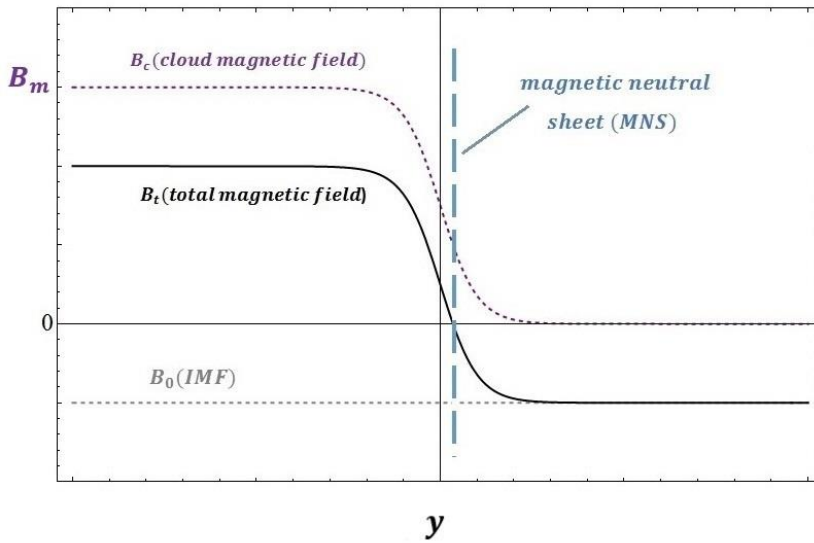
- 3)

مانند قبل محور Z را در راستای میدان مغناطیسی شوک قرار می‌دهیم تا میدان الکتریکی ایجاد شده در راستای $-X$ باشد. راستای حرکت شوک و میدان‌های الکترومغناطیسی آن در [شکل ۴-۱](#) به تصویر در آمده‌اند.



شکل ۳-۱. مختصات مسأله و حرکت ابر پلاسما. در اثر حرکت ابر پلاسمایی مغناطیده در راستای y ، میدان الکتریکی حرکتی در راستای $-x$ خواهد بود.

در این فصل فرض خواهیم کرد که میدان پس زمینه کیهانی (B_0) در راستای $-Z$ قرار داشته و با میدان شوک اصطلاحاً پادموازی باشد (در فصل قبل بررسی کردیم که تغییر جهت میدان پس زمینه چه تأثیری روی روند شتابدهی دارد). مشخصات مغناطیسی مسأله در [شکل ۳-۲](#) به تصویر در آمده است.



شکل ۳-۲. میدان‌های مغناطیسی حاضر در مسأله. نمودارهای بنفش و خاکستری به ترتیب نشان دهنده میدان‌های مغناطیسی شوک و پس زمینه می‌باشند. نمودار مشکی میدان برایند را نشان می‌دهد.

در رسم این شکل بزرگی میدان پس زمینه کیهانی یکنواخت و برابر با $B_0 = 1\mu G$ می‌باشد در حالی که بیشینه میدان شوک مانند فصل پیش برابر با $B_c = 3\mu G$ فرض شده است.

۳-۳. معادلات حرکت ذره آزمون

برای بررسی شتابدهی، همانند قبل از روش بررسی حرکت ذره آزمون استفاده خواهیم کرد. این بار فرض می‌کنیم که ذره در ابتدا در همسایگی لایه گذار قرار داشته و تحت تأثیر نیروهای الکترومغناطیسی موجود در مسأله حرکت کند. معادلات توصیف کننده حرکت ذره ای با جرم m در حضور میدانهای الکترومغناطیسی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_x) = q \left[E + \frac{v_y}{c} (B_c + B_b) \right], \quad (3-3)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_y) = -\frac{q v_x}{c} (B_c + B_b), \quad (4-3)$$

که در این معادلات $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ نشان دهنده ضریب لورنتس است. هدف ما بررسی شتابدهی در میدان غیر یکنواخت پس زمینه است و به همین دلیل به جای میدان یکنواخت $-B_0$ از B_b استفاده کردیم که در بخش بعد رابطه آن را بیان خواهیم کرد. حال معادلات ۳-۳ و ۴-۳ را با کمیت های بدون بعد زیر ساده می کنیم:

$$\bar{\omega}_b = \frac{\omega_b}{\omega_{b0}}, \quad \bar{\omega}_c = \frac{\omega_c}{\omega_{b0}}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \tau = t\omega_{b0} \quad (5-3)$$

که در آنها

$$\omega_{b0} = \frac{q B_0}{m c}, \quad \omega_b = \frac{q B_b}{m c}, \quad \omega_c = \frac{q B_c}{m c} \quad (6-3)$$

هستند. همچنین تمامی ابعاد طول را بدون تغییر نام به c/ω_{b0} نرمالیزه می کنیم.

برای ایجاد یک برآورد کلی از مقادیر واقعی انرژی، زمان و مختصات می توان اشاره کرد که با نرمالیزاسیون انجام گرفته در ادامه این پژوهش، هر واحد مختصات، نشان دهنده مسافتی معادل $3/12 \times 10^{12}$ سانتیمتر (که به طور تقریبی بر حسب واحدهای اختفیزیکی برابر با ۱ میکروپارسک یا در حدود ۳ میکروسال نوری است). هر واحد زمان حدوداً برابر با ۱۰۰ ثانیه (یا به طور دقیق ۱۰۴/۳۶ ثانیه) و هر واحد از کمیت γ برای هر پروتون شاخص انرژی ای در حدود 938 MeV (یا با تقریب خشن در حدود یک 1 GeV است).

پس از اعمال تغییر متغیرهای بالا و ساده کردن سمت چپ معادلات ۳-۳ و ۴-۳ داریم:

$$\begin{aligned} \gamma \frac{d\beta_x}{d\tau} + \beta_x \frac{d\gamma}{d\tau} &= -\beta_p \omega_c + \beta_y (\omega_c + \omega_b), \\ \gamma \frac{d\beta_y}{d\tau} + \beta_y \frac{d\gamma}{d\tau} &= -\beta_x (\omega_c + \omega_b). \end{aligned} \quad (7)$$

- 3)

حال با توجه به اینکه

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\beta_x}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_y}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau}, \quad (8)$$

خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \gamma \frac{d\beta_x}{d\tau} + \beta_x \left(\frac{\beta_x}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_y}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} \right) &= -\beta_p \omega_c + \beta_y (\omega_c + \omega_b), \\ \gamma \frac{d\beta_y}{d\tau} + \beta_y \left(\frac{\beta_x}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_y}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} \right) &= -\beta_x (\omega_c + \omega_b). \end{aligned} \quad (9-3)$$

که با فاکتورگیری از مشتقات سرعتها به صورت زیر درمی آید:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_x}{d\tau} \left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3} \right) + \beta_x \frac{\beta_y}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} &= -\beta_p \omega_c + \beta_y (\omega_c + \omega_b), \\ \frac{d\beta_x}{d\tau} \left(\beta_x \frac{\beta_y}{\gamma^3} \right) + \frac{d\beta_y}{d\tau} \left(\gamma + \frac{\beta_y^2}{\gamma^3} \right) &= -\beta_x (\omega_c + \omega_b). \end{aligned} \quad (10-3)$$

حال با فرض مجهول بودن مشتق سرعتها، دو معادله دو مجهول بالا را حل می کنیم تا در نهایت پس از ساده سازی نتایج، پاسخ زیر بدست آید:

$$\frac{d\beta_x}{d\tau} = \left(\frac{1}{\gamma} \right) [-\beta_y (\omega_c + \omega_b) + \beta_p (\beta_x^2 - 1) \omega_c], \quad (11)$$

$$\frac{d\beta_y}{d\tau} = \left(\frac{1}{\gamma} \right) \beta_x [\beta_p \beta_y \omega_c - (\omega_c + \omega_b)]. \quad (12)$$

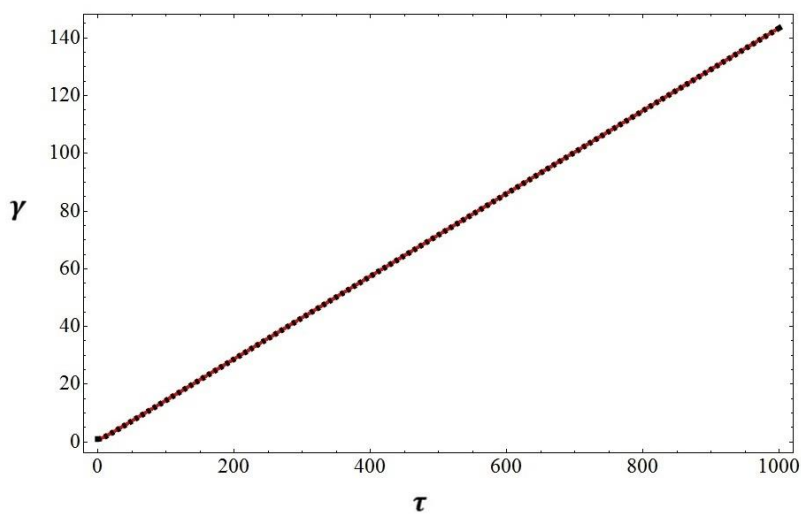
معادلات ۱۱-۳ و ۱۲-۳ معادلات کوپل شده دیفرانسیل درجه اولی می‌باشند که توصیف کننده تحولات سرعت ذره آزمون هستند. به دلیل غیر خطی بودن این معادلات، نمی‌توان حل تحلیلی برای آنها ارائه داد و باید به دنبال روشهای عددی برای بدست آوردن پاسخ باشیم. با بدست آوردن سرعت از طریق حل این معادلات، می‌توان به طور مستقیم ضریب لورنتس را محاسبه کرد. پیش از مطالعه شتابدهی، جا دارد یاد آوری کنیم که چرا برای بررسی فرایند شتابدهی به دنبال پیدا کردن ضریب لورنتس هستیم. در مکانیک نسبیتی انرژی ذرات توسط رابطه اینشتین به صورت زیر قابل بیان است:

$$\varepsilon = mc^2 + (\gamma - 1)mc^2, \quad (13)$$

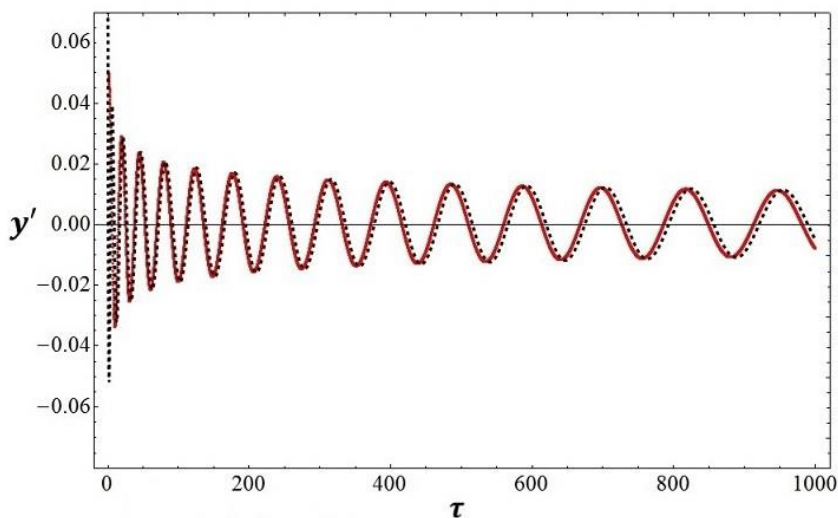
$$- 3)$$

که در این رابطه جمله اول در سمت راست انرژی سکون و جمله دوم انرژی جنبشی ذره را نشان می‌دهند. از آنجایی که mc^2 همواره ثابت است، می‌توان دریافت که انرژی جنبشی ذره صرفاً توسط ضریب لورنتس تعیین می‌شود. همچنین آهنگ تغییرات انرژی به $d\gamma/d\tau$ بستگی دارد. در نتیجه در ادامه کار، ما از طریق محاسبه سرعتها به دنبال پیدا کردن ضریب لورنتس به عنوان شاخص انرژی ذره خواهیم بود.

پیش از بررسی شتابدهی در میدان غیر یکنواخت پس زمینه بهتر است نتایج محاسبات عددی خود را با گزارشات قبلی درباره شتابدهی با فرایند MTA در میدان پس زمینه یکنواخت مقایسه و تأیید کنیم. برای این کار مقادیر عددی یکسانی را با مقاله (Takeuchi 2005) در نظر گرفته و پاسخهای خود را با نتایج این مقاله مقایسه می‌کنیم. نتایج عددی بدست آمده برای γ و مقدار نوسانی مؤلفه γ مکان از دید ناظر متحرک با شوک (همان حرکت نوسانی توصیف شده در فصل ۲) به ترتیب در شکل‌های ۳-۳ و ۴-۳ ترسیم شده است. در این شکلها نتایج بدست آمده در (Takeuchi 2005) نیز ی‌ مجدداً به عنوان معیار رسم شده است.



شکل ۳-۳. نمودار تحولات بهره انرژی. نمودار قرمز رنگ و نقطه چین مشکی به ترتیب نشان دهنده پاسخ بدست آمده توسط محاسبات عددی و انتگرال گیری تحلیلی می باشند.



شکل ۳-۴. حرکت نوسانی ذره در همسایگی صفحه خنثای مغناطیسی. نمودار قرمز رنگ و نقطه چین مشکی به ترتیب نشان دهنده پاسخ بدست آمده توسط محاسبات عددی و انتگرال گیری تحلیلی می باشند.

تطابق نتایج عددی ما با نتایج تحلیلی نشان دهنده صحت معادلات ۱۱-۳ و ۱۲-۳ و همچنین کد عددی استفاده شده برای حل این معادلات است.

۴-۳. شتابدهی در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت

در این بخش فرایند شتابدهی ذره برای حالتی بررسی می‌شود که ابر مغناطیده در میدان مغناطیسی پادموازی غیر یکنواخت پس زمینه حرکت کند. بار دیگر بزرگی میدان مغناطیسی بیشینه را سه برابر میدان پس زمینه کیهانی فرض کردیم که با توجه به مطالب فصل قبل فرضی منطقی خواهد بود. همچنین پهنای لایه گذار را مانند قبل برابر با یک طول لختی یون (c/ω_{pi}) در فضای خارجی هلیوسفر (با چگالی $n = 0/002 \text{ cm}^{-3}$) فرض کردیم. با اینکه نوع غیر یکنواختی میدان به فاصله از ستاره و جهت حرکت شوک بستگی دارد، ما در اینجا فرض می‌کنیم تغییرات فضایی میدان به صورت خطی صورت می‌گیرد. این فرض با فرضیات قبلی راجع به میدان متغیر در تاج خورشیدی^۱ مطابقت دارد (Sandroos and Vainio 2006). بزرگی چنین میدانی را می‌توان با بسط میدان به صورت زیر نوشت:

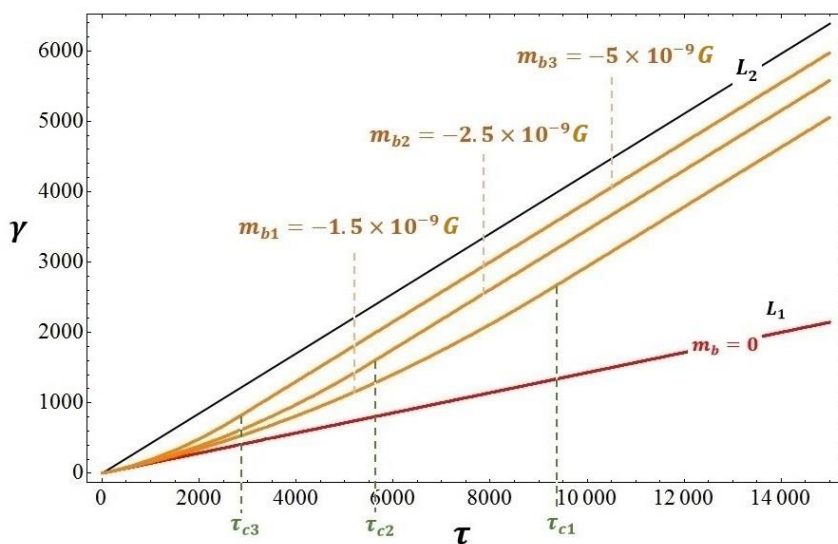
$$B_b(y) = -B_0 + m_b y \quad (14 - 3)$$

که در این رابطه مقدار مرزی میدان پس زمینه در $y = 0$ ، برابر با B_0 فرض شده است و همچنین $m_b (= dB_b/dy)$ نشان دهنده تغییرات میدان در هر واحد طول (گرادیان میدان پس زمینه) می‌باشد. از آنجایی که ما از مختصات نرمالیزه خودمان استفاده کردیم، همانطور که از تعریف میدان پس زمینه در رابطه ۱۴-۳ نتیجه می‌گیریم، بعد کمیت m_b با بعد میدان مغناطیسی یکسان می‌باشد. حال با داشتن شکل میدان مغناطیسی پس زمینه، بسته به نوع تغییرات میدان مغناطیسی در راستای حرکت، دو حالت برای مسأله به وجود می‌آید. در ادامه این بخش این دو حالت را در دو بخش جداگانه به طور کامل بررسی خواهیم کرد.

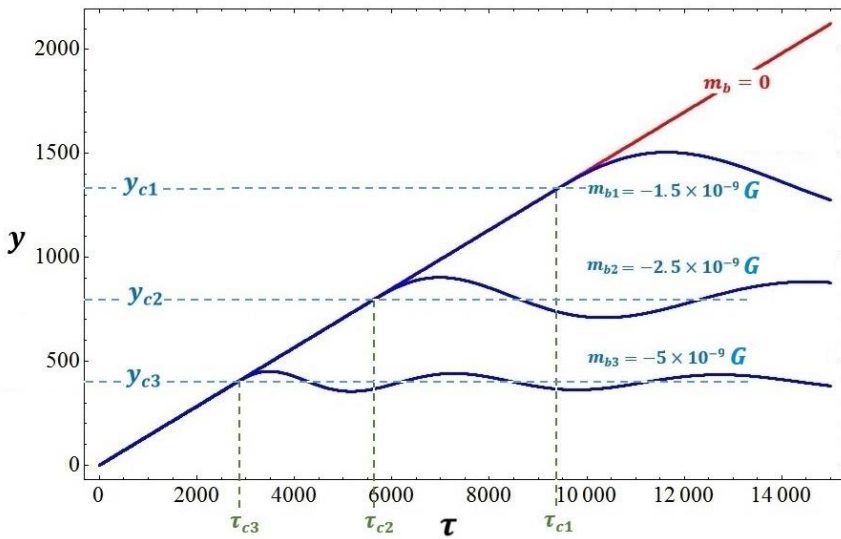
¹ solar corona

۳-۴-۱. میدان پس زمینه با گرادیان منفی ($m_b < 0$):

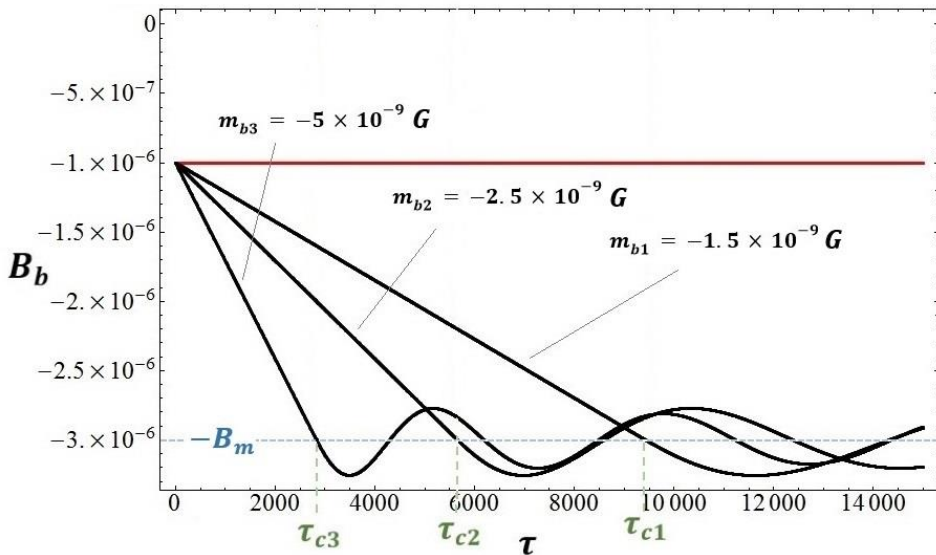
در این بخش مسأله را با فرض اینکه میدان پس زمینه دارای گرادیان منفی در راستای حرکت است حل خواهیم کرد. در این حالت با پیش رفتن شوک در راستای γ ، بزرگی میدان پس زمینه بدون تغییر جهت افزایش می‌یابد. برای اعمال این فرض به صورت ریاضی، کافیت میدان پس زمینه را از معادله ۳-۱۴ در فرم نهایی معادلات حرکت جایگذاری کنیم. با حل عددی این معادلات می‌توان سرعتها، و از آن طریق ضریب لورنتس، و همچنین مکان ذره و تغییرات میدان مغناطیسی در محل ذره را بر حسب زمان بدست آورد. تحول زمانی γ در شکل ۳-۵ رسم شده است. همچنین برای تعقیب موقعیت ذره و تغییرات میدان مغناطیسی در محل ذره، کمیت های γ و B_b را به ترتیب در شکلهای ۳-۶ و ۳-۷ به تصویر کشیده ایم. برای بررسی اثر گرادیان میدان پس زمینه، تمامی اشکال رسم شده تحول کمیت ها را برای مقادیر مختلف m_b نشان می دهند.



شکل ۳-۵. تحول زمانی بهره انرژی برای مقادیر منفی گرادیان میدان. نقاط τ_{ci} روی محور زمان نشان دهنده نقاط بحرانی متناظر با مقادیر m_{bi} می باشند.



شکل ۳-۶. تغییرات مکان ذره در راستای y . نقاط y_{ci} مکان های متناظر با زمان بحرانی را برای مقادیر m_{bi} نشان می دهند. برای $\tau > \tau_c$ حرکت ذره به یک حرکت نوسانی حول y_c تبدیل می شود.



شکل ۳-۷. میدان مغناطیسی پس زمینه در محل ذره. مشاهده می شود که در زمان بحرانی، میدان مغناطیسی پس زمینه با بیشینه میدان شوک برابر می شود و پس از آن در اثر حرکت نوسانی ذره، میدان مغناطیسی هم حول مقدار نهایی خود نوسان می کند.

در [شکل ۳-۵](#) مشاهده می‌شود که برای تمامی مقادیر m_b ، ضریب گاما با گذشت زمان افزایش می‌یابد اما در نهایت نرخ رشد آن به مقداری ثابت میل می‌کند. این مقدار ثابت روی تمام نمودارها یکسان، و در نتیجه مستقل از مقدار m_b است. با توجه به این مطلب می‌توان روی محور زمان برای هر نمودار یک نقطه بحرانی مشخص کرد (τ_c). بر اساس این نقطه بحرانی، بازه زمانی به دو بخش تقسیم می‌شود. برای زمانهای قبل از نقطه بحرانی ($0 < \tau < \tau_c$)، نرخ رشد انرژی به اندازه m_b وابسته است اما برای زمانهای بزرگتر از این نقطه بحرانی ($\tau > \tau_c$) نرخ رشد انرژی مستقل از مقدار m_b بوده و بر روی تمام نمودارها مقدار ثابتی دارد. برای روشن شدن دلیل این مطلب، همزمان با در نظر گرفتن تغییرات γ در [شکل ۳-۵](#)، نگاهی به شکلهای [۳-۶](#) و [۳-۷](#) خواهیم داشت و به توضیح فیزیک مسأله می‌پردازیم.

بازه زمانی اول در $\tau = 0$ در حالی که MNS در مکان اولیه خود قرار دارد آغاز می‌شود. در این مکان $B_b = -B_0$ است و ذره در حالی که در همسایگی صفحه خنثی حرکت نوسانی انجام می‌دهد توسط میدان الکتریکی شتاب می‌گیرد (در شرایط اولیه، مسأله مشابه میدان یکنواخت پس زمینه می‌باشد). با گذشت زمان همانطور که در [شکل ۳-۶](#) مشاهده می‌شود، MNS با لایه گذار شوک حرکت می‌کند ($dy/d\tau \simeq \beta_p$). از آنجا که در امتداد حرکت بزرگی میدان پس زمینه افزایش می‌یابد، مکان دقیق خنثی بودن میدان مغناطیسی به تدریج به سمت داخل شوک منتقل می‌شود و در نتیجه MNS به تدریج به سمت چپ لایه گذار حرکت می‌کند تا شرایط خنثی بودن را حفظ کند ([شکل ۳-۲](#) را ببینید). همینطور که ذره به دنبال صفحه خنثی کشیده می‌شود، میدان مغناطیسی شوک و در نتیجه میدان الکتریکی افزایش می‌یابد. این امر موجب افزایش نرخ رشد انرژی ذره ($d\gamma/d\tau$) می‌شود که در [شکل ۳-۵](#) نشان داده شده است. در تمام طول بازه زمانی اول این شرایط ادامه پیدا می‌کند.

بازه زمانی دوم در $\tau = \tau_c$ شروع می‌شود. در این بازه همانطور که قبلاً عنوان کردیم $d\gamma/d\tau$ مقداری ثابت و مستقل از m_b دارد. برای توضیح فیزیک مسأله لازم است تغییرات نمودارها را در هر سه شکل به طور همزمان دنبال کنیم تا از ارجاع دادن های مکرر خودداری شود. در $\tau = \tau_c$ میدان مغناطیسی پس زمینه با بیشینه میدان شوک برابر می‌شود ($B_b =$

$(-B_m)$ و از آنجا به بعد حرکت ذره از یک حرکت انتقالی به یک حرکت نوسانی حول یک مکان تغییر می‌یابد. این مکان که در شکل با γ_c مشخص شده است در واقع مکان نهایی MNS خواهد بود. چون با حرکت ذره به سمت راست و یا چپ شرط خنثی بودن نقض می‌شود، ذره برای زمانهای بزرگتر از τ_c حول مکان γ_c حرکت نوسانی انجام می‌دهد و به طور همزمان توسط ماکسیمم میدان الکتریکی شوک شتاب می‌گیرد. در نتیجه آهنگ افزایش انرژی به اشباع می‌رسد و انرژی به طور پیوسته افزایش می‌یابد.

شتابدهی در این حالت را می‌توان به این صورت خلاصه کرد: در اثر وجود نیروی بازگرداننده مغناطیسی (فصل ۲) ذره همواره در همسایگی MNS می‌ماند و توسط میدان الکتریکی شوک انرژی می‌گیرد. با حرکت شوک در راستای γ میدان پس زمینه افزایش می‌یابد و در نتیجه MNS به سمت داخل شوک حرکت می‌کند که در آنجا میدان الکتریکی بیشتر است. این اتفاق باعث افزایش نرخ رشد انرژی می‌شود. در نهایت در $\tau = \tau_c$ میدان پس زمینه با میدان بیشینه شوک برابر می‌شود. از این زمان به بعد MNS از حرکت می‌ایستد و ذره توسط بیشینه میدان الکتریکی انرژی می‌گیرد. آهنگ نهایی افزایش انرژی برابر خواهد بود با کار میدان الکتریکی روی ذره. این تفسیر برای مشخصات مغناطیسی توصیف شده در [شکل ۲-۳](#) است. در صورت بررسی امواجی با اشکال مختلف، خواننده می‌تواند با الهام گرفتن از نتیجه این بحث پاسخ را در موارد مشابه پیش بینی کند.

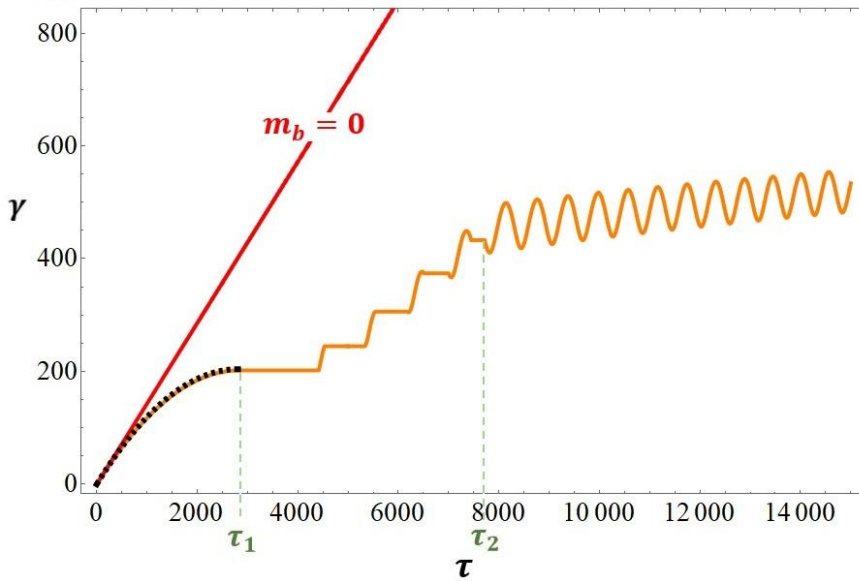
حال می‌توانیم نتایج بدست آمده را به تمام مقادیر m_b تعمیم دهیم. به این منظور دو حالت حدی را در نظر می‌گیریم. این دو حالت عبارتند از ذره ای که در میدان مغناطیسی یکنواخت پس زمینه شتاب می‌گیرد ($m_b = 0$)، و ذره ای فرضی که از ابتدا با بیشینه میدان الکتریکی شتاب می‌گیرد. اگر نمودار γ برای این دو حالت حدی را در [شکل ۳-۵](#) به ترتیب با L_1 و L_2 نشان دهیم، نمودار γ برای تمام مقادیر منفی m_b بین این دو نمودار واقع می‌شوند.

۲-۴-۳. میدان پس زمینه با گرادیان مثبت ($m_b > 0$):

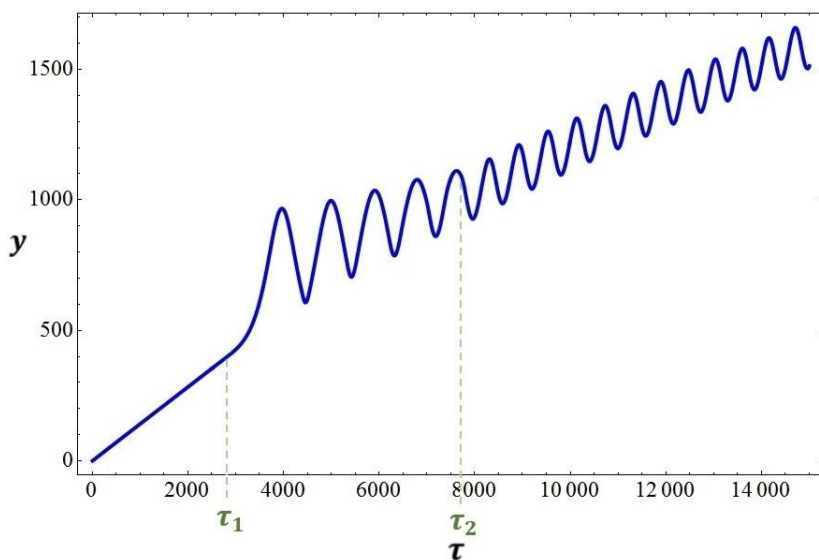
در این بخش حالتی را بررسی می‌کنیم که میدان پس زمینه در راستای حرکت موج شوک

دارای گرادیان مثبت باشد. در این حالت بزرگی میدان پادموازی پس زمینه به تدریج کاهش یافته و از بین می‌رود، و سپس به میدانی موازی با مقدار افزایشی تبدیل می‌شود. بار دیگر از رابطه‌ی ۳-۱۴ میدان پس زمینه را در شکل نهایی معادلات حرکت جایگذاری می‌کنیم و معادلات بدست آمده را به صورت عددی حل می‌کنیم. بر خلاف حالت قبل همانطور که در ادامه خواهیم دید، در این حالت شتابدهی توسط سه سازوکار متفاوت انجام خواهد شد. در نتیجه برای سادگی فهم مطلب این بار مسأله را برای یک مقدار m_b حل می‌کنیم و تأثیر مقادیر مختلف گرادیان را در پایان این بخش بررسی خواهیم کرد.

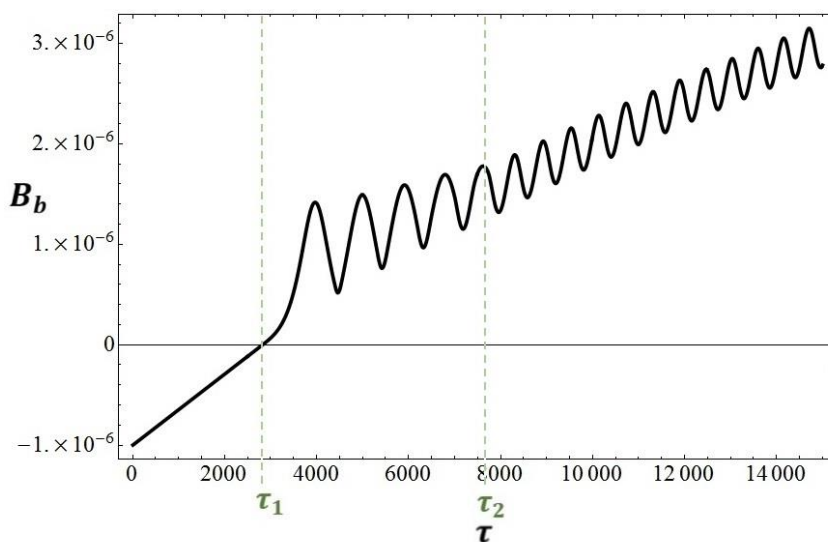
همانند بخش قبل تحولات زمانی γ را به همراه مکان ذره و میدان مغناطیسی (در محل ذره) را به ترتیب در شکل‌های ۳-۸، ۳-۹ و ۳-۱۰ برای مقدار $m_b = 2/5 \times 10^{-9} G$ رسم می‌کنیم. در شکل ۳-۸ دیده می‌شود که نمودار تحول ضریب لورنتس رفتارهای کاملاً متفاوتی را در بازه‌های مختلف زمانی نشان می‌دهد. در نتیجه برای توضیح فیزیکی مسأله نقاطی بحرانی را روی نمودار مشخص می‌کنیم تا به این ترتیب مراحل مختلف فرایند شتابدهی را به طور مجزا مورد بررسی قرار دهیم.



شکل ۳-۸. تحول بهره انرژی برای مقدار $m_b = 2/5 \times 10^{-9} G$. بازه زمانی توسط نقاط τ_1 و τ_2 به سه قسمت با سه سازوکار متفاوت شتابدهی تقسیم شده است. نقطه چین مشکی مقدار تحلیلی بدست آمده در رابطه ۴-۱۶ را نشان می دهد.



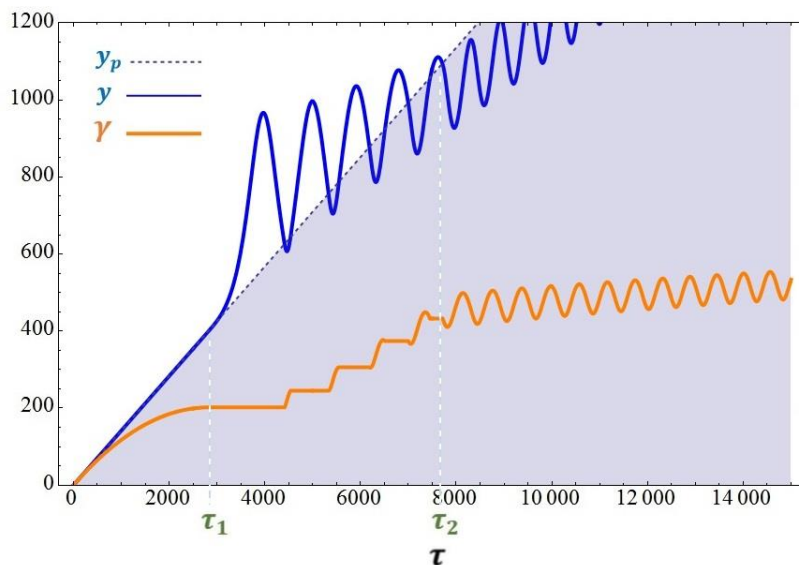
شکل ۳-۹. تغییرات مکان ذره در راستای y . در بازه‌ی زمانی اول ($0 < \tau < \tau_1$) ذره با موج شوک حرکت می‌کند ($y \simeq \beta_p \tau$). در دو بازه‌ی دیگر حرکت ذره پیچیده‌تر خواهد بود و شتابدهی به ترتیب توسط سازوکارهای واجهنده و سوقی انجام می‌گیرد.



شکل ۳-۱۰. میدان مغناطیسی پس زمینه در مکان ذره. در $\tau = \tau_1$ میدان پس زمینه از بین می‌رود و سازوکار MTA پایان می‌یابد. از آن زمان به بعد تغییرات میدان در اثر حرکت لارموری و سوق ذره در راستای y است.

در بازه $0 < \tau < \tau_1$ فرایند دقیقاً برعکس حالت گرادیان منفی است. در [شکل ۳-۸](#) مشاهده می شود که γ در حال افزایش است اما $d\gamma/d\tau$ به طور پیوسته کاهش می یابد و نهایتاً در $\tau = \tau_1$ به مقدار صفر می رسد. به طور همزمان در [شکل ۳-۹](#) دیده می شود که ذره که همراه شوک (در همسایگی MNS) حرکت می کند ($\gamma \simeq \beta_p \tau$). همانطور که ذره با لایه گذار حرکت می کند، MNS به آرامی به سمت راست سوق پیدا می کند تا شرایط خنثی بودن را برآورده کند ([شکل ۳-۲](#) را ببینید). با فاصله گرفتن ذره از موقعیت اولیه، میدان مغناطیسی، و در نتیجه میدان الکتریکی شوک کاهش می یابد که در نهایت باعث ایجاد روند کاهشی در $d\gamma/d\tau$ می شود. در نهایت در $\tau = \tau_1$ میدان پس زمینه به صفر کاهش یافته و تغییر جهت می دهد. در این لحظه شرط خنثی بودن به کلی نقض می شود، MNS از بین می رود و شتابدهی با سازوکار MTA به پایان می رسد. از آنجایی که نیروی بازگرداننده ای وجود ندارد که ذره را به سمت شوک بازگرداند، در $\tau = \tau_1$ ذره از شوک فرار می کند ($d\gamma/d\tau > \beta_p$).

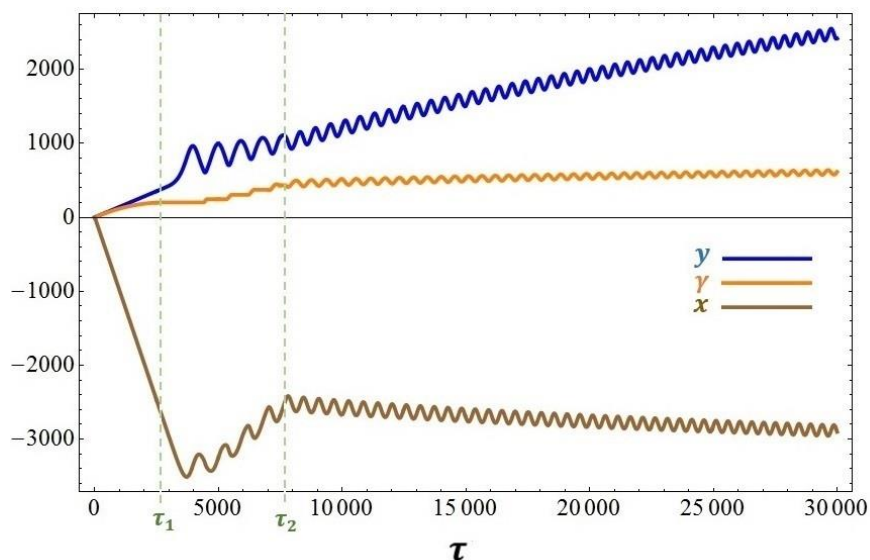
در بازه $\tau_1 < \tau < \tau_2$ همانطور که ذره از شوک فاصله می گیرد، به سمت فضایی حرکت می کند که میدان مغناطیسی در آن افزایش می یابد در نتیجه تحت تأثیر میدان مغناطیسی پس زمینه شروع به حرکت لارموری با شعاع $r_g = \gamma \beta$ می کند. اما از آنجایی که میدان (و در نتیجه ω_b) در مسیر این حرکت لارموری یکنواخت نیست، مسیر حرکت نیز به شکل دایره نخواهد بود. از آنجایی که ذره رها شده سرعتی بسیار بزرگتر از موج شوک دارد، در مسیر حرکت لارموری خود چندین بار با شوک نزدیک شونده برخورد می کند. این برخوردها باعث افزایش انرژی از طریق سازوکار شتابدهی واجهنده می شود. برای روشن شدن بهتر مطلب، ما در [شکل ۳-۱۱](#) همزمان با تحولات γ ، مکان ذره و جبهه ی موج را نیز در راستای حرکت رسم کرده ایم. مکان جبهه ی موج را نقطه ی میانی لایه گذار فرض کرده ایم (یاد آور می شویم که ضخامت لایه گذار بسیار کوچکتر از ابعاد حرکات ژیروترونی ذره است). در این شکل به وضوح مشاهده می شود که در هر برخورد، ذره انرژی قابل توجهی از میدان الکتریکی حرکتی دریافت می کند. این فرایند تا زمانی ادامه می یابد که ذره بطور کامل از لایه گذار عبور کند ($\tau = \tau_2$).



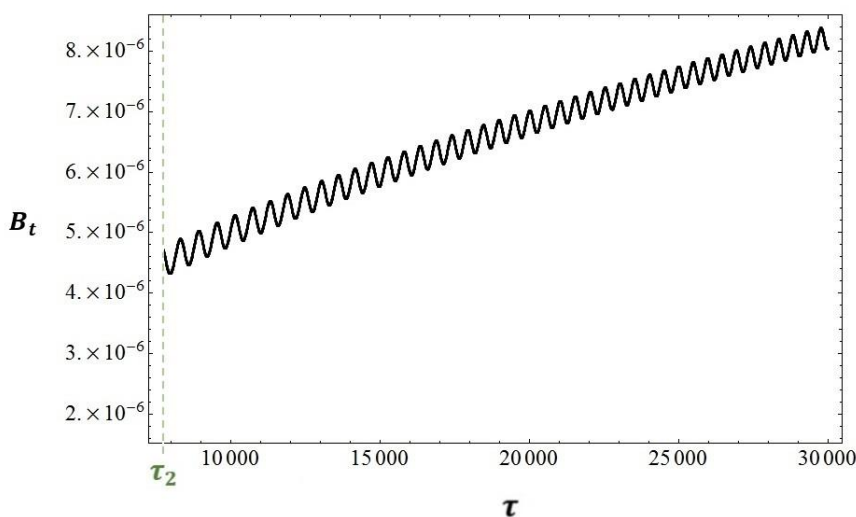
شکل ۳-۱۱. تحول زمانی γ به همراه مکان ذره و جبهه موج شوک در راستای γ . نمودار نارنجی تغییرات بهره انرژی را نشان می‌دهد. نمودارهای آبی پیوسته و نقطه چین به ترتیب مکان ذره و شوک را نشان می‌دهند. فضای آبی نشان دهنده فضای پشت جبهه موج است.

حال این سؤال پیش می‌آید که در بازه $\tau > \tau_2$ چه اتفاقی برای ذره می‌افتد. در این بازه همانطور که در [شکل ۳-۱۱](#) مشاهده می‌شود ذره بطور کامل وارد ابر می‌شود (مسیر ذره وارد ناحیه آبی می‌شود). ورود ذره به داخل ابر پلازما به این معناست که ما در این بازه یک ذره باردار نسبیتی داریم که تحت تأثیر میدانهای الکترومغناطیسی حرکت می‌کند. برای توضیح فرایند فیزیکی در این بازه، در [شکل ۳-۱۲](#)، نمودار تحول برای مؤلفه های x و y همزمان با γ بر روی یک محور بدون بعد رسم شده‌اند. علاوه بر این، میدان مغناطیسی کل ($B_t = B_b + B_m$) نیز در [شکل ۳-۱۳](#) برای این بازه زمانی رسم شده است. در هر دو شکل محور زمان را طولانی تر

فرض کرده ایم تا تغییرات کمیت ها در هر سه فرایند شتابدهی را به طور کامل در خود جای دهند.



شکل ۳-۱۲. نمودار نرنجی تحولات γ و نمودارهای آبی و قهوه ای به ترتیب γ و x ذره را نمایش می دهند. پس از زمان τ_2 تغییر در مختصات ذره در اثر سوق های گرادیان و $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ می باشد.



شکل ۳-۱۳. میدان مغناطیسی کل در مکان ذره در زمانهای $\tau > \tau_2$.

مطالعه شتابدهی در این شرایط مشابه بررسی مسأله حرکت یک تک ذره در یک میدان یکنواخت الکتریکی و یک میدان غیر یکنواخت مغناطیسی می‌باشد. معادله توصیف کننده چنین حرکتی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

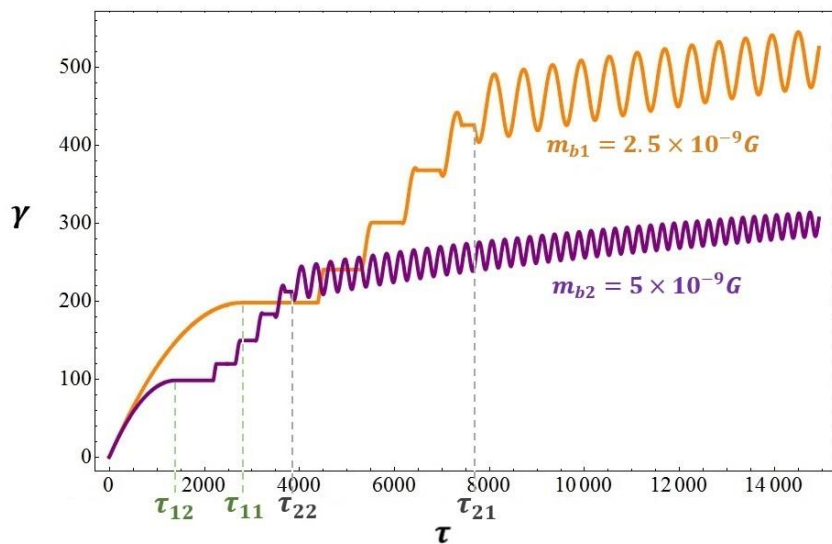
$$v_{d\perp} = \frac{\gamma m v_{\perp}^2}{2q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (15 - 3)$$

که در این رابطه $v_{d\perp}$ سرعت سوق در امتداد عمود بر میدان مغناطیسی، و جملات اول و دوم در سمت راست معادله به ترتیب سرعت سوق گرادیان و سوق $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ می‌باشند. با توجه به معادله بالا و مختصات مسأله (با بردارهایی که در [شکل ۳-۱](#) توصیف شده است) انتظار می‌رود که ذره در حالی که در صفحه xOy چرخش لارموری می‌کند، در اثر سوق گرادیان و سوق $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ به ترتیب در دو راستای $-x$ و y حرکت انتقالی انجام دهد. با استفاده از مختصات

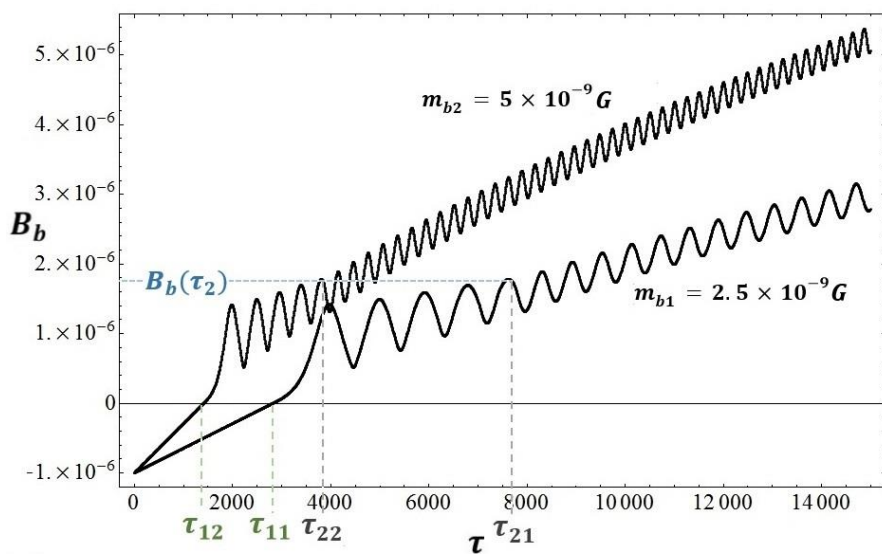
شکل ۳-۱۲ می‌توان به سادگی مقادیر تقریبی سرعتها در دو راستا را محاسبه کرد و صحت نتایج عددی به تصویر در آمده را با معادله **۳-۱۵** که سرعت سوق ذره را به طور تحلیلی بیان می‌کند تأیید نمود (به عنوان مثال با استفاده از مقادیر تقریبی برای γ و B از شکل‌های **۳-۱۲** و **۳-۱۳** می‌توان به این نتیجه رسید که سرعت‌های سوق گرادیان و $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ به ترتیب حدود $0/016$ و $0/066$ هستند که با سرعت‌های محاسبه شده در معادله **۳-۱۵** یکسان است). در ادامه بر اساس جهت گیری، مؤلفه‌های سرعت‌های سوق گرادیان و $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ را به ترتیب با v_{dx} و v_{dy} نشان می‌دهیم و به توصیف فیزیکی مسأله در این بازه زمانی می‌پردازیم.

در $\tau = \tau_2$ همانطور که در **شکل ۳-۱۲** مشاهده می‌شود به محض اینکه فرایند شتابدهی واجهنده به اتمام می‌رسد، ذره شروع به چرخش در صفحه‌ی xOy می‌کند و به دو سمت $-x$ و y کشیده می‌شود. با اینکه سوق ذره در اثر v_{dy} باعث افزایش میدان مغناطیسی کل، و ازین طریق روی v_{dx} اثر می‌گذارد، به طور مستقیم روی شتاب گرفتن ذره تأثیری ندارد. از طرف دیگر حرکت ذره در اثر v_{dx} در راستای میدان الکتریکی بوده و به تدریج باعث افزایش انرژی ذره می‌شود. انرژی بدست آمده در این فرایند نیز برابر خواهد بود با کار انجام شده روی ذره توسط میدان الکتریکی.

حال که فرایندهای مختلف را در شتابدهی ذره بررسی کردیم می‌خواهیم تأثیر اندازه‌ی گرادیان میدان را روی آهنگ افزایش انرژی ببینیم. به این منظور دو مقدار متفاوت برای m_b در نظر گرفته و نمودارهای تحول γ و میدان پس زمینه (B_b) را به ترتیب برای این و مقدار در شکل‌های **۳-۱۴** و **۳-۱۵** رسم می‌کنیم. این دو مقدار برابر هستند با $m_{b1} = 2/5 \times 10^{-9} G$ و $m_{b2} = 5 \times 10^{-9} G$ (برای مقایسه ساده تر مقدار m_{b2} دو برابر m_{b1} انتخاب شده است) و مقادیر τ_{1i} و τ_{2i} در شکل‌ها به زمانهای بحرانی τ_1 و τ_2 برای مقدار m_{bi} اشاره دارد ($i = 1, 2$). در ادامه از توصیف‌های تحلیلی استفاده می‌کنیم تا نمودارهای عددی رسم شده را تصدیق کرده و نتایج بدست آمده را به مقادیر دلخواه m_b تعمیم دهیم.



شکل ۳-۱۴. تحول بهره انرژی برای مقادیر $m_{b1} = 2/5 \times 10^{-9} G$ و $m_{b2} = 5 \times 10^{-9} G$ به τ_{1i} و τ_{ri} به مقادیر τ_1 و τ_r برای m_{bi} اشاره دارند.



شکل ۳-۱۵. میدان مغناطیسی پس زمینه در مکان ذره برای مقادیر $m_{b1} = 2/5 \times 10^{-9} G$ و $m_{b2} = 5 \times 10^{-9} G$ به τ_{1i} و τ_{ri} به مقادیر τ_1 و τ_r برای m_{bi} اشاره دارند.

بازه زمانی اول ($0 < \tau < \tau_1$) هنگامی شروع می شود که میدان مغناطیسی پس زمینه برابر با $B_b = -B_0$ است و هنگامی پایان می یابد که میدان پس زمینه از بین رفته باشد ($B_b = 0$) (شکل ۳-۱۵). با توجه به رابطه ۳-۱۴ می توان به سادگی نتیجه گرفت که مدت این بازه با عکس مقدار گرادیان میدان رابطه دارد. حال برای پیدا کردن انرژی بدست آمده در این بازه زمانی فرض می کنیم که در تمام این مدت حرکت سرعت ذره ثابت و برابر سرعت نور باشد (که با توجه به اینکه سرعت ذره به محض شروع فرایند شتابدهی به نزدیکی سرعت نور می رسد فرضی منطقی است). از آنجا که ذره در همسایگی MNS توسط میدان الکتریکی به بزرگی $E = \gamma_p^2 \beta_p |B_b|$ شتاب می گیرد، می توان کار انجام شده توسط میدان را روی ذره به صورت زیر محاسبه نمود:

$$w = \int_0^{\tau} q \gamma_p^2 \beta_p |B_b| c \omega_{b0}^{-1} d\tau. \quad (16)$$

- 3)

با برابر قرار دادن کار محاسبه شده از این رابطه با انرژی جنبشی ذره می توان به رابطه ای تحلیلی برای گاما به صورت زیر رسید:

$$\gamma \simeq \beta_p \gamma_p^2 \left(\tau - \frac{\beta_p m_b}{2B_0} \tau^2 \right). \quad (17)$$

- 3)

نتیجه بدست آمده از این رابطه در شکل ۳-۸ برای تصدیق حل عددی رسم شده است. با توجه به اینکه $\tau_1 = B_0 / m_b \beta_p$ می توان از معادله بدست آمده نتیجه گرفت که در این بازه $\gamma \propto \tau$ به این نتیجه می توان با مقایسه نمودارهای رسم شده در شکل ۳-۱۴ هم ملاحظه کرد. در m_b^{-1}

این شکل مشاهده می‌شود که مقدار γ در τ_{11} دو برابر مقدار متناظر آن بر روی نمودار دیگر در زمان τ_{12} می‌باشد.

در بازه زمانی دوم ($\tau_1 < \tau < \tau_2$) شوک می‌بایست از روی یک ذره در حال چرخش عبور کند. با توجه به بستگی میدان پس زمینه به مقدار m_b ، میدان به گونه ای تغییر می‌کند که طول مسیر چرخش لارموری ذره در این بازه صرفاً توسط بزرگی $\gamma(\propto m_b^{-1})$ در زمان τ_1 مشخص می‌شود. در نتیجه مدت زمان این بازه و به همین دلیل انرژی دریافت شده توسط ذره نیز متناسب با m_b^{-1} خواهد بود. به دلیل تناسب طول مسیر حرکت ذره با عکس مقدار m_b همانطور که در [شکل ۳-۱۵](#) می‌بینیم، بزرگی میدان مغناطیسی پس زمینه در $\tau = \tau_2$ ثابت و مستقل از مقدار m_b خواهد بود.

در بازه زمانی سوم ($\tau > \tau_2$) افزایش در مقدار انرژی در اثر سوق ذره در راستای میدان الکتریکی است. از آنجایی که ذره در داخل ابر پلاسما قرار دارد، در این بازه باید میدان الکتریکی شوک و میدان مغناطیسی کل ($B_t = B_m + B_b$) را در نظر بگیریم. با بررسی تحولات γ نشان خواهیم داد که در این بازه نیز مانند دو بازه قبل، آهنگ افزایش انرژی با مقدار گرادیان میدان پس زمینه رابطه عکس دارد.

مقدار γ را در زمان $\tau = \tau_2 + d\tau$ می‌توان به صورت زیر بسط داد:

$$\gamma(\tau) = \gamma(\tau_2) + d\tau \left. \frac{d\gamma}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_2}. \quad (18)$$

- 3)

حال اگر عبارتی برای $d\gamma/d\tau$ پیدا کنیم می‌توانیم رابطه تحلیلی بالا را تکمیل کرده و به نتیجه گیری نهایی برسیم. به این منظور از تعریف توان استفاده می‌کنیم تا آهنگ افزایش انرژی ذره ای را که در راستای میدان الکتریکی سوق پیدا می‌کند را به صورت زیر بیان کنیم:

$$mc^2 \frac{d\gamma}{dt} = qEv_{dx}. \quad (19)$$

- 3)

با جایگذاری مقدار v_{dx} از رابطه‌ی [۱۵-۳](#) خواهیم داشت:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = E \left(\frac{v^2}{2c^2} \right) \left(\frac{m_b}{B_t^2} \right) \gamma$$

$$\simeq \frac{E m_b}{2 B_t^2} \gamma. \quad (20 - 3)$$

با جایگذاری $d\gamma/d\tau$ از معادله بالا در رابطه [۱۸-۳](#) در نهایت رابطه‌ای تحلیلی برای γ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\gamma = \gamma(\tau_2) \left[1 + \frac{E}{2 B_t^2(\tau_2)} d(m_b \tau) \right], \quad (21)$$

$$- 3)$$

که همانطور که قبلاً عنوان کردیم، $B_t(\tau_2)$ یکسان و مستقل از مقدار m_b است و $\gamma(\tau_2)$ متناسب با m_b^{-1} می‌باشد. با دقت در رابطه [۲۱-۳](#) می‌توان نتیجه گرفت که در این بازه نیز افزایش انرژی مانند دو بازه قبل به m_b^{-1} وابسته است. به این معنی که اگر ضریب $m_b \tau$ ثابت باشد، بستگی گاما در این بازه نیز مانند بازه قبل خواهد بود (به $\gamma(\tau_2)$ بستگی خواهد داشت). به عبارت دیگر اگر مقدار m_b را نصف کنیم، پس از گذشت زمانی دو برابر، افزایش انرژی نیز دو برابر خواهد شد. این نتیجه را در [شکل ۱۵-۳](#) بر روی نمودارهای m_{b1} و m_{b2} به وضوح می‌توان مشاهده کرد.

به عنوان یک نتیجه گیری کلی از مباحث بالا می‌توان گفت که به این دلیل که در تمام فرایند شتابدهی زمان و انرژی با مقدار گرادیان پس زمینه نسبت عکس دارد، با داشتن نمودار تحولات γ برای یک مقدار مشخص از m_b ، می‌توان مقیاس نمودارهای افقی و عمودی را تغییر داد و به نمودار مورد نظر برای هر مقدار دلخواهی از گرادیان پس زمینه دست پیدا کرد. مثلاً در [شکل ۱۴-۳](#)، با نصف کردن ابعاد نمودار m_{b1} (که معادل نصف کردن مقیاس نمودار برای m_{b2} می‌باشد) می‌توان نمودار متناظر برای m_{b2} را بدست آورد.

بدست آوردن یک رابطه تحلیلی برای میدان مغناطیسی و تصدیق نمودارهای [شکل ۳-۱۵](#) نیز امکان پذیر می باشد. برای این کار از نوسانات میدان مغناطیسی در اثر حرکت لارموی صرف نظر کرده و تغییرات میدان مغناطیسی در اثر حرکت مرکز راهنمای ذره را در نظر می گیریم. با توجه به اینکه تغییر میدان مغناطیسی به دلیل سوق ذره در راستای γ است، می توان میدان مغناطیسی را در این بازه به صورت زیر بسط داد:

$$B_t(\tau) = B_m + B_b(\tau) \\ = B_t(\tau_2) + m_b \int_{\tau_2}^{\tau} v_{dy} d\tau. \quad (22 - 3)$$

با جایگذاری کمیت v_{dy} از رابطه ی [۳-۱۵](#) می توان رابطه ای تحلیلی برای میدان مغناطیسی کل به صورت زیر نوشت:

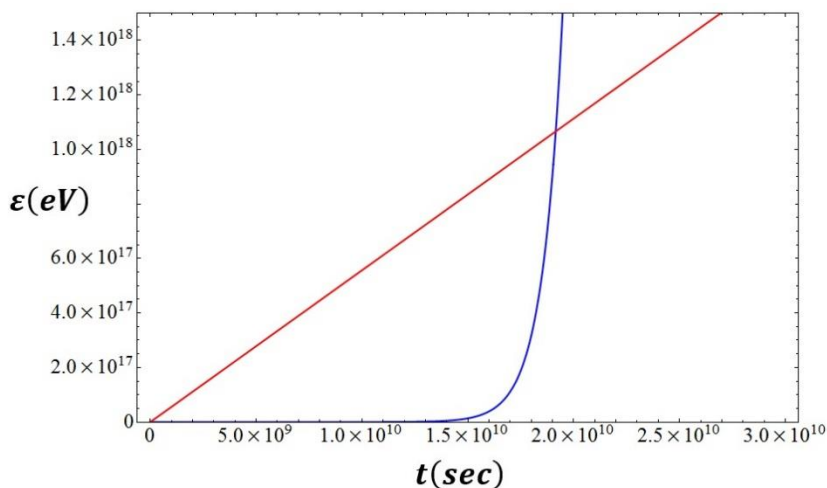
$$B_t(\tau) = B_t(\tau_2) + E \int_{\tau_2}^{\tau} \frac{d(m_b \tau)}{B_t(\tau)}. \quad (23 - 3)$$

هدف ما اینجا حل این معادله نیست، چرا که میدان مغناطیسی کل به طور همزمان با مسئله ما به صورت عددی حل شده و به تصویر در آمده است. از این معادله نتیجه می گیریم که میدان مغناطیسی کل (و در نتیجه میدان مغناطیسی پس زمینه) در محل ذره به صورت تابعی از $m_b \tau$ می باشد. همانطور که در [شکل ۳-۱۵](#) هم دیده می شود با مقایسه نمودارها می توان دید که برای نمودار m_{b1} دو برابر زمان می برد تا میدان مغناطیسی کل با مقدار متناظر آن بر روی m_{b2} برابر شود.

۳-۵. مقایسه ی نتایج با سازوکار فرمی

حال می خواهیم نتایج بدست آمده در این بخش برای انرژی ذره را با انرژی ذره در فرایند شتابدهی معروف فرمی مقایسه کنیم. از آنجایی که آهنگ افزایش انرژی در حالت گرادیان منفی

پس زمینه ($m_b < 0$) بیشتر است، فقط نتایج بدست آمده در بخش ۳-۴-۱ را وارد مقایسه می کنیم. به منظور اینکه این مقایسه منطقی باشد فرض می کنیم که بازه‌ی زمانی اول در شتابدهی با گرادیان منفی، نسبت به زمان شتابدهی قابل چشم پوشی باشد و همچنین ذره در شروع فرایند شتابدهی انرژی ای برابر با 2 GeV داشته باشد (ذره ای با این انرژی به سادگی می تواند وارد سیکل فرمی شود (Fermi 1949)). [شکل ۳-۱۶](#) تحول انرژی ذره را برای دو سازوکار نشان می دهد. سرعت شوک های مغناطیده فضایی را در هر دو نمودار یکسان و برابر β_p قرار داده ایم، و برای رسم نمودار فرمی فرض کرده ایم که مسافت آزاد بین برخوردها 10 پارسک باشد. در این شکل مشاهده می شود که در ابتدا سازوکار MTA سریعتر عمل می کند اما بعد از گذشت زمان کافی رشد نمایی انرژی در شتابدهی فرمی، رشد خطی انرژی MTA را پشت سر می گذارد. با مقادیر عددی انتخابی ما پیشی گرفتن انرژی فرمی در زمان $t = 2 \times 10^{10} \text{ s}$ اتفاق می افتد در حالی که ذره دارای انرژی $\varepsilon = 10^{18} \text{ eV}$ است.



شکل ۳-۱۶. نمودار انرژی بر حسب زمان برای دو فرایند MTA و مرتبه دوم فرمی. نمودار قرمز و آبی به ترتیب انرژی بدست آمده در سازوکار های MTA و فرمی را نمایش می دهند.

۶-۳. خلاصه‌ی مطالب

همانطور که در توضیحات فصل ۲ خواندیم، هنگامی که شوک در میدان مغناطیسی پادموازی یکنواخت پس زمینه حرکت می‌کند، ذرات باردار در لایه‌گذار شوک به دام می‌افتند و توسط سازوکار MTA به طور پیوسته شتاب می‌گیرند. حال اگر فرض کنیم بزرگی میدان پس زمینه در راستای حرکت به طور خطی تغییر کند، بر اساس علامت گرادیان میدان پس زمینه دو حالت به وجود می‌آید.

اگر گرادیان پس زمینه منفی باشد، همزمان با حرکت موج شوک، بزرگی میدان پس زمینه افزایش می‌یابد. در این حالت ذره‌آزمون به سمت داخل لایه‌گذار کشیده می‌شود و در معرض میدان الکتریکی قویتری قرار می‌گیرد. این رویداد باعث افزایش روند رشد انرژی می‌شود. این فرایند تا زمانی ادامه پیدا می‌کند که اندازه‌ی میدان پس زمینه با ماکسیمم میدان شوک برابر شود. از آن زمان به بعد ذره دیگر در راستای شوک پیش نمی‌رود و آهنگ افزایش انرژی به اشباع می‌رسد.

اگر گرادیان میدان پس زمینه مثبت باشد مسأله به کلی عوض می‌شود. در این حالت با حرکت شوک میدان کاهش یافته، از بین می‌رود و سپس در راستای موازی با میدان شوک افزایش می‌یابد. در این حالت ذره شتاب گرفتن با سه فرایند متفاوت را تجربه می‌کند. فرایند اول همان سازوکار MTA است. درست بر عکس حالت گرادیان منفی، ذره در اثر کاهش میدان پس زمینه به سمت خارج لایه‌گذار سوق پیدا می‌کند و با میدان الکتریکی ضعیفتری شتاب می‌گیرد. این باعث می‌شود که آهنگ افزایش انرژی کندتر شود. با از بین رفتن میدان پس زمینه، نیروی مغناطیسی بازگرداننده در خارج از شوک عمل نمی‌کند و در نتیجه ذره از شوک به بیرون پرتاب می‌شود. چرخش ذره در میدان غیریکنواخت پس زمینه باعث می‌شود که ذره مجدداً چندین بار وارد شوک شده و در هر بار رویارویی با شوک، با سازوکار واجهنده شتاب بگیرد. در نهایت این روند هم هنگامی که ذره به طور کامل وارد شوک شود متوقف شده و از آن به بعد شتابدهی توسط سازوکار شتابدهی سوقی ادامه می‌یابد. در این نوع شتابدهی ذره در اثر گرادیان میدان

مغناطیسی، به آرامی در راستای میدان الکتریکی شوک سوق پیدا کرده و انرژی می گیرد. این فرایند هم تا زمانی ادامه می یابد که ابر پلاسما به کلی از روی ذره عبور کند.

۴. شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک کیهانی در میدان مغناطیسی یکنواخت پس زمینه با جهت دلخواه

۴-۱. اهمیت موضوع

همانطور که در فصل دوم بیان کردیم، مشکلات مرتبط با شتابدهی فرمی باعث شد که توجه فیزیکدانان به سمت فرایندهایی که بر اساس پراکندگی ذره از امواج نباشد^۱ جلب شود. در اکثر این رویدادها همانطور که در فصل قبل دیدیم میدان الکتریکی ایجاد شده در اثر حرکت شوک مغناطیده عامل اصلی شتابدهی است. در صورتی که بخواهیم میدان الکتریکی به طور موثر باعث شتابدهی شود باید ذره به گونه ای توسط میدان مغناطیسی مهار شود که حرکت آن مؤلفه ای در راستای میدان الکتریکی داشته باشد. در فصل دوم فرایند MTA را به طور کامل بررسی کردیم و نتیجه گرفتیم که در اثر برهم نهی میدان مغناطیسی شوک و میدان پس زمینه کیهانی (IMF)، یک صفحه خنثای مغناطیسی (MNS) در جبهه موج شکل می گیرد. در نتیجه ذره در همسایگی این صفحه خنثی مهار شده و حرکت آن به راستای میدان الکتریکی شوک محدود می شود و با حرکت در راستای این میدان شتاب می گیرد. در معرفی این رویداد فرض کردیم که میدانهای

¹ scatter-free mechanisms

پس زمینه و میدان شوک کاملاً پادموازی باشند (Takeuchi 2005). با اینکه این فرض برای سادگی و فهم بهتر مطلب مفید است، اما بسیار محدود کننده است و باعث ایجاد فاصله بین محتوای تحلیلی مسأله و واقعیتهای اخترفیزیکی می شود.

در طبیعت عوامل بسیار زیادی در شتابدهی ذرات اثر می گذارند. به عنوان نمونه می توان به پراکندگی ذرات در اثر ارتعاشات میدان مغناطیسی در سحابی ها ((Kulsrud 2020)؛ (Longair 2011))، عکس العمل ذرات شتابدیده بر روی میدانهای الکترومغناطیسی

((Blasi 2002))، و تحولات میدان مغناطیسی سحابی در اثر تبادل بین انرژی جنبشی و مغناطیسی (که در اثر پدیده ای موسوم به dynamo effect صورت می گیرد (Brandenburg and Subramanian 2005)) اشاره کرد. با مطالعه گزارشات مربوط به هر یک از این پدیده ها می توان نتیجه گرفت که تمامی این اثرات در شرایط خاصی مهم و در صورت عدم برقراری این شرایط قابل چشم پوشی می باشند. در بین تمامی فرضیات واقعی و اثرگذار در اخترفیزیک، در نظر گرفتن راستای دلخواه برای میدان پس زمینه کیهانی و همچنین اختصاص دادن سرعت اولیه به بار آزمون غیر قابل اجتناب است. در این فصل می خواهیم شتابدهی را در شرایطی بررسی کنیم که راستای میدان مغناطیسی پس زمینه دلخواه باشد و همچنین ذره در ابتدا در دام مغناطیسی نبوده بلکه در فضای آزاد در حرکت باشد. در این بررسی تا جای ممکن از حل تحلیلی استفاده خواهیم کرد و در صورت عدم امکان بررسی تحلیلی مسأله، به روشهای عددی برای حل معادلات حرکت روی می آوریم تا فرایندهای مؤثر در شتابدهی را بررسی کنیم. نتایج بدست آمده در این فصل تمام حالت های ممکن در شتابدهی ذرات باردار در برخورد با یک شوک مغناطیده را بررسی می کند و نشان می دهد که فرایند MTA تنها یکی از حالت های ممکن در شتابدهی است که تنها در شرایط خاصی رخ می دهد. در اکثر موارد ذره در اثر برخورد وارد ابر می شود و شتابدهی توسط فرایند مارپیچ انجام می پذیرد. علاوه بر این دو رویداد، مواردی هم وجود دارد که ذره در برخورد با سحابی، پس از یک افزایش جزئی در انرژی، منعکس شده و به فضای آزاد فرار می کند. شرایط وقوع هر یک از این رویدادها و سرگذشت ذره در هر فرایند به طور کامل در این فصل بررسی خواهد شد.

۲-۴. تعریف مسأله

فضای سه بعدی نامحدودی را در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم که یک شوک مغناطیده با سرعت v_p در راستای y در فضای مغناطیده کیهانی در حرکت باشد. بزرگی میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی (IMF) را در تمام این فصل ثابت و برابر $B_0 = 1\mu G$ در نظر می‌گیریم اما در مورد جهت آن محدودیتی اعمال نمی‌کنیم. با استفاده از مدل شیب می‌توان مانند فصل قبل میدان مغناطیسی موج شوک را به صورت زیر بیان کرد:

$$B_c = \frac{B_m}{2} \left[1 - \tanh\left(\frac{y - v_p t}{\delta}\right) \right] \hat{z}, \quad (1)$$

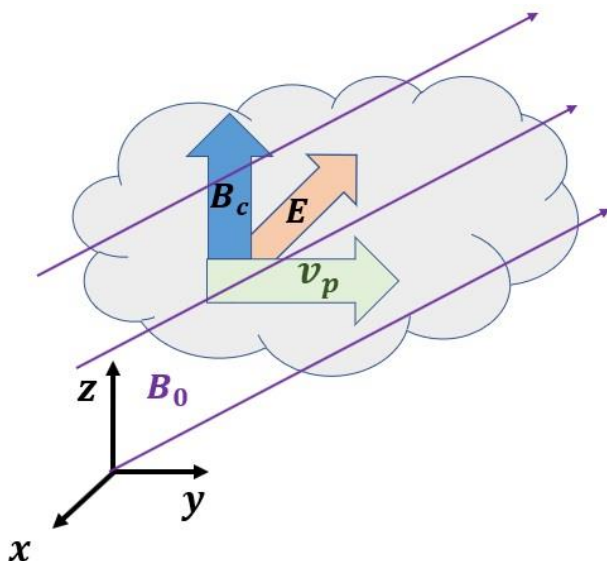
- 4)

که در این معادله B_m بیشینه میدان شوک است و پارامتر δ تعیین کننده ضخامت لایه گذار است (با رسم تابع می‌توان دید که ضخامت لایه گذار حدود ۴ برابر δ است). همانطور که قبلاً عنوان کردیم، حرکت این میدان مغناطیسی در فضا باعث ایجاد یک میدان الکتریکی متحرک می‌شود که به صورت زیر قابل بیان است:

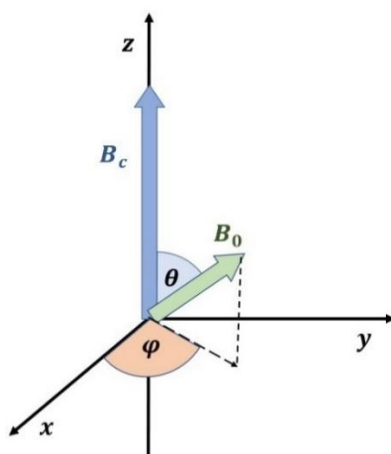
$$E = \frac{v_p \times B_c}{c}. \quad (2 - 4)$$

اگر بدون محدود کردن مسأله فرض کنیم میدان مغناطیسی شوک در راستای z باشد، میدان الکتریکی به وجود آمده در راستای x خواهد بود.

برای تعریف راستای میدان مغناطیسی پس زمینه از مختصات کروی استفاده کرده و زوایای قطبی و سمتی بین بردار میدان پس زمینه و میدان مغناطیسی شوک را با θ و φ نشان می‌دهیم. حرکت موج شوک و میدان‌های الکترومغناطیسی مسأله در [شکل ۴-۱](#) و زوایای بین بردارهای مغناطیسی در [شکل ۴-۲](#) به تصویر در آمده‌اند.



شکل ۴-۱. مدل ابر پلاسمایی متحرک. با فرض اینکه حرکت در راستای y و میدان مغناطیسی شوک در راستای z باشد، میدان الکتریکی ناشی از حرکت در راستای x خواهد بود.



شکل ۴-۲. نمایش برداری میدان های مغناطیسی شوک و پس زمینه ی کیهانی (IMF). برای بیان هندسه مسئله از دستگاه مختصات کروی استفاده شده است.

۳-۴. معادلات حرکت ذره آزمون

در این بخش با استفاده از روش ذره آزمون، معادلات حرکت را عنوان کرده و با ساده سازی آنها فرم نهایی معادلات دیفرانسیل را برای سرعت ذره به صورت مؤلفه ای بدست می آوریم. معادلات حرکت برای یک ذره ی باردار تحت تأثیر نیروی الکترومغناطیسی توصیف شده در [شکل ۱-۴](#) به صورت زیر بیان می شود.

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_x) = q \left[E + \frac{v_y}{c} (B_c + B_z) - \frac{v_z}{c} B_y \right] \quad (3-4)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_y) = q \left[\frac{v_x}{c} (B_c + B_z) - \frac{v_z}{c} B_x \right] \quad (4-4)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_z) = q \left[\frac{v_x}{c} B_y - \frac{v_y}{c} B_x \right] \quad (5-4)$$

که در این معادلات $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ضریب لورنتس، و $B_{x,y,z}$ مؤلفه های B_0 بر روی محورهای متناظر می باشد. مجدداً پیش از ساده سازی، معادلات بالا را با استفاده از تغییر متغیر نرمالیزه می کنیم. به این منظور از متغیرهای بدون بعد

$$\bar{\omega}_{x,y,z} = \frac{\omega_{x,y,z}}{\omega_{b0}}, \quad \bar{\omega}_c = \frac{\omega_c}{\omega_{b0}}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \tau = t\omega_{b0} \quad (6-4)$$

استفاده می کنیم که در آنها:

$$\omega_{b0} = \frac{q B_0}{m c}, \quad \omega_{x,y,z} = \frac{q B_{x,y,z}}{m c}, \quad \omega_c = \frac{q B_c}{m c} \quad (7-4)$$

هستند. علاوه بر این، مانند فصل قبل تمامی ابعاد طول بدون تغییر نام به طول c/ω_{b0} نرمال شده اند.

پس از نرمالیزاسیون، معادلات ۳-۴ تا ۵-۴ به صورت زیر بیان می شوند:

$$\gamma \frac{d\beta_x}{d\tau} + \beta_x \frac{d\gamma}{d\tau} = -\beta_p \bar{\omega}_c + (\beta_p + \beta_y)(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) - \beta_z \bar{\omega}_y, \quad (8-4)$$

$$\gamma \frac{d\beta_y}{d\tau} + (\beta_p + \beta_y) \frac{d\gamma}{d\tau} = -\beta_x(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) + \beta_z \bar{\omega}_x, \quad (9-4)$$

$$\gamma \frac{d\beta_z}{d\tau} + \beta_z \frac{d\gamma}{d\tau} = \beta_x \bar{\omega}_y - (\beta_p + \beta_y) \bar{\omega}_x. \quad (10-4)$$

حال با توجه به اینکه:

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\partial \gamma}{\partial \beta_x} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\partial \gamma}{\partial \beta_y} \frac{d\beta_y}{d\tau} \\ + \frac{\partial \gamma}{\partial \beta_z} \frac{d\beta_z}{d\tau}, \end{aligned} \quad (11-4)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\beta_x}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_p + \beta_y}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{\beta_z}{\gamma^3} \frac{d\beta_z}{d\tau}. \quad (12-4)$$

خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3} \right) \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{\beta_x \beta_z}{\gamma^3} \frac{d\beta_z}{d\tau} \\ = -\beta_p \bar{\omega}_c + (\beta_p + \beta_y)(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) - \beta_z \bar{\omega}_y, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \left(\gamma + \frac{(\beta_p + \beta_y)^2}{\gamma^3} \right) \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{(\beta_p + \beta_y) \beta_z}{\gamma^3} \frac{d\beta_z}{d\tau} \\ = -\beta_x(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) + \beta_z \bar{\omega}_x, \end{aligned}$$

$$\frac{\beta_x \beta_z}{\gamma^3} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_z (\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} + \left(\gamma + \frac{\beta_z^2}{\gamma^3} \right) \frac{d\beta_z}{d\tau} = \beta_x \bar{\omega}_y - (\beta_p + \beta_y) \bar{\omega}_x, \quad (13-4)$$

که این عبارات با مرتب سازی و حذف ضریب $\frac{d\beta_x}{d\tau}$ به صورت زیر تبدیل می شود:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_x (\beta_p + \beta_y)}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3} \right) \gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{\beta_x \beta_z}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3} \right) \gamma^3} \frac{d\beta_z}{d\tau} \\ = \frac{-\beta_p \bar{\omega}_c + (\beta_p + \beta_y) (\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) - \beta_z \bar{\omega}_y}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3} \right)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \left(\frac{\gamma + \frac{(\beta_p + \beta_y)^2}{\gamma^3}}{\left(\frac{\beta_x (\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \right)} \right) \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{\frac{(\beta_p + \beta_y) \beta_z}{\gamma^3}}{\left(\frac{\beta_x (\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \right)} \frac{d\beta_z}{d\tau} \\ = \frac{-\beta_x (\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) + \beta_z \bar{\omega}_x}{\left(\frac{\beta_x (\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3} \right)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_x}{d\tau} + \frac{\beta_z (\beta_p + \beta_y)}{\left(\frac{\beta_x \beta_z}{\gamma^3} \right) \gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} + \frac{\left(\gamma + \frac{\beta_z^2}{\gamma^3} \right)}{\left(\frac{\beta_x \beta_z}{\gamma^3} \right)} \frac{d\beta_z}{d\tau} = \frac{\beta_x \bar{\omega}_y - (\beta_p + \beta_y) \bar{\omega}_x}{\left(\frac{\beta_x \beta_z}{\gamma^3} \right)}. \quad (14) \\ - 4) \end{aligned}$$

با فرض اینکه مشتقات سرعتها مجهول باشند دستگاه معادلات ۴-۱۴ یک دستگاه سه معادله سه مجهول به صورت زیر تشکیل می دهند:

$$\frac{d\beta_x}{d\tau} = -\frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3}\right)\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} - \frac{\beta_x\beta_z}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3}\right)\gamma^3} \frac{d\beta_z}{d\tau} + \frac{-\beta_p\bar{\omega}_c + (\beta_p + \beta_y)(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) - \beta_z\bar{\omega}_y}{\left(\gamma + \frac{\beta_x^2}{\gamma^3}\right)}, \quad (15)$$

- 4)

$$\frac{d\beta_x}{d\tau} = -\left(\frac{\gamma + \frac{(\beta_p + \beta_y)^2}{\gamma^3}}{\left(\frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3}\right)}\right) \frac{d\beta_y}{d\tau} - \frac{\frac{(\beta_p + \beta_y)\beta_z}{\gamma^3}}{\left(\frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3}\right)} \frac{d\beta_z}{d\tau} + \frac{-\beta_x(\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_b) + \beta_z\bar{\omega}_x}{\left(\frac{\beta_x(\beta_p + \beta_y)}{\gamma^3}\right)}, \quad (16)$$

- 4)

$$\frac{d\beta_x}{d\tau} = -\frac{\beta_z(\beta_p + \beta_y)}{\left(\frac{\beta_x\beta_z}{\gamma^3}\right)\gamma^3} \frac{d\beta_y}{d\tau} - \frac{\left(\gamma + \frac{\beta_z^2}{\gamma^3}\right)}{\left(\frac{\beta_x\beta_z}{\gamma^3}\right)} \frac{d\beta_z}{d\tau} + \frac{\beta_x\bar{\omega}_y - (\beta_p + \beta_y)\bar{\omega}_x}{\left(\frac{\beta_x\beta_z}{\gamma^3}\right)}. \quad (17)$$

- 4)

حال با حذف $\frac{d\beta_x}{d\tau}$ دستگاه را به دو معادله دو مجهول تبدیل کرده و حل می‌کنیم و سپس با جایگذاری نتایج بدست آمده برای $\frac{d\beta_y}{d\tau}$ و $\frac{d\beta_z}{d\tau}$ در معادله [۴-۱۷](#)، $\frac{d\beta_x}{d\tau}$ را نیز محاسبه می‌کنیم (مراحل حل را از آنجایی که نکته‌ی خاصی در بر ندارد حذف کرده و نتیجه نهایی را می‌نویسیم):

$$\frac{d\beta_x}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} [\beta_y(\bar{\omega}_c + \bar{\omega}_z) + \beta_p(\beta_x^2 - 1)\bar{\omega}_c - \beta_z\bar{\omega}_y], \quad (18)$$

- 4)

$$\frac{d\beta_y}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} [\beta_x \beta_p \beta_y \bar{\omega}_c - \beta_x (\bar{\omega}_c + \bar{\omega}_z) + \beta_z \bar{\omega}_x], \quad (19)$$

- 4)

$$\frac{d\beta_z}{d\tau} = \frac{1}{\gamma} [\beta_p \beta_z \beta_x \bar{\omega}_c - \beta_y \bar{\omega}_x + \beta_x \bar{\omega}_y]. \quad (20 - 4)$$

معادلات بالا معادلات دیفرانسیل درجه اول توصیف کننده تحولات مؤلفه های سرعت ذره آزمون هستند. برای اطمینان از صحت این معادلات، می توان مانند فصل قبل این باز نیز پاسخ آنها را با نتایج بدست آمده در گزارشات قبلی (برای حالت $\theta = \pi$) در رابطه با شتابدهی از طریق MTA مقایسه کرد و به انطباق معادلات و همچنین نتایج عددی ما و نتایج تحلیلی گزارش شده در (Takeuchi 2005) پی برد (که به دلیل یکسان بودن نتایج با فصل پیش، در این فصل از تکرار این کار خودداری می کنیم).

۴-۴. بررسی تحلیلی حالت های حدی $\varphi = 0$ و $\varphi = \pi/2$

برای تسلط بیشتر به موضوع، پیش از در نظر گرفتن راستای دلخواه برای میدان پس زمینه، دو حالت حدی را برای زاویه سمتی بررسی می کنیم. این دو حالت عبارتند از میدان پس زمینه ای که با جهت موج (صفحه ی xOz) موازی است ($\varphi = 0$)، و حالتی که میدان در صفحه yOz قرار دارد ($\varphi = \pi/2$). در این حالت های حدی می توان با استفاده از تقریب های مناسب، مسأله را به صورت تحلیلی بررسی کرد و از این طریق مفاهیم فیزیکی را از نمودارهای ترسیم شده استخراج نمود.

مقادیر عددی استفاده شده در این بررسی به نوعی انتخاب شده اند که با مقادیر مشاهده شده در کیهان سازگار باشند. یک ابر پلاسمایی حامل میدان مغناطیسی بیشینه $B_m = 3 \mu G$ (که بنابر مشاهدات برابر با مقدار تقریبی rms میدان مغناطیسی داخلی یک سحابی نوعی می باشد (Padoan et al. 2010))، با سرعتی برابر با $\beta_p = 0/01$ (که نشان دهنده ی سرعتی در حوزة نسبیتی ضعیف می باشد) به سمت پروتونی که در ابتدا با سرعت اولیه ی $\beta_y = -0/1$ در مکان اولیه ی $y = 1$ قرار دارد، حرکت می کند. موقعیت اولیه ی شوک (نقطه ی میانی لایه گذار) در

$y = 0$ فرض شده است و ضخامت لایه برابر با یک طول لختی یون^۱ در محیطی فرض شده است که چگالی پلاسما برابر $n = 0/002 \text{ cm}^{-3}$ (این نوع پلاسماهای رقیق به عنوان مثال در لایه‌های خارجی هلیوسفر^۲ مشاهده شده اند ((Hobara et al. 2010); (Gurnett and Kurth 2019)).

۴-۱. حالت اول: میدان پس زمینه بر روی صفحه xoz ($\varphi = 0$)

در این بخش فرض می‌شود که بردار میدان پس زمینه بر روی صفحه xoz باشد. این حالت به صورت ریاضی با جایگذاری کردن مقادیر زیر در فرم نهایی معادلات حرکت (معادلات ۴-۱۸ تا ۴-۲۰) اعمال می‌شود:

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_x &= \sin\theta, & \bar{\omega}_y &= 0, & \bar{\omega}_z &= \cos\theta. \end{aligned} \quad (22 - 4)$$

همانطور که نتیجه خواهیم گرفت، بسته به زاویه بین میدان شوک و میدان پس زمینه، ذره می‌تواند توسط دو فرایند کاملاً متفاوت شتاب بگیرد. یکی از این فرایندها در واقع همان MTA است که در آن ذره در جبهه موج شوک به دام می‌افتد و در حالی که با موج حرکت می‌کند، در اثر حضور در معرض میدان الکتریکی شتاب می‌گیرد. برای بررسی تحلیلی این فرایند، از حرکت نوسانی ذره صرف نظر کرده و فرض می‌کنیم که ذره با شوک حرکت می‌کند ($\beta_y \simeq \beta_p$). حال دنبال حالت تعادلی می‌گردیم که سیستم با گذشت زمان به آن سوق پیدا می‌کند. در حالت تعادل سرعت ذره بسیار نزدیک به سرعت نور خواهد بود و تغییر قابل توجهی در سرعت آن صورت نمی‌گیرد. معادلات حرکت در حالت تعادل به صورت زیر خلاصه می‌شود:

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_c - \bar{\omega}_z + (\beta_x^2 - 1)\bar{\omega}_c \\ = 0, \end{aligned} \quad (23 - 4)$$

¹ ion inertial length

² heliosphere

$$(\beta_p^2 - 1)\bar{\omega}_c + \bar{\omega}_z + \frac{\beta_z}{\beta_x}\bar{\omega}_x = 0, \quad (24 - 4)$$

$$\beta_x\beta_z\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_x = 0. \quad (25 - 4)$$

با حذف ω_c بین معادلات ۲۳-۴ و ۲۵-۴ نتیجه زیر برای نسبت بین سرعتها بدست می آید:

$$\frac{\beta_z}{\beta_x} = \frac{\bar{\omega}_x}{\bar{\omega}_z} \simeq \tan \theta. \quad (26 - 4)$$

با جایگذاری این نتیجه در رابطه ۲۴-۴ برای ω_c خواهیم داشت:

$$\bar{\omega}_c = \gamma_p^2 \left(-\frac{1}{\cos \theta} \right). \quad (27 - 4)$$

معادله بالا شرط مهار شدگی^۱ می باشد. به این معنی که اگر این شرط برقرار باشد، ذره با جبهه موج حرکت می کند و توسط فرایند MTA شتاب می گیرد. با مقایسه معادله ۲۷-۴ با نتیجه بدست آمده برای مورد میدان های پادموازی ($\theta = \pi$)، نتیجه می گیریم که در این حالت محور حرکت نوسانی ذره برای برآورده کردن شرط مهار شدگی در راستای افزایش $\bar{\omega}_c$ حرکت می کند و در نتیجه ذره در معرض میدان الکتریکی بزرگتری قرار می گیرد.

پیش از حل عددی معادلات و بررسی نتایج از روی نمودارها، قصد داریم با استفاده از تقریهای مناسب، رابطه ای تحلیلی برای بهره انرژی بدست آوریم. به این منظور با دانش به اینکه شتابدهی توسط میدان الکتریکی در محور حرکت نوسانی انجام می شود، کار انجام شده توسط این میدان را روی ذره محاسبه می کنیم.

¹ trapping condition

$$w = \int F \cdot dx = \int -q\beta_p B_c dt, \quad (28-4)$$

که بر حسب کمیت های معرفی شده در بخش ۳-۳ به صورت زیر تبدیل می شود:

$$\begin{aligned} w &= \int_0^{\tau} q\beta_p B_c \frac{\beta_{xc}}{\omega_{b0}} d\tau \\ &= q\beta_p B_c c \frac{\cos \theta}{\omega_{b0}} \tau. \end{aligned} \quad (29-4)$$

با مساوی قرار دادن این کار با انرژی جنبشی ذره، می توان با تقریب خوبی (صرف نظر از انرژی سکون در برابر انرژی جنبشی) معادله ای به صورت زیر به دست آورد:

$$q\beta_p B_c c \frac{\cos \theta}{\omega_{b0}} \tau \simeq \gamma mc^2, \quad (30-4)$$

که پس از ساده سازی و جایگذاری $\bar{\omega}_c$ از رابطه ۴-۲۷، به رابطه ای تحلیلی برای γ تبدیل می شود:

$$\gamma = \beta_p \gamma_p \tau. \quad (31-4)$$

رابطه ای مشابه با این معادله را می توان با استفاده از انتگرال گیری مستقیم از روابط ۴-۳ و ۴-۵ و جایگذاری نتایج بدست آمده در تعریف γ نیز بدست آورد (Takeuchi 2016). با توجه به معادله بالا نتیجه می گیریم که اگر ذره در دام مغناطیسی بیافتد و با سازوکار MTA شتاب بگیرد، بهره انرژی به زاویه θ بستگی نخواهد داشت.

اینک بازمی گردیم به بررسی شرط مهارشدگی در معادله ۴-۲۷. این شرط در صورتی که زاویه θ از حدی کوچکتر باشد نمی تواند برآورده شود. به عبارت دیگر اگر زاویه θ کوچکتر

از مقداری باشد که بیشینه مقدار $\bar{\omega}_c$ (که آن را با $\bar{\omega}_{cm}$ نشان می‌دهیم) بتواند شرط مهار شدگی را برآورده کند، ذره نمی‌تواند به دام بیافتد. این زاویه را به راحتی می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$\theta_c = \arccos\left(-\frac{\gamma_p^2}{\bar{\omega}_{cm}}\right). \quad (32-4)$$

برای $\theta < \theta_c$ ، نیروی مهارکننده نمی‌تواند ذره ای که به داخل ابر حرکت می‌کند را به بیرون براند و در نتیجه ذره وارد ابر می‌شود. حرکت ذره در داخل ابر پلاسما مشابه حرکت یک ذره نسبیتی در میدانهای الکترومغناطیسی می‌باشد. در این نوع حرکت ذره علاوه بر چرخش لارموری عمود بر میدان مغناطیسی کل و حرکت سوقی در اثر سوق $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ، آزاد است در راستای میدان مغناطیسی حرکت کند. حال با توجه به اینکه جهت میدان مغناطیسی کل به میدان الکتریکی عمود نیست، ذره در حین حرکت می‌تواند با سازوکار مارپیچ شتاب بگیرد. همانطور که در فصل قبل بررسی کردیم، آهنگ تغییر انرژی در این فرایند بستگی به زاویه بین میدان مغناطیسی کل و میدان الکتریکی دارد.

حال به بررسی تحلیلی این فرایند خواهیم پرداخت. با توجه به مختصات مسأله (که در [شکل ۴-۱](#) رسم شده است) سرعت سوق ذره به صورت زیر خواهد بود:

$$\mathbf{v}_d = \frac{E}{B_t} \hat{\mathbf{y}}, \quad (33-4)$$

که در این رابطه $B_t = \sqrt{B_0^2 + B_m^2 + 2B_0B_m \cos \theta}$ میدان مغناطیسی کل می‌باشد. به این دلیل که حرکت ابر پلاسما را نسبیتی ضعیف فرض کردیم، میدان الکتریکی بسیار کوچکتر از میدان مغناطیسی خواهد بود ($\beta_p \ll 1$) و در نتیجه از سرعت سوقی ذره در مقابل سرعت شتابدار آن صرف نظر می‌کنیم تا بتوانیم مانند بخش قبل رابطه‌ای تحلیلی برای γ بدست آوریم.

در این بررسی تحلیلی از بستگی میدانها به ناظر صرف نظر کرده و مسأله را کماکان از دید ناظر ساکن بررسی خواهیم کرد. همچنین سرعت ذره را ثابت و برابر C فرض می‌کنیم (زیرا در زمان بسیار ناچیزی به نزدیکی سرعت نور می‌رسد). مجدداً می‌توان مانند مورد قبل بهره‌انرژی را از طریق محاسبه کار انجام شده روی ذره و برابر قرار دادن نتیجه بدست آمده با انرژی ذره محاسبه کرد. با فرضیات بیان شده کافیت مقادیر $\beta_x = \cos \alpha$ (که α زاویه بین میدان مغناطیسی کل و میدان الکتریکی است) و $B_c = B_m$ را در رابطه ۳۰-۴ جایگذاری کنیم تا γ به صورت زیر بدست آید:

$$\gamma \simeq \beta_p \bar{\omega}_{cm} \tau \cos \alpha, \quad (34)$$

- 4)

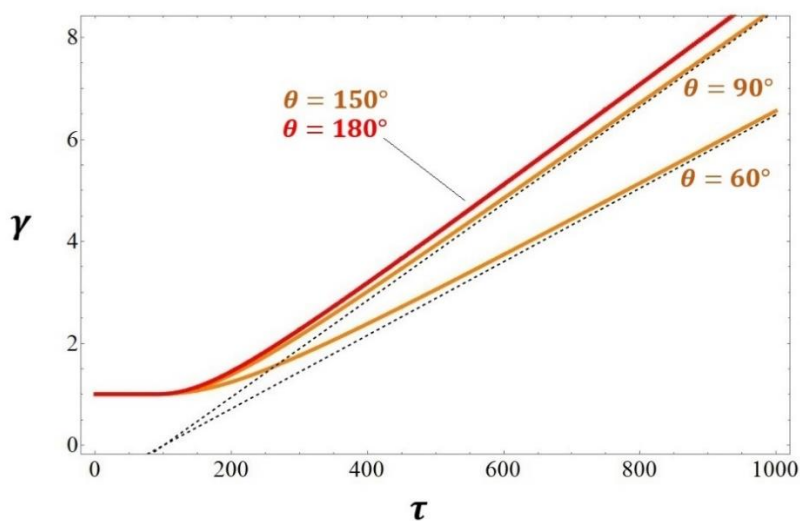
که در این رابطه مقدار $\cos \alpha$ به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\cos \alpha = \sin \theta / \sqrt{1 + \bar{\omega}_{cm}^2 + 2\bar{\omega}_{cm} \cos \theta}. \quad (35)$$

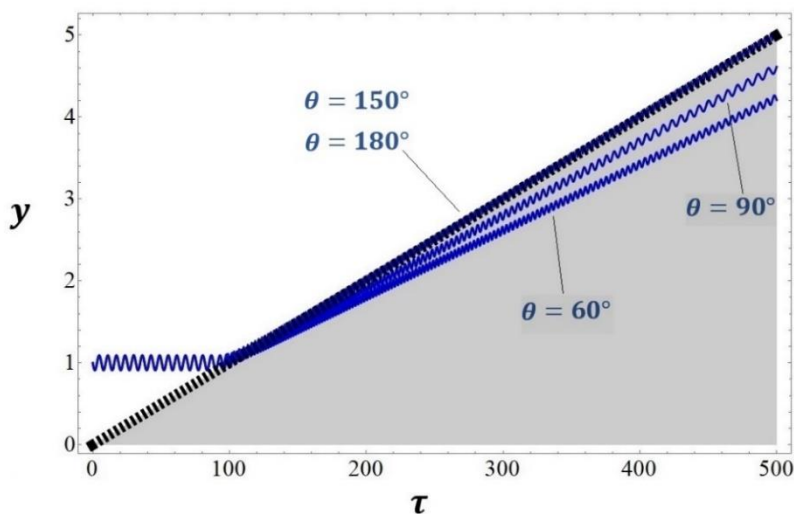
- 4)

رابطه ۳۴-۴ در انتهای این بخش برای مقایسه یا مقادیر عددی بدست آمده در نمودارهای متناظر رسم شده است.

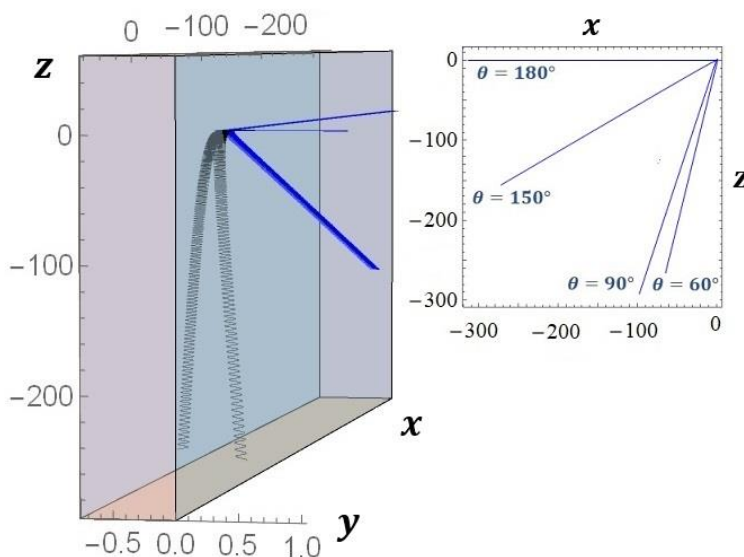
در اینجا با استفاده از حل عددی معادلات حرکت، نتایج را رسم می‌کنیم تا مباحث مطرح شده را روی نمودارها مشاهده کنیم. با جایگذاری مقادیر عددی اختیار شده در معادله ۳۲-۴ مقدار تقریبی زاویه بحرانی برابر با $\theta_c \simeq 108^\circ$ خواهد بود. نتایج عددی بدست آمده برای تحولات γ برای مقادیر مختلف θ در شکل ۳-۴ رسم شده است. علاوه بر این، برای دنبال کردن مسیر حرکت ذره، تحولات مختصه γ ذره و همچنین مسیر حرکت سه بعدی ذره (به انضمام تصویر حرکت ذره روی صفحه‌ی xOz) به ترتیب در شکل‌های ۴-۴ و ۵-۴ رسم شده‌اند.



شکل ۳-۴. تحول زمانی بهره انرژی برای حالت حدی $\varphi = 0$. نقطه چین مشکی رنگ حل معادله ۳۴-۴ را نمایش می‌دهد. برای $\tau > 1000$ بهره انرژی به طور یکنواخت افزایش می‌یابد.



شکل ۴-۴. تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای y . خطوط آبی و نقطه چین مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می‌دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد.



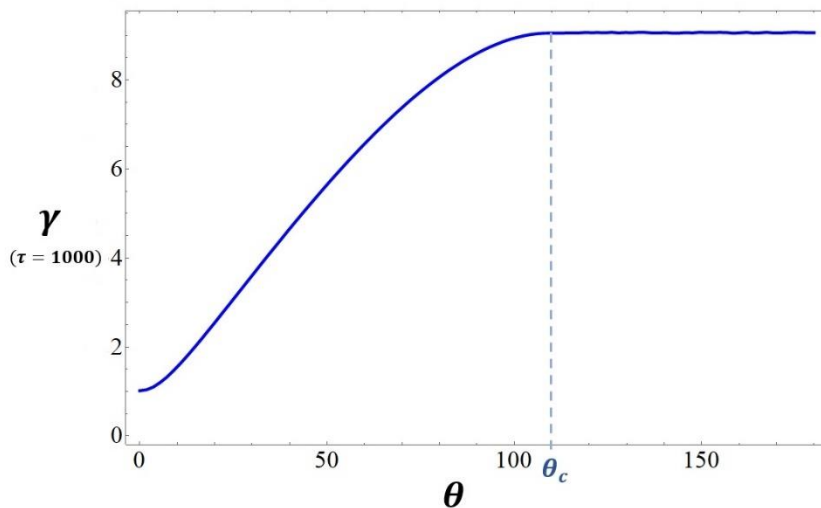
شکل ۴-۵. مسیر حرکت ذره از دید ابر متحرک در بازه $0 < \tau < 500$ به همراه تصویر حرکت ذره بر روی صفحه xOz . با کاهش زاویه θ زاویه بین میدان الکتریکی و مسیر حرکت افزایش می‌یابد.

برای زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی ($\theta > \theta_c$) همانطور که در شکل ۴-۳ مشاهده می‌شود، آهنگ افزایش انرژی مستقل از θ می‌باشد. همچنین در شکل ۴-۴ مشاهده می‌شود که پس از برخورد بین ذره و ابر، ذره با جهت موج منتقل می‌شود که این نشان دهنده فرایند MTA است. همانطور که قبلاً مطرح کردیم با اینکه جهت حرکت ذره در این حالت با میدان الکتریکی شوک زاویه می‌سازد، به دلیل تغییر مکان محور حرکت نوسانی نرخ افزایش انرژی ثابت می‌ماند.

برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی ($\theta < \theta_c$) همانطور که در شکل ۴-۴ مشاهده می‌شود ذره به داخل ابر وارد می‌شود. در این حالت ذره با سازوکار مارپیچ شتاب می‌گیرد که در آن جدا از یک سوق با سرعت ناچیز، حرکت ذره در راستای میدان مغناطیسی برآیند است (یادآوری می‌کنیم که این نتایج برای یک شوک ضعیف نسبیتی دقیق هستند).

حال برای نشان دادن تأثیر θ روی آهنگ افزایش انرژی در شکل ۴-۶ مقدار بهره انرژی در زمان $\tau = 1000$ را برای بازه $0^\circ < \theta < 180^\circ$ رسم می‌کنیم. مشاهده می‌شود که

برعکس فرایند MTA، هنگامی که سازوکار مارپیچ فعال است، آهنگ افزایش انرژی به زاویه وابسته است.



شکل ۴-۶. بهره انرژی در زمان $\tau = 1000$ برای مقادیر مختلف θ . هنگامی که سازوکار MTA فعال است، آهنگ افزایش انرژی مستقل از زاویه است.

مطالب این بخش را می توان به این صورت خلاصه کرد: اگر شرط مهار شدگی برقرار باشد، سازوکار MTA باعث شتابدهی ذره می شود. در این حالت حرکت ذره با میدان الکتریکی زاویه دار خواهد بود، اما از طرفی شتابدهی توسط میدان الکتریکی قویتری انجام می گیرد. این دو اتفاق به طور کامل اثر یکدیگر را خنثی کرده و بهره انرژی همواره یکسان باقی می ماند. اگر شرط مهار شدگی در جبهه موج برقرار نشود ذره به داخل نفوذ می کند و از طریق فرایند مارپیچ شتاب می گیرد. این حرکت مارپیچ شامل چرخش لارموری و حرکت انتقالی در راستای میدان به همراه سوقی در راستای عمود به میدانهای الکتریکی و مغناطیسی می باشد. در این سازوکار همانطور که انتظار می رود آهنگ افزایش انرژی به زاویه بین میدان مغناطیسی کل و میدان الکتریکی بستگی دارد.

۴-۴-۲. حالت دوم: میدان پس زمینه بر روی صفحه yoz ($\varphi = \pi/2$)

در این بخش راستای میدان پس زمینه را موازی با صفحه yoz در نظر می گیریم. این حالت با جایگذاری مقادیر زیر در معادلات حرکت اعمال می شود.

$$\omega_x = 0, \quad \omega_y = \sin \theta, \quad \omega_z = \cos \theta. \quad (36 - 4)$$

این بار نتیجه خواهیم گرفت که فقط تحت شرایط خاصی شتابدهی می تواند با فرایند MTA صورت بگیرد.

در این حالت شرط مهار شدگی به صورت زیر قابل محاسبه است:

$$\bar{\omega}_c = \gamma_p^2 \cos \theta. \quad (37 - 4)$$

از آنجایی که این شرط می تواند برای تمام مقادیر θ برقرار باشد نتیجه می گیریم که شتابدهی توسط فرایند MTA انجام می گیرد. اما از طرفی این فرایند تا زمانی می تواند مؤثر واقع شود که ذره توسط نیروی بازگرداننده در جبهه موج مهار شود. در معادله ۴-۱۹ مادامی که تصویر حرکت ذره در راستای x منفی باشد، نیروی بازگرداننده همواره به سمت محور حرکت نوسانی خواهد بود. کوچک شدن اندازه β_x باعث تضعیف این نیرو شده و در صورتی که جهت حرکت در راستای x به سمت مثبت تغییر کند ($\beta_x > 0$) نیروی بازگرداننده به یک نیروی دافع تبدیل می شود و ذره را از محور نوسان به بیرون پرتاب می کند. در نتیجه برای یک شتابدهی مؤثر توسط سازوکار MTA، سیستم باید به حالتی میل کند که در آن $\beta_x < 0$ باشد. با استفاده از همین شرط و فرض $\beta_x = 0$ در معادلات حرکت (برای حالت مانا)، می توان این بار مقدار تحلیلی زاویه بحرانی را به صورت زیر بدست آورد:

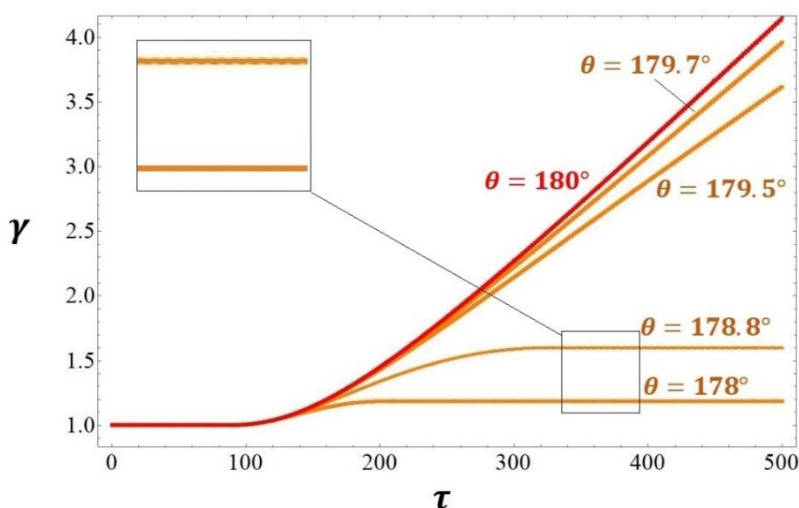
$$\theta_c = \arctan \left(-\frac{\beta_p}{\sqrt{1 - \beta_p^2}} \right). \quad (38 - 4)$$

با توجه به این معادله می توان دریافت که احتمال یک شتابدهی مؤثر توسط فرایند MTA توسط یک شوک ضعیف نسبی بسیار ناچیز است. برای مثال با جایگذاری مقادیر عددی اختیار شده در این بخش در معادله $\beta_p = 0/5$ زاویه بحرانی برابر با $\theta_c \simeq 179/4^\circ$ خواهد بود. در حالی که برای ابری با سرعت $\beta_p = 0/5$ این مقدار برابر با $\theta_c \simeq 150^\circ$ بدست می آید.

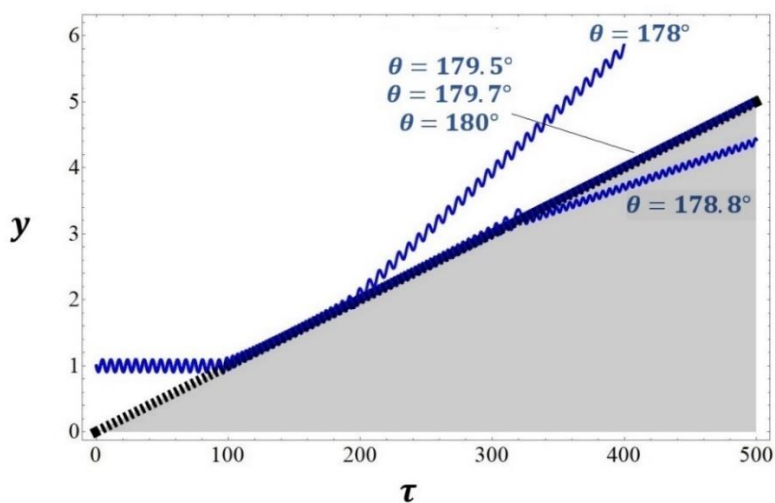
در این حالت با منحرف شدن میدان پس زمینه از حالت پادموازی ایده آل ($\theta = \pi$)، با توجه به معادله $\beta_p = 0/5$ مقدار $\bar{\omega}_c$ نیز کاهش می یابد و در نتیجه محور حرکت نوسانی به سمت میدان الکتریکی ضعیفتر جابه جا می شود. این اتفاق باعث کاهش آهنگ دریافت انرژی می شود. از طرف دیگر با کاهش θ ، زاویه بین حرکت و میدان الکتریکی نیز بزرگتر می شود. بر خلاف حالت قبل که دو رویداد اثر یکدیگر را خنثی می کردند، این بار هر دوی آنها منجر به کاهش آهنگ دریافت انرژی شده، و در نتیجه با کاهش θ ، نرخ افزایش انرژی به شدت کاهش می یابد. هنگامی که نیروی بازگرداننده تبدیل به نیروی دافع شود ذره بسته به اینکه در آن لحظه در کدام سمت محور نوسان قرار داشته باشد می تواند به سمت بیرون شوک و یا به داخل آن پرتاب شود. در صورتی که ذره به بیرون پرتاب شود به سمت فضای آزاد و در راستای میدان مغناطیسی پس زمینه حرکت خواهد کرد و -با مقادیر عددی اختیار شده در اینجا- از شوک فاصله می گیرد. در صورتی که ذره به داخل شوک پرتاب شود در میدان الکترومغناطیسی عمود بر یکدیگر حرکت لارموری و سوقی انجام می دهد و از آنجا که این دو میدان بر یکدیگر عمود هستند علیرغم اینکه انرژی ذره در اثر چرخش در حضور میدان الکتریکی حول مقدار اولیه آن نوسان می کند، مقدار میانگین انرژی همواره ثابت می ماند. در نتیجه در هر دو صورت پس از پرتاب ذره شتابدهی متوقف خواهد شد.

حال با در نظر داشتن مباحث تحلیلی عنوان شده، نتایج عددی بدست آمده را در نمودارها رسم می کنیم. با جایگذاری مقادیر عددی در معادله $\beta_p = 0/5$ مقدار تقریبی زاویه بحرانی $\theta_c \simeq 179/4^\circ$ خواهد بود. تحولات بهره ی انرژی و مؤلفه ی γ مکان در شکل های γ -۴ و γ -۸ و مسیر حرکت ذره در فضا (به همراه تصویر مسیر حرکت روی صفحه ی xOz) در شکل γ -۴ رسم شده اند. در شکل γ -۴ مشاهده می شود که با انحراف میدان پس زمینه از حالت پادموازی، آهنگ

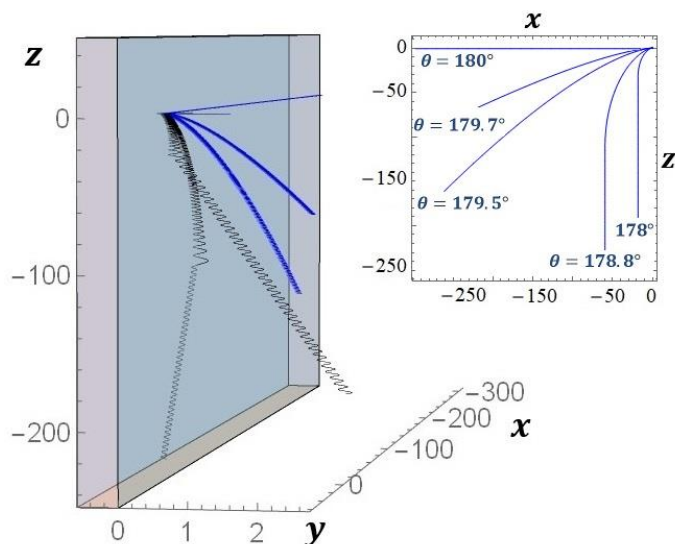
دریافت انرژی کاهش می‌یابد. همچنین دیده می‌شود که برای زوایای کمتر از زاویه بحرانی فرایند شتابدهی در مراحل اولیه خود متوقف شده و ذره به بیرون از محور نوسانی پرتاب می‌شود. در [شکل ۴-۹](#) می‌بینیم که اگر ذره به خارج از شوک پرتاب شود ($\theta = 178^\circ$)، مقدار γ ثابت و بدون تغییر باقی می‌ماند در صورتی که اگر ذره به داخل پرتاب شود ($\theta = 178/8^\circ$) در اثر چرخش ذره در میدان الکتریکی، نمودار γ حول یک مقدار ثابت نوسان خواهد کرد.



شکل ۴-۷. تحولات انرژی برای حالت حدی $\varphi = \pi/2$. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی شتابدهی ادامه پیدا نمی‌کند و ذره از دام به بیرون پرتاب می‌شود. آهنگ افزایش انرژی برای $\tau > 500$ ثابت می‌ماند.

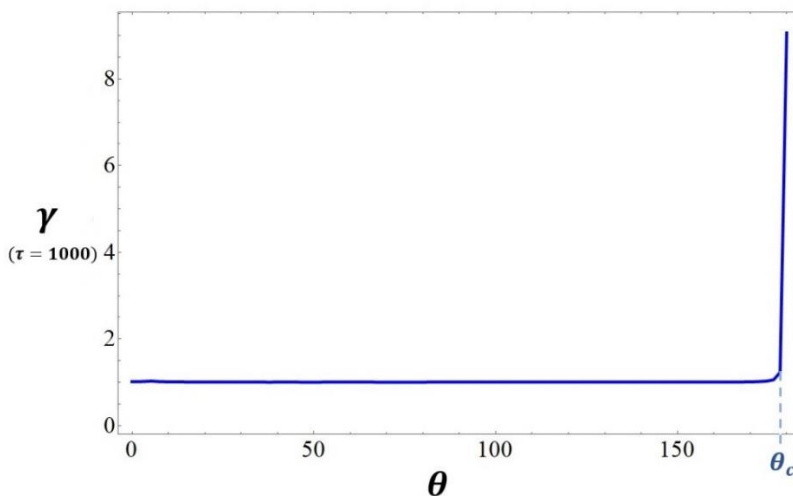


شکل ۴-۸ تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای y . خطوط آبی و نقطه چین مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می‌دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد. هنگامی که نیروی بازگرداننده به نیروی دافع تبدیل می‌شود، ذره یا به درون شوک و یا به فضای آزاد مقابل آن پرتاب می‌شود.



شکل ۴-۹. مسیر حرکت ذره از دید ابر متحرک در بازه $0 < \tau < 500$ به همراه تصویر حرکت ذره بر روی صفحه xOz . با کاهش زاویه θ از حالت پادموازی ایده آل، زاویه بین حرکت و میدان الکتریکی بزرگتر می‌شود. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی شتابدهی ادامه نمی‌یابد.

حال مانند قسمت قبل برای نشان دادن تأثیر زاویه θ روی شتابدهی، در شکل ۴-۱۰ مقدار γ را در زمان $\tau = 1000$ برای مقادیر مختلف θ رسم می‌کنیم. همانطور که انتظار داریم مشاهده می‌شود که شتابدهی از طریق سازوکار MTA فقط برای زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی امکان پذیر است.

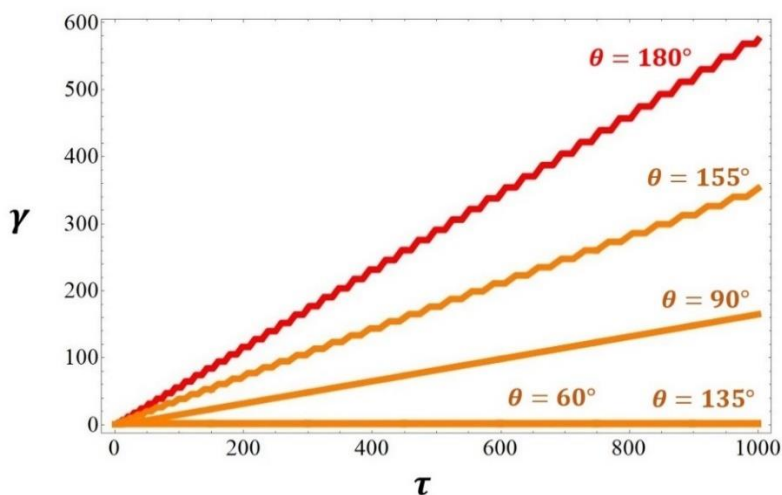


شکل ۴-۱۰. بهره انرژی در $\tau = 1000$ برای مقادیر مختلف θ . سازوکار MTA تنها برای بازه کوچک $110^\circ < \theta < 179/4^\circ$ مؤثر می باشد.

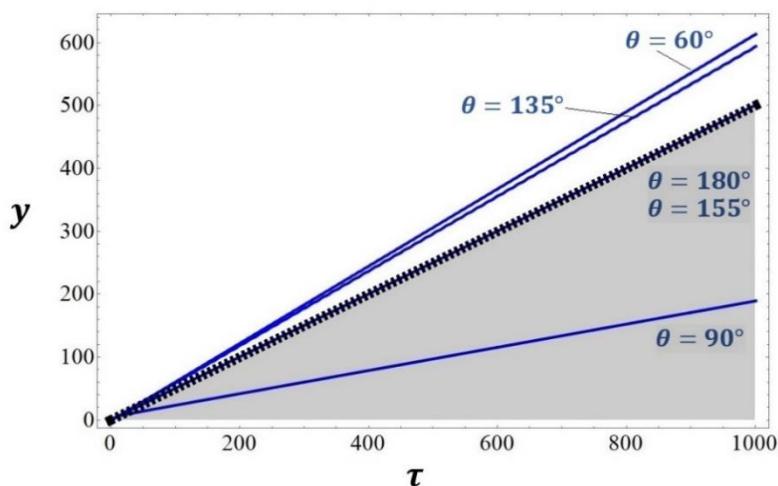
۴-۵. میدان مغناطیسی پس زمینه با جهت دلخواه

در این بخش نتایج بدست آمده را به میدان پس زمینه با جهت دلخواه تعمیم خواهیم داد. بر خلاف حالت‌های حدی که در بخش قبل بررسی شد اینجا به دلیل جفت شدگی معادلات غیر خطی حرکت، استفاده از تقریب و فرمولبندی‌های تحلیلی امکان پذیر نمی باشد. در نتیجه ما یک مقدار خاص را به عنوان نمونه برای زاویه سمتی انتخاب می کنیم و تمام حالت‌های ممکن را بر حسب مقادیر مختلف θ مورد بررسی قرار می دهیم.

فرض می کنیم $\varphi = 0/4\pi$ و سرعت ابر پلاسما برابر با $\beta_p = 0/5$ باشد (این سرعتها برای شوک‌های تولید شده در انفجار پرتوهای گاما صدق می کند). موقعیت ذره مانند قبل در $\gamma = 1$ فرض می شود. مقدار زاویه بحرانی را به صورت عددی می توان در حدود $\theta \simeq 150^\circ$ محاسبه کرد. نتایج عددی برای تحولات γ و γ به ترتیب در شکل‌های ۴-۱۱ و ۴-۱۲ به تصویر درآمده اند.



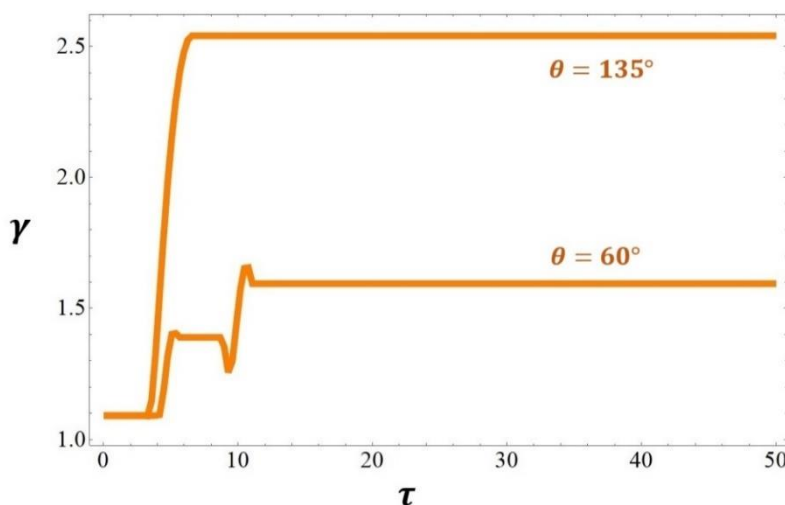
شکل ۴-۱۱. تحولات بهره انرژی برای $\varphi = 0/4\pi$. برای زوایای کوچکتر از زاویه بحرانی ذره یا در اثر یک شتابدهی ناموفق از شوک فرار می کند و یا با سازوکار مارپیچ شتاب می گیرد. برای زوایای بزرگتر از زاویه بحرانی شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می گیرد.



شکل ۴-۱۲. تحولات موقعیت ذره و جبهه موج در راستای γ . خطوط آبی و نقطه چین مشکی به ترتیب موقعیت ذره و جبهه موج را نشان می دهند. ناحیه خاکستری رنگ به فضای پشت شوک اختصاص دارد. برای زوایای

کوچکتر از زاویه بحرانی، ذره می‌تواند پس از یک شتابدهی ناموفق به سمت فضای آزاد مقابل شوک پرتاب شود.

برای بازه $0 < \theta < \theta_c$ همانطور که می‌دانیم فرایند MTA نمی‌تواند مؤثر واقع شود. در این شرایط انتظار می‌رود که ذره وارد ابر پلاسما شده و با فرایند مارپیچ شتاب بگیرد. این انتظار در حالت کلی درست است اما همانطور که در [شکل ۴-۱۱](#) مشاهده می‌کنیم در موارد خاصی (به عنوان مثال برای زوایای $\theta = 60^\circ$ و $\theta = 135^\circ$) برخلاف آنچه انتظار داریم انرژی ذره افزایش نمی‌یابد. برای اینکه علت آن را متوجه شویم، لازم است که در [شکل ۴-۱۳](#) نگاهی دقیق‌تر به مراحل اولیه نمودار تحولات γ بیاندازیم.



شکل ۴-۱۳. تحولات بهره انرژی در مراحل اولیه شتابدهی. ذره در اثر یک یا چند برخورد با جبهه موج می‌تواند انرژی لازم را برای فرار دریافت کند.

در این شکل مشاهده می‌شود که انرژی به طور جزئی افزایش می‌یابد اما این فرایند به دلیل رها شدن ذره از دام مغناطیسی ادامه پیدا نمی‌کند (در [شکل ۴-۱۲](#) نیز برای همین زوایا فرار ذره از ابر پلاسما دیده می‌شود). این افزایش جزئی در انرژی، کافیهست تا سرعت ذره را به نزدیکی سرعت نور برساند تا بتواند از ابر پلاسما فرار کند. بدیهی است که این اتفاق هنگامی ممکن است که

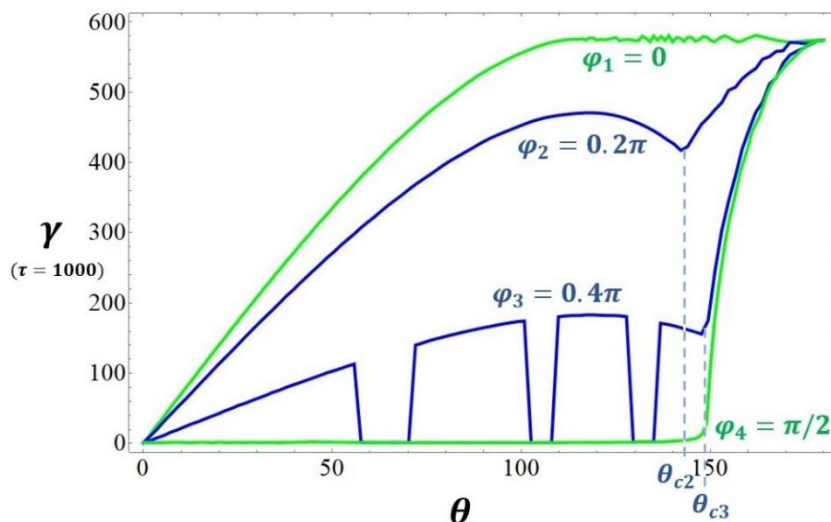
جهت میدان مغناطیسی پس زمینه به ذره اجازه چنین فراری را بدهد. با فرض اینکه سرعت ذره ثابت و برابر C باشد شرط فرار ذره به سادگی به صورت زیر قابل بیان است:

$$\sin \theta \sin \varphi > \beta_p. \quad (39 - 4)$$

در صورتی که این شرط فراهم نشود، ذره در نهایت وارد پلاسما شده و شتابدهی توسط سازوکار مارپیچ انجام می گیرد.

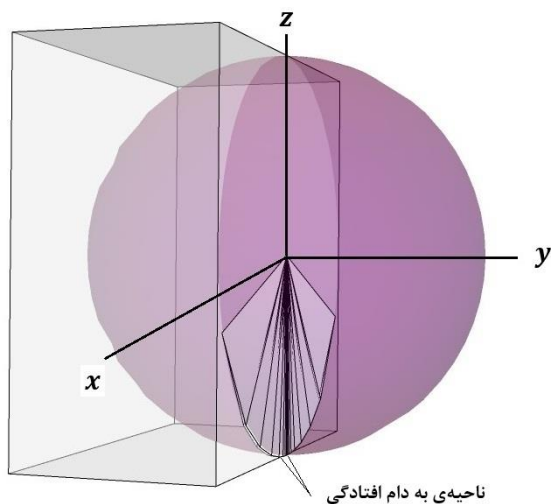
برای $\theta > \theta_c$ ذره توسط نیروی بازگرداننده مغناطیسی در جبهه موج مهار شده و شتابدهی توسط فرایند MTA انجام می گیرد. همانطور که در بخش قبل دیدیم با نزدیکتر شدن جهت میدان پس زمینه به حالت پادموازی ایده آل، علاوه بر اینکه زاویه بین راستای حرکت و راستای میدان الکتریکی کوچکتر می شود، قدرت میدان الکتریکی نیز افزایش می یابد. هر دوی این فاکتورها باعث افزایش آهنگ رشد انرژی می شوند.

در این بخش نیز برای نشان دادن تأثیر راستای میدان پس زمینه روی شتابدهی، اینبار مقادیر متفاوتی برای φ انتخاب می کنیم و در [شکل ۴-۱۴](#) γ را در زمان $\tau = 1000$ به عنوان تابعی از θ رسم می کنیم. در این شکل زوایای بحرانی متناظر با مقادیر مختلف φ با اندیس های یکسان مشخص شده اند. با مقایسه نمودارهای رسم شده می توان آهنگ افزایش انرژی را برای جهت گیری های مختلف میدان پس زمینه مقایسه کرد. فرار ذرات در اثر شتابدهی های ناقص در نمودار مربوط به $\varphi = 0/4\pi$ قابل مشاهده اند.

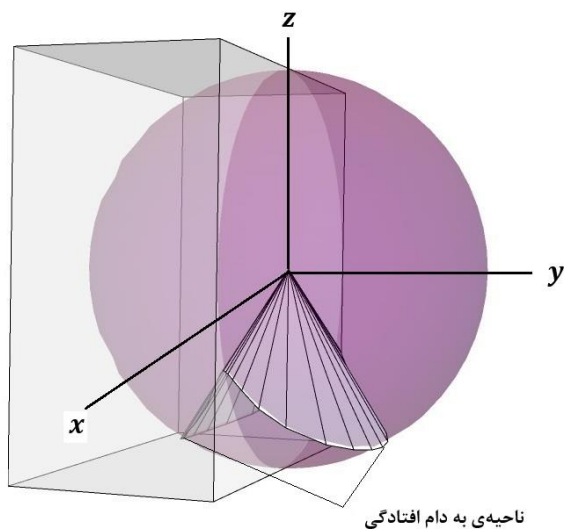


شکل ۴-۱۴. بهره انرژی برای جهات مختلف میدان پس زمینه. شکل کلی نمودارهای φ_1 و φ_4 مشابه دو حالت حدی بررسی شده در بخش قبلی می باشد. در نمودار φ_3 فرار ذره در زوایای مختلف کوچکتر تر از زاویه بحرانی مشاهده می شود.

با اینکه به دلیل فرار ذرات در اثر شتابدهی های ناقص نمی توان احتمال وقوع هر یک از این پدیده ها را بدست آورد، برای ایجاد یک دیدگاه کلی در مورد شرایط به دام افتادن ذره، زوایای بحرانی را به صورت عددی برای یک ابر پلاسمایی ضعیف نسبیتی ($\beta_p = 0/01$) و یک ابر نسبیتی با سرعت ($\beta_p = 0/5$) محاسبه کرده و نتایج را به ترتیب در شکل های ۴-۱۵ و ۴-۱۶ رسم می کنیم. در این شکلها قسمتی که با رنگ خاکستری مشخص شده است محیط داخل ابر را نشان می دهد. همچنین مرکز و سطح کره به ترتیب نشان دهنده مکان هندسی ابتدا و انتهای بردار میدان مغناطیسی پس زمینه می باشند.



شکل ۴-۱۵. تصویر سه بعدی نشان دهنده ناحیه به دام افتادگی برای $\beta_p = 0.1$. تنها در صورتی که میدان پس زمینه در ناحیه بسیار ناچیز مشخص شده (ناحیه بسیار باریک بین دو صفحه‌ی بادبزنی شکل) قرار بگیرد شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می‌شود.



شکل ۴-۱۶. تصویر سه بعدی نشان دهنده ناحیه به دام افتادگی برای $\beta_p = 0.5$. در صورتی که میدان پس زمینه در ناحیه مخروطی شکل قرار بگیرد شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می‌شود.

اولین برداشتی که می‌توان از این شکلها انجام داد این است که یک شتابدهی موفق توسط فرایند MTA برای یک ابر پلاسمایی سریعتر محتمل تر است (که البته به دلیل افزایش γ_p در رابطه‌ی ۴- این نتیجه برای یک ابر پلاسمای فوق نسبیتی نیاز به بازنگری دارد). همچنین در هر دو شکل مشاهده می‌شود که سازوکار شتابدهی مارپیچ برای گستره‌ی بسیار بزرگی از زوایا قابل انتظار است، که این نشان دهنده اهمیت این فرایند می‌باشد.

در انتها یادآور می‌شویم که هدف اصلی این فصل معرفی و بررسی تمام حالت‌های ممکن در شتابدهی ذرات در اثر برخورد با یک ابر مغناطیده‌ی پلاسمایی بوده است. یافتن احتمال وقوع هر یک از حالت‌های معرفی شده (فرار ذره، شتابدهی با فرایند های MTA و یا مارپیچ) و همچنین پیدا کردن طیف انرژی ذرات پدید آمده در هر یک از این رویدادها از حوزه کار تحلیلی ما خارج است و احتمالاً با شبیه سازی مسأله برای تعداد بسیار زیادی از ذرات ماکروسکوپی که قابل محاسبه می‌باشد.

۶-۴. خلاصه‌ی مطالب

به طور خلاصه می‌توان گفت که ما در این فصل انواع رویدادهای ممکن در رویارویی یک ذره باردار با یک ابر پلاسمای مغناطیده در فضای کیهانی را مورد مطالعه قرار دادیم. بر اساس جهت گیری میدان مغناطیسی پس زمینه، دو حالت حدی به وجود می‌آید که آنها را به طور کامل مورد بررسی تحلیلی قرار دادیم. این دو حالت به مواردی اشاره داشتند که بردار میدان پس زمینه موازی با سطح جبهه موج باشد، و یا بردار میدان پس زمینه موازی با صفحه‌ای باشد که بر جبهه موج عمود و با میدان مغناطیسی شوک موازی است. در هر مورد دیدیم که اگر زاویه قطبی از یک مقدار بحرانی بیشتر باشد ذره در جبهه موج به دام می‌افتد و شتابدهی از راه MTA انجام می‌شود. سپس برای بررسی تمام حالات محتمل در رویارویی ذره با موج شوک، نتایج بدست آمده برای حالت‌های حدی را به حالتی تعمیم دادیم که میدان مغناطیسی پس زمینه جهت دلخواه داشته باشد. با بررسی و رسم نتایج در نهایت نتیجه گرفتیم که در رویارویی ذره با یک شوک ضعیف نسبیتی، شتابدهی با فرایند MTA بسیار غیر محتمل خواهد بود. با اینکه با افزایش سرعت

شوگ احتمال به دام افتادن ذره و شتابدهی با فرایند MTA بیشتر می شود، اما باز هم در بیشتر موارد شرایط برای به دام افتادن ذره در جبهه موج فراهم نمی باشد. در صورتی که شرایط به دام افتادن ذره در جبهه موج فراهم نشود، ذره یا تحت شرایط خاصی می تواند پس از یک شتابدهی ناقص از شوگ به سمت فضای آزاد فرار کند، و یا اینکه از جبهه موج عبور کرده و وارد ابر شود و با سازوکار مارپیچ شتاب بگیرد. در این فرایند ذره در یک مسیر مارپیچ حرکت کرده و از میدان الکتریکی شوگ انرژی می گیرد. با افزایش انرژی، شعاع حرکت مارپیچ افزایش می یابد، و این فرایند تا زمانی که ابر پلاسما به طور کامل از روی ذره عبور کند ادامه خواهد داشت. در سازوکار مارپیچ انرژی ذره به صورت تقریباً خطی افزایش می دهد.

۵. نتیجه گیری

در این فصل به طور مختصر نتایج بدست آمده در دو فصل قبل را مرور می کنیم:

فرض می کنیم که در اثر یک انفجار در فضا یک ابر مغناطیده ایجاد و در فضای بسیار رقیق کیهانی منتشر شود. این ابر در مسیر خود با ذره ای باردار (مثلاً یک پروتون) برخورد می کند. حال بسته به راستا و بزرگی میدان مغناطیسی پس زمینه کیهانی، حالت های مختلفی ایجاد می شود که آنها را به شرح زیر طبقه بندی و مرور می کنیم:

میدان مغناطیسی پس زمینه با میدان ابر پلاسما پادموازی باشد اما مقدار آن در راستای حرکت پلاسما متغیر باشد:

در این حالت هم بسته به علامت گرادیان میدان پس زمینه دو رویداد می تواند رخ دهد:

- اگر گرادیان میدان پس زمینه منفی باشد به این معناست که با پیشروی ابر پلاسما، بزرگی میدان مغناطیسی پس زمینه، بدون تغییر جهت افزایش می یابد. در این حالت ذره در دام مغناطیسی گرفتار شده و شتابدهی توسط سازوکار MTA انجام می گیرد. با افزایش میدان پس زمینه، محور شتابدهی ذره به سمت میدان های الکتریکی قویتر سوق پیدا کرده و در نتیجه روند افزایش انرژی سریعتر می شود. هنگامی که بزرگی میدان

پس زمینه با بیشینه میدان مغناطیسی ابر برابر شود، محور شتابدهی از حرکت می ایستد و آهنگ افزایش انرژی به اشباع می رسد. ذره حول یک نقطه از فضا نوسان کرده و در داخل ابر پلاسما با بیشینه میدان الکتریکی شتاب می گیرد.

- اگر گرادیان میدان پس زمینه مثبت باشد مسأله تا حدی پیچیده تر می شود. در این حالت با پیشروی ابر پلاسما میدان پادموازی در ابتدا کوچک می شود و از بین می رود، و سپس تبدیل به یک میدان موازی می شود که مقدار آن افزایش پیدا می کند. در این حالت سه سازوکار مختلف در شتابدهی ذره دخیل خواهند بود. مادامی که میدان پس زمینه هنوز پادموازی است شتابدهی از طریق فرایند MTA صورت می گیرد. درست بر عکس حالت گرادیان منفی، با کاهش میدان پس زمینه محور شتابدهی به سمت میدان الکتریکی ضعیفتر سوق پیدا کرده و در نتیجه روند افزایش انرژی کندتر خواهد شد. در لحظه ای که میدان پس زمینه از بین می رود، نیروی مهارکننده ذره در بیرون از ابر از بین می رود و در نتیجه ذره به سمت فضای رو به رو پرتاب می شود. از آنجایی که میدان مغناطیسی اجازه فرار به ذره را نمی دهد، ذره نمی تواند از ابر فاصله بگیرد. در این شرایط ذره با سرعتی بسیار نزدیک به سرعت نور در حال چرخش است و ابر پلاسما به سمت آن در حرکت است. در نتیجه ذره در مسیر چرخش خود چند مرتبه وارد پلاسما می شود و هر بار در اثر حرکت در راستای میدان الکتریکی انرژی کسب می کند که به این فرایند، شتابدهی واجهنده گفته می شود. هنگامی که مسیر ذره به طور کامل وارد پلاسما شود این فرایند نیز متوقف شده و از آنجا به بعد سازوکار سوقی شتابدهی ذره را به عهده می گیرد. در این فرایند مرکز راهنمای ذره در اثر سوق گرادیان مغناطیسی، در راستای میدان الکتریکی رانده می شود و از این طریق انرژی ذره افزایش پیدا می کند. این رویداد تا زمانی ادامه پیدا می کند که پلاسما به طور کامل از روی ذره عبور کند و آن را به صورت یک پرتوی کیهانی در فضا رها کند.

میدان مغناطیسی پس زمینه یکنواخت و دارای جهتی دلخواه باشد:

در این حالت سه رویداد می تواند اتفاق بیافتد:

- ذره می تواند در اثر برخورد با ابر پلاسما به طور جزئی شتاب گرفته و سپس از آن فرار کند. این حالت تنها در صورتی ممکن است که میدان مغناطیسی پس زمینه ذره را در راستایی هدایت کند که بتواند از ابر نزدیک شونده فرار کند.

- ذره می تواند در دام مغناطیسی افتاده و توسط میدان الکتریکی به طور پیوسته شتاب بگیرد. به این فرایند MTA گفته می شود و تنها در صورتی اتفاق می افتد که زاویه ی بین میدان مغناطیسی پلاسما و میدان پس زمینه از یک مقدار بحرانی بیشتر باشد.

- در صورتی که هیچ یک از دو رویداد بالا رخ ندهند ذره وارد ابر پلاسما می شود و از آنجا به بعد با فرایندی متفاوت شتاب می گیرد. این فرایند که آن را به عنوان سازوکار شتابدهی مارپیچ معرفی می کنیم. در اثر حرکت ذره در میدانهای الکتریکی و مغناطیسی غیر عمود بر هم صورت می گیرد. در این فرایند میدان مغناطیسی برآیند از دید ذره باعث جهت گیری آن شده و میدان الکتریکی با توجه به جهت گیری ذره رو آن کار انجام می دهد.

با اینکه نمی توان احتمال وقوع هر یک از سه فرایند بالا را با یک رابطه ی تحلیلی بدست آورد اما به وضوح می توان دید که در مقایسه با فرایند MTA، شتابدهی با فرایند مارپیچ در گستره زاویه ای بسیار بزرگتری محتمل است.

به عنوان پیشنهاد برای کارهای بعدی می توان در یک کار شبیه سازی، مسأله را برای تعداد زیادی از ذرات ماکروسکوپی حل کرد و احتمال تقریبی هر فرایند و طیف پرتوهای کیهانی ایجاد شده در برخور ابر پلاسما با ذره را بدست آورد. همچنین تأثیر زاویه برخورد

ذره به موج شوک نیز می تواند در احتمال رخ دادن فرارهای غیرعادی نقش داشته باشد که آن را نیز می توان به صورت شبیه سازی نشان داد.

۶. فهرست منابع

Akbari-Moghanjoughi, M. 2017. "Generalized Sagdeev potential theory for shock waves modeling". *Physics of Plasmas*, 24(5), 052302.

Armstrong, T. P., M. E. Pesses and R. B. Decker. 1985. "Shock drift acceleration. Collisionless shocks in the Heliosphere: Reviews of current research". 35.

Axford, W. I., E. Leer, and G. Skadron. 1977. "The acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves". *15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv*, 11, 132-137.

Baade, W. and F. Zwicky. 1934. "Cosmic rays from super-novae". *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 20(5), 259-263.

Balogh, A. and R. A. Treumann, 2013. *Physics of Collisionless Shocks: Space plasma shock waves*. Springer Science & Business Media.

Begelman, M. C and J. G. Kirk. 1990. "Shock-drift particle acceleration in superluminal shocks-A model for hot spots in extragalactic radio sources". *The Astrophysical Journal*, 353, 66-80.

Bell, A. R. 1978. "The acceleration of cosmic rays in shock fronts-I". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182(2), 147-156.

Berezinskii, V. S., S. V. Bulanov, V. L. Ginzburg, V. A. Dogel, and V. S. Ptuskin. 1984. *Astrophysics of cosmic rays*. Moscow.

Blandford, R. D. and J. P. Ostriker. 1978. "Particle acceleration by astrophysical shocks". *The Astrophysical Journal*, 221, L29-L32.

- Blasi, P. 2002. "A semi-analytical approach to non-linear shock acceleration". *Astroparticle Physics*, 16(4), 429-439.
- Brandenburg, A. and K. Subramanian. 2005. "Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory". *Physics Reports*, 417(1-4), 1-209.
- Burlaga, L. F., N. F. Ness, Y. M. Wang and N. R. Sheeley Jr. 2002. "Heliospheric magnetic field strength and polarity from 1 to 81 AU during the ascending phase of solar cycle 23". *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A11), SSH-20.
- Chandran, B. D. 2000. "Confinement and isotropization of galactic cosmic rays by molecular-cloud magnetic mirrors when turbulent scattering is weak". *The Astrophysical Journal*, 529(1), 513.
- Chen, F. F. 1984. *Introduction to plasma physics and controlled fusion* (Vol. 1, pp. 19-51). New York: Plenum press.
- Clark, D. H. and F. R. Stephenson. 2016. *The historical supernovae*. Elsevier.
- Courant, R. and K. O. Friedrichs. 1999. *Supersonic flow and shock waves* (Vol. 21). Springer Science & Business Media.
- Crutcher, R. M., B. Wandelt, C. Heiles, E. Falgarone and T. H. Troland. 2010. "Magnetic fields in interstellar clouds from Zeeman observations: inference of total field strengths by Bayesian analysis". *The Astrophysical Journal*, 725(1), 466.
- Davies, R. D. 1981. "Magnetic fields in dense interstellar clouds". *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 303(1480), 581-587.
- de Hoffman, F. and E. Teller. 1950. "Magneto-Hydrodynamic Shocks". *Phys. Rev* 80: 692.
- Dobbs, C. L., M. R. Krumholz, J. Ballesteros-Paredes, A. D. Bolatto, Y. Fukui, M. Heyer, ... and E. Vázquez-Semadeni. 2014. "Formation of molecular clouds and global conditions for star formation". *Protostars and Planets VI*, 1312, 3-26.
- Drury, L. O. C. 1983. "An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas". *Reports on Progress in Physics*, 46(8), 973.
- Eliezer, S. 2002. *The interaction of high-power lasers with plasmas*. CRC press.

- Elmegreen, B. G. 1993. *Formation of interstellar clouds and structure. In Protostars and Planets III* (pp. 97-124).
- Fermi, E. 1949. "On the origin of the cosmic radiation". *Physical review*, 75(8), 1169.
- Gabici, S. 2013. "Cosmic rays and molecular clouds". In *Cosmic Rays in Star-Forming Environments* (pp. 221-247). Springer, Berlin, Heidelberg.
- Gedalin, M., J. A. Newbury and C. T. Russell. 1998. "Shock profile analysis using wavelet transform". *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103(A4), 6503-6511.
- Goedbloed, Johan P., Rony Keppens, and Stefaan Poedts. 2010. *Advanced magnetohydrodynamics: with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. Cambridge University Press.
- Goedbloed, JP Hans, J. P. Goedbloed, and Stefaan Poedts. 2004. *Principles of magnetohydrodynamics: with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. Cambridge university press.
- Gurnett, D. A., and W. S. Kurth. 2019. "Plasma densities near and beyond the heliopause from the Voyager 1 and 2 plasma wave instruments". *Nature Astronomy*, 3(11), 1024-1028.
- Heiles, C. 1976. "The interstellar magnetic field. Annual" review of astronomy and astrophysics, 14(1), 1-22.
- Heitsch, F., J. M. Stone and L. W. Hartmann. 2009. "Effects of magnetic field strength and orientation on molecular cloud formation". *The Astrophysical Journal*, 695(1), 248.
- Hobara, Y., M. Balikhin, V. Krasnoselskikh, M. Gedalin and H. Yamagishi. 2010. "Statistical study of the quasi-perpendicular shock ramp widths". *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115(A11).
- Inan, Umran S., and Marek Gołkowski. 2010. *Principles of plasma physics for engineers and scientists*. Cambridge University Press.
- Inutsuka, S. I., T. Inoue, K. Iwasaki and T. Hosokawa. 2015. "The formation and destruction of molecular clouds and galactic star formation-An origin for the cloud mass function and star formation efficiency". *Astronomy & Astrophysics*, 580, A49.
- Jones, F. C., and D. C. Ellison. 1991. "The plasma physics of shock acceleration". *Space Science Reviews*, 58(1), 259-346.

Krumholz, M. R. and C. Federrath. 2019. "The role of magnetic fields in setting the star formation rate and the initial mass function". *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6, 7.

Krymskii, G. F. 1977. "A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave". In *Akademiia Nauk SSSR Doklady* (Vol. 234, pp. 1306-1308).

Kulsrud, R. M. 2020. *Plasma physics for astrophysics*. Princeton University Press.

Kumar, P. and B. Zhang. 2015. "The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets". *Physics Reports*, 561, 1-109.

Larson, R. B. 1970. "The evolution of star clusters". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 150(1), 93-110.

Latif, M. A. and D. R. Schleicher. 2016. "Magnetic fields in primordial accretion disks". *Astronomy & Astrophysics*, 585, A151.

Litvinenko, Y. E. and R. Schlickeiser. 2011. "Focused acceleration of cosmic-ray particles in non-uniform magnetic fields". *The Astrophysical Journal Letters*, 732(2), L31.

Longair, M. S. (2010). *High energy astrophysics*. Cambridge university press.

Mac Low, M. M. and R. S. Klessen. 2004. "Control of star formation by supersonic turbulence". *Reviews of modern physics*, 76(1), 125.

Mahmood, S. and A. Mushtaq. 2008. "Quantum ion acoustic solitary waves in electron-ion plasmas: A Sagdeev potential approach". *Physics Letters A*, 372(19), 3467-3470.

Mokhov, V. N., V. K. Chernyshev, V. B. Iakubov, M. S. Protasov, V. M. Danov, and E. I. Zharinov. 1979. "Possible solution of the controlled thermonuclear fusion problem based on magnetogasdynamic energy storage". In *Akademiia Nauk SSSR Doklady* (Vol. 247, No. 1, pp. 83-86).

Nakamura (2010). Revised October 2019 by J.J. Beatty (Ohio State U.), J. Matthews (Louisiana State U.) and S.P. Wakely (Chicago U.; Chicago U., Kavli Inst.). <https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-cosmic-rays.pdf>

Ness, Norman F., S. S. Clell and B. S. Joseph. 1964. "Initial results of the Imp 1 magnetic field experiment". *Journal of Geophysical Research* 69.17 (1964): 3531-3569.

- Newbury, J. A., C. T. Russell and M. Gedalin. 1998. "The ramp widths of high-Mach-number, quasi-perpendicular collisionless shocks". *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103(A12), 29581-29593.
- Padoan, P., T. Lunttila, M. Juvela, A. Nordlund, D. Collins, A. Kritsuk, ... and S. Ustyugov. 2010. "Magnetic fields in molecular clouds". *Proceedings of the International Astronomical Union*, 6(S271), 187-196.
- Pillai, T., J. Kauffmann, J. C. Tan, P. F. Goldsmith, S. J. Carey and K. M. Menten. 2015. "Magnetic fields in high-mass infrared dark clouds". *The Astrophysical Journal*, 799(1), 74.
- Piran, T. 2005. "The physics of gamma-ray bursts". *Reviews of Modern Physics*, 76(4), 1143.
- Rashed-Mohassel, P., and M. Ghorbanalilu. 2020. "Particle acceleration by interstellar plasma shock waves in non-uniform background magnetic field". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498(4), 5517-5523.
- Rashed-Mohassel, P., and M. Ghorbanalilu. 2021. "Scatter-free acceleration of particles by interaction with plasma shock waves in the interstellar medium". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503(2), 2195-2202.
- Sandroos, A., and R. Vainio. 2006. "Particle acceleration at shocks propagating in inhomogeneous magnetic fields". *Astronomy & Astrophysics*, 455(2), 685-695.
- Sasoh, A. 2020. *Compressible Fluid Dynamics and Shock Waves*. Springer Singapore.
- Seta, A., A. Shukurov, T. S. Wood, P. J. Bushby and A. P. Snodin. 2018. "Relative distribution of cosmic rays and magnetic fields". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(4), 4544-4557.
- Somov, Boris V. 2012. *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*. Vol. 391. Springer Science & Business Media.
- Sonett, C. P., and I. J. Abrams. "The distant geomagnetic field: 3. Disorder and shocks in the magnetopause". *Journal of Geophysical Research* 68.5 (1963): 1233-1263.
- Spruit, H. C. 2013. *Essential magnetohydrodynamics for astrophysics*. arXiv preprint arXiv:1301.5572.
- Takeuchi, S. 2005. "New particle accelerations by magnetized plasma shock waves". *Physics of plasmas*, 12(10), 102901.

Takeuchi, S. 2008. "Magnetic trapping acceleration in interplanetary plasmas". In *International Cosmic Ray Conference* (Vol. 2, pp. 243-246).

Takeuchi, S. 2016. "Particle accelerations in two colliding plasma shock waves". *Physics Letters A*, 380(1-2), 211-214.

Tidman, D. A., and N. A. Krall. 1971. *Shock Waves in Collisionless Plasmas* (New York: WileyInterscience). and, 151, 135.

Wiersma, J. 2007. "Magnetic fields inside extremely fast shock waves". PhD diss., Utrecht University.

Zel'Dovich, Y. B., Y. P. Raizer. 2002. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Courier Corporation.

Zhang, B., and P. Meszaros. 2004. "Gamma-ray bursts: progress, problems & prospects". *International Journal of Modern Physics A*, 19(15), 2385-2472.

این جانب پوریا راشد محصل دانش آموخته دکترای رشته فیزیک پلاسمای دانشکده فیزیک دانشگاه شهید بهشتی پدیدآور رساله با عنوان شتابدهی ذرات باردار توسط امواج شوک پلاسما در فضای کیهانی با راهنمایی دکتر محمد قربانعلیلو گواهی و تعهد می‌کنم که بر پایه قوانین و مقررات، از جمله «دستورالعمل نحوه بررسی تخلفات پژوهشی» و همچنین «مصادیق تخلفات پژوهشی» مصوب وزارت علوم، تحقیقات و فناوری (۲۵ اسفند ۱۳۹۳):

- این رساله دستاورد پژوهش این جانب و محتوای آن از درستی و اصالت برخوردار است؛
- حقوق معنوی همه کسانی را که در به دست آمدن نتایج اصلی رساله تأثیرگذار بوده‌اند، رعایت کرده‌ام و هنگام کاربرد دستاورد پژوهش‌های دیگران در آن، با دقت و به درستی به آن‌ها استناد کرده‌ام؛
- این رساله و محتوای آن را تاکنون این جانب یا کس دیگری برای دریافت هیچ گونه مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نکرده‌ایم؛
- همه حقوق مادی این رساله از آن دانشگاه شهید بهشتی است و آثار برگرفته از آن با وابستگی سازمانی دانشگاه شهید بهشتی منتشر خواهد شد؛

- در همه آثار برگرفته از این رساله، نام استاد(ان) راهنما و اگر استاد راهنمای نخست تشخیص دهد، نام استاد(ان) مشاور و نشانی رایانامه سازمانی آنان را می‌آورم؛
- در همه گام‌های انجام این رساله، هرگاه به اطلاعات شخصی افراد یا اطلاعات سازمان‌ها دسترسی داشته یا آن‌ها را به کار برده‌ام، رازداری و اخلاق پژوهش را رعایت کرده‌ام.

واژه‌نامه فارسی به انگلیسی

ابر نو اختر: supernova

اختلال: perturbation

ارتعاش: turbulence

انفجار پرتوی گاما: gamma ray burst

پادموازی: anti-parallel

پاشندگی: dispersion

پراکندگی: diffusion

پرتوی کیهانی: cosmic ray

پلاسمای گرما هسته‌ای: thermo-nuclear plasma

تحول (زمانی): evolution

تخلیه جرم تاجی: coronal mass ejection

تشدید: resonance

جریان بالا: upstream

جریان پایین: downstream

حرکت گردش: meandering motion

حرکت نوسانی: oscillation

خوشه: bunch

ذره آزمون: test particle

رساله: thesis

روش شناسی: methodology

critical angle : زاویه بحرانی:

pitch angle : زاویه پرتاب:

mechanism : سازوکار:

drift : سوق:

spiral acceleration : شتابدهی مارپیچ:

supersonic : فراصوتی:

process : فرایند:

fusion : گداخت:

transition layer : لایه گذار:

chamber : محفظه:

trapping : مهارشدگی/ به دام افتادگی:

واژه‌نامه انگلیسی به فارسی

Acceleration: شتابدهی

Bouncing: جهشی

Dissertation: پایان نامه

Thesis: رساله

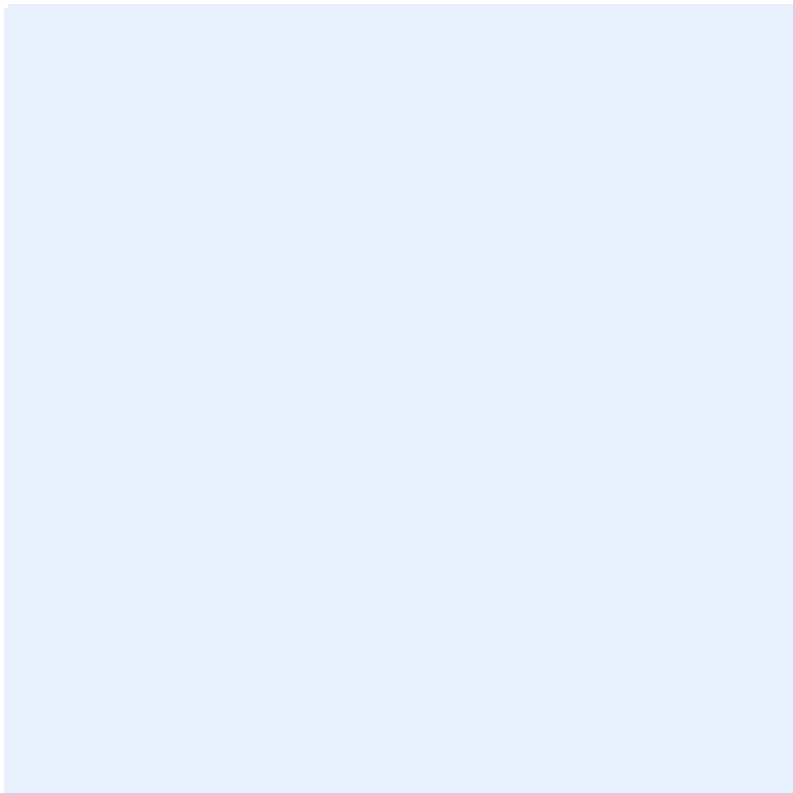
فهرست مقاله‌های برگرفته از رساله

Rashed-Mohassel, P., and M. Ghorbanalilu. 2020. "Particle acceleration by interstellar plasma shock waves in non-uniform background magnetic field". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 498(4), 5517-5523.

Rashed-Mohassel, P., and M. Ghorbanalilu. 2021. "Scatter-free acceleration of particles by interaction with plasma shock waves in the interstellar medium". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 503(2), 2195-2202.

پوریا راشد محصل دانش آموخته دکتری تخصصی رشته فیزیک از دانشگاه شهید بهشتی در گرایش اتمی مولکولی-پلاسما در سال ۱۴۰۰ است. او در سال ۱۳۹۳ کارشناسی ارشد خود را از دانشگاه خوارزمی در رشته فیزیک گرایش اتمی مولکولی-پلاسما و کارشناسی خود را در سال ۱۳۸۹ از دانشگاه تهران در رشته فیزیک حالت جامد دریافت کرد. زمینه‌های پژوهشی او ناپایداری‌های جفت شدگی، برهم کنش امواج الکترومغناطیسی با پلاسما، بررسی مدهای انتشاری در پلاسما، و چگونگی ایجاد پرتوهای کیهانی در برهم کنش با امواج شوک هستند.

برگ تأیید هیئت داوران / صورت جلسه دفاع (به زبان انگلیسی)



Abstract

Research Aim: The present research is aimed at expanding the knowledge about acceleration of charged particles by interaction with interstellar shock waves. To achieve this, a boundary value problem is solved to reveal all possible scenarios occurring to a particle in the interaction with a magnetized plasma cloud in presence of the interstellar magnetic field. In addition, the rate of energy gain is calculated and visualized on the plots for each case.

Research method: To make the content easier to understand, an analytical argument is used throughout the work. However, when analytical solutions are not possible, numerical codes are inevitably implicated to solve the equations and plot the results. The codes are written in Fortran compiler and the results are depicted using Wolfram Mathematica software.

Findings: The results for a shock wave moving through a uniform background magnetic field, show that depending on the direction of the background magnetic field, the particle accelerates through two different mechanisms. One of these mechanisms is magnetic trapping acceleration which is previously reported for the case of an anti-parallel background magnetic field. In this mechanism the particle gets trapped and accelerates in vicinity of the wave front. The other mechanism is introduced as the spiral acceleration which is the achievement of this research. In this process, the particle enters the cloud and gains energy as it moves in a spiral path in presence of a uniform electromagnetic field.

If the shock moves through an anti-parallel non-uniform background magnetic field. There will be two different cases with respect to the background field gradient. The first case refers to a background field which grows in strength without changing direction. As the field becomes stronger, the rate of energy gain for the trapped particle increases and saturates. In the second case, the background field decreases to zero, and then turns into a parallel magnetic field with an increasing intensity. In this case the rate of energy gain decreases and eventually ceases with the vanishing of the background field. Then the acceleration continues with two different mechanisms introduced in previous reports. In one of these mechanisms the gyrating particle gains energy by crossing the shock transition, while in the other mechanism the energy increases as the particle drifts along the convective electric field of the cloud.

Conclusion: as a conclusion, it is notable that any alteration in the direction or the magnitude of the background field can possibly change the acceleration mechanism and affect the rate of energy gain. If the background field does not allow magnetic trapping in the shock front, the particle can possibly enter the cloud and gain energy through the spiral acceleration mechanism. Since the trapping condition is not met in most of the cases, the spiral acceleration is one of the most effective and probable scatter-free mechanisms which plays an important role in generation of cosmic rays.

Keywords: charged particle acceleration - shock waves - interstellar plasma - cosmic rays



Shahid Beheshti University
Faculty of Physics

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment for the Degree of Ph.D

Acceleration of Charged Particles by Plasma Shock Waves in the Interstellar Medium

By
Pouria Rashed Mohassel

Supervisor
Dr. Mohammad Ghorbanalilu

May 2021