

# The Effects of Magnetic Diffusion and Cosmic-rays on Thermal Instability

Mahmoud Gholipour\*, Amir Abbas Eslami Shafiq

Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha (RIAAM), University of Maragheh,  
Maragheh, Iran

Received: 22.05.2022    Final revised: 17.07.2022    Accepted: 07.11.2022

Doi: [10.22055/jrmbms.2022.17925](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2022.17925)

## Abstract

In this study, we consider the effects of the cosmic rays and the magnetic diffusion on the thermal instability in the interstellar mediums. The dynamical effect as well as the heating effect of the cosmic rays are investigated on the thermal condensation in a medium where the cosmic rays diffuse along the magnetic field lines and the magnetic diffusion is present. Two separate profiles, i.e. constant field and force-free field, are considered for the magnetic field of the medium background. The linear perturbation analysis is used for the study of the thermal instability in a medium with a point of view on the previous works. The results show that the cosmic rays reduce the growth rate of the magnetothermal condensation mode, and increase the domains of stability. However, the magnetic diffusion shows two different behaviors which depend on a number of conditions affecting the magnetic diffusivity. In other words, the magnetic diffusion increases the domains of stability for cases less than a certain value of magnetic diffusivity, and decrease the domains of stability for cases larger than this certain value. Furthermore, we found that the dynamical effect of the magnetic diffusion dominates the dynamical effect of the cosmic rays. Finally, the results address some regions in which the fragmentation of the clouds into clumps and cores can be seen with the magnetothermal condensation effects.

**Keywords:** ISM, cosmic rays, instabilities, waves, magnetohydrodynamics

---

\* Corresponding Author: [gholipour@riaam.ac.ir](mailto:gholipour@riaam.ac.ir)

## اثرات پخش مغناطیسی و پرتوهای کیهانی بر ناپایداری حرارتی

محمود قلی‌پور\*، امیرعباس اسلامی شفیق

مرکز تحقیقات نجوم و اخترفیزیک مراغه، دانشگاه مراغه، ایران

دریافت: ۱۴۰۱/۰۳/۰۱ ویرایش نهائی: ۱۴۰۱/۰۴/۲۶ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۸/۱۶

Doi: [10.22055/jrmb.2022.17925](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17925)

### چکیده

در این پژوهش، اثرات پرتوهای کیهانی و پخش مغناطیسی، بر ناپایداری حرارتی در محیط میان‌ستاره‌ای، مورد بررسی قرار می‌گیرد. ما، اثرات دینامیکی و گرمایشی پرتوهای کیهانی بر چگالش حرارتی را، با فرض این که پرتوها در امتداد خطوط میدان مغناطیسی منتشر می‌شوند و پخش مغناطیسی نیز رخ می‌دهد، بررسی می‌کنیم. برای میدان مغناطیسی زمینه، دو حالت در نظر گرفته شده است: میدان ثابت و میدان بی‌نیرو. در دنباله مطالعات پیشین، ما روش تحلیل اختلال خطی را برای بررسی ناپایداری حرارتی در محیط مورد استفاده قرار داده‌ایم. نتایج به‌دست آمده نشان می‌دهند که پرتوهای کیهانی نرخ رشد مدهای تراکمی مغناطیسی-حرارتی را کاهش، و نواحی پایداری را افزایش می‌دهند. با این حال، پخش مغناطیسی رفتاری دوگانه بروز می‌دهد که تابعی از شرایط است. منظور از رفتار دوگانه این است که پخش مغناطیسی، نواحی پایداری را به‌ازای موارد کمتر از مقداری مشخص، افزایش، و برای موارد بزرگتر از این مقدار کاهش می‌دهد. علاوه بر این، ما دریافتیم که از بابت اثرات دینامیکی، پخش مغناطیسی بر پرتوهای کیهانی غلبه دارد. در نهایت، نتایج ما دلالت بر وجود ناحیه‌هایی دارند که در آنها تکه‌تکه شدن ابرها به قپه‌ها و هسته‌ها تحت اثر تراکم مغناطیسی-حرارتی اتفاق می‌افتد.

**کلیدواژگان:** محیط میان‌ستاره‌ای، پرتوهای کیهانی، ناپایداری، امواج، مگنتوهیدرودینامیک

### مقدمه

کردند. آنها دریافتند که زمان تباهی شار<sup>۲</sup> مغناطیسی،  $t_B$  را می‌توان به تقریب تابعی توانی از شدت متوسط میدان در ابر،  $B$ ، در نظر گرفت:  $B \propto t_B^\gamma$ ، که در آن  $\gamma \approx 2$  است. این مقدار تنها به‌ازای  $n_H \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3}$  دلالت بر پخش دوقطبه<sup>۳</sup> دارد؛ یعنی تحت شرایطی که یون‌ها و ریزترین دانه‌های غبار میان‌ستاره‌ای، به‌طور قابل توجهی در میدان مغناطیسی منجمد شده‌اند. به‌علاوه ایشان متوجه شدند که فقط

اثرات میدان مغناطیسی در ابرهای مولکولی، هنوز به‌طور کامل درک نشده است. در این مورد، نظر عموماً پذیرفته شده این است که پخش مغناطیسی<sup>۱</sup> (MD) در ابرهای مولکولی میان‌ستاره‌ای، نقش قابل توجهی در روند تشکیل ستارگان ایفا می‌کند [۱۳-۱]. به‌عنوان مثال، ناکانو و همکاران [۵] رانش منتج از میدان مغناطیسی را در ابرهای مولکولی به‌طور مفصل بررسی

\* نویسنده مسئول: gholipour@riaam.ac.ir

<sup>۱</sup> Magnetic Diffusion

<sup>۲</sup> Flux Loss Time

<sup>۳</sup> Ambipolar Diffusion



کوچک در گاز حرارتی غیرمغناطیسی را متوقف کنند. به‌عنوان مثال، شادمهری [۱۷] اثر دینامیکی CRs را بر ناپایداری حرارتی در چارچوب MHD آرمانی مورد مطالعه قرار داد. ایشان از یونش و گرمایش حاصله چشم‌پوشی و بر اثرات دینامیکی CRs تمرکز کردند. می‌توان به‌طور خلاصه گفت که آنها یک معادله مشخصه درجه ششم به‌دست آوردند که نرخ رشد مد تراکمی مغناطیسی-حرارتی را نشان می‌داد. ایشان دریافتند که این نرخ رشد، در اثر CRs کاهش می‌یابد و بنابراین حضور CRs نقش تثبیت‌کننده دارد، نقشی که البته به‌نوبه خود تابعی است از ضریب پخش و نیز نسبت فشار CRs به‌فشار گاز.

ناپایداری، چه منشاء حرارتی داشته باشد و چه گرانشی، مسئله‌ای است که باید در مطالعه تشکیل هر ساختاری در ISM و از جمله تشکیل ستارگان مورد توجه ویژه قرار بگیرد. از نظر تاریخی، یکی از مهم‌ترین مطالعات در مورد ناپایداری حرارتی توسط فیلد [۲۳] انجام شده است. او به‌این نتیجه رسید که تحت طیف گسترده‌ای از شرایط، تعادل حرارتی پایدار نیست و به‌هم خوردن تعادل می‌تواند منجر به تراکم و پدیدار شدن چگالی بالاتر و دمای پایین‌تر گردد. کاری که فیلد انجام داد، در شاخه‌های مختلف اخترفیزیک مورد استفاده قرار گرفته و توسعه داده شده است [۲۴-۳۱]. به‌عنوان مثال، برخی از محققان اثر پخش دوقطبه (AD) را بر ناپایداری حرارتی مطالعه کرده‌اند [۳۲-۳۵]. آنها دریافتند که پخش دوقطبه نواحی پایداری را کاهش می‌دهد. البته در این مطالعات، اثرات MD بر نرخ رشد، به‌طور کامل مورد بررسی قرار نگرفته و اثر MD نیز صرفاً به‌حضور یک میدان مغناطیسی ثابت محدود شده است. باید توجه داشت که لحاظ کردن میدان مغناطیسی

به‌زای  $n_H \gtrsim 10^{12} \text{cm}^{-3}$  است که اتلاف اهمی<sup>۱</sup> غلبه دارد.

به‌عنوان یک نمونه دیگر، شو و همکاران [۶] سعی کردند که مسئله موسوم به «فاجعه ترمز مغناطیسی»<sup>۲</sup> را در ابرهای مولکولی حل کنند. آنها معادلات حاکم بر فروریزش گرانشی یک ابر مولکولی<sup>۳</sup> را با فرض وقوع پخش اهمی صورت‌بندی نمودند. آنها نشان دادند که شدت میدان مغناطیسی در نزدیکی جسم ستاره‌ای مرکزی، می‌تواند به‌مقداری سازگار با شواهد دیرینه مغناطیسی<sup>۴</sup> به‌دست آمده از شهاب‌سنگ‌ها کاهش یابد؛ البته به‌این شرطی که  $\eta_0 \approx 2 \times 10^{20} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ . این مقدار برای ضریب پخش اهمی،  $\eta_0$  چند مرتبه بزرگی بیشتر از چیزی است که با استفاده از نظریه جنبشی تخمین زده می‌شود. در همین راستا، کراسنوپولسکی و همکاران [۷] دریافتند که با استفاده از فرضیات مختلف، می‌توان مقادیر کوچکتری برای  $\eta_0$  به‌دست آورد. البته، برخی مطالعات نیز با استفاده از شبکه‌های شیمیایی با پیچیدگی‌های مختلف، نشان داده‌اند که در مرکز هسته هیدرواستاتیکی اولیه (در فاز هسته ابتدایی) مقدار مورد نظر برای  $\eta_0$  تأمین می‌شود [۱۰، ۱۴].

یکی دیگر از پدیده‌های عمده که در محیط میان‌ستاره‌ای<sup>۵</sup> (ISM) نقش بسیار مهمی ایفا می‌کنند، پرتوهای کیهانی<sup>۶</sup> (CRs) [۱۵-۱۹] می‌باشند. اثرات دینامیکی، یونشی و گرمایشی، سه نقش مهم CRs هستند که در آثار مختلف مورد توجه قرار گرفته‌اند [۲۰، ۲۱]. همچنین برخی افراد با استفاده از نظریه تحلیل اختلال خطی<sup>۷</sup> به‌بررسی تأثیر CRs بر محیط گازی از دیدگاه حرارتی پرداخته‌اند [۱۷، ۲۲]. آنها به‌این نتیجه رسیدند که CRs تمایل دارند که رشد اختلالات دامنه

<sup>۵</sup> Interstellar Medium

<sup>۶</sup> Cosmic Rays

<sup>۷</sup> Linear Perturbation Analysis

<sup>۱</sup> Ohmic Dissipation

<sup>۲</sup> Magnetic Braking Catastrophe

<sup>۳</sup> Molecular Cloud

<sup>۴</sup> Paleomagnetism

بسیار طولانی می‌کند و ثانیاً و مهم‌تر این که با اضافه شدن جمله اهمی، دامنه اعتبار معادلات ما به محیط‌های متمایز میان ستاره‌ای تعمیم می‌یابد و به این ترتیب می‌توانیم طیف وسیعی از ابرها را (ابره‌های پخشیده یا ابرهای خنثی و سرد) نیز مورد مطالعه قرار دهیم. در ادامه، در بخش بعدی صورت‌بندی کلی مسئله را انجام می‌دهیم. سپس به تحلیل اختلال خطی می‌پردازیم.

### صورت‌بندی کلی

در این پژوهش، ما محیطی مغناطیسی را در نظر می‌گیریم که در حضور CRS در معرض بروز MD است. ما اساساً کار [۱۷] را دنبال می‌کنیم که رویکرد سیال-سیال به این مسئله دارد؛ یعنی محیط گازی یونیده جزئی<sup>۱</sup> و CRS. هر دو به عنوان سیال در نظر گرفته شده‌اند که در حال برهم‌کنش متقابل می‌باشند. همچنین، مطابق با [۱۷] فرض کرده‌ایم که انتشار CRS تنها در امتداد خطوط میدان مغناطیسی است. فرض فوق ممکن است نیاز به توضیح داشته باشد. در یک ابر مولکولی، در مقیاس طول ابر، میدان مغناطیسی ساختار نسبتاً منظمی را نشان می‌دهد. واضح است که در درون این ساختار CRS به دور خطوط میدان مغناطیسی می‌چرخند. اندازه شعاع لارموری برای ذرات در ابر مولکولی چندین مرتبه کوچک‌تر از ابعاد ابر است [۵۳]. به این ترتیب CRS در حین انتشار، میدان مغناطیسی یکنواختی را در درون ابر تجربه می‌کنند و عملاً در امتداد آنها هدایت می‌شوند و کم و بیش روی یک مسیر مارپیچ در اطراف خطوط میدان می‌گردند. این منجر به انتشار شدیداً ناهمسانگرد CRS در امتداد خطوط میدان می‌شود. بنابراین، به سبب ناچیز بودن شعاع لارموری نسبت به ابعاد ابر، می‌توان مسئله شارش CRS را تک بعدی در نظر گرفت [۵۴، ۵۵].

غیریکنواخت، می‌تواند منجر به نتایج بسیار متفاوتی گردد.

هدف ما نیز در همین راستا است؛ یعنی بررسی ناپایداری حرارتی تحت اثرات CRS و MD بر یک گاز حرارتی. ما در ادامه بررسی‌های اخیر خود [۵۰] علاقمندیم که اثر پخش اهمی را نیز در مطالعه ناپایداری حرارتی مد نظر قرار دهیم. پژوهش فعلی در واقع در امتداد پژوهش پیشین ما [۵۰] قرار دارد و به توسعه نتایج به دست آمده در آن تحقیق می‌پردازد. که می‌دانیم در ابرهای مولکولی سرد و تاریک، به ویژه در چگالی‌های کم، در میان فرایندهای پخشی، اثر پخش دوقطبه غالب است. سؤال اصلی این است که با افزایش چگالی و دما و یونیدگی محیط، آیا معادلات و نتایج تحقیق سابق ما معتبر خواهند ماند؟ به عبارت دیگر، باید بررسی کرد که نتایج [۵۰] به کدام محیط‌ها قابل تعمیم خواهند بود.

واضح است جواب سؤال فوق منفی است. در نواحی چگال، بسته به مقدار چگالی و دما و همچنین محافظت‌شدگی در برابر پرتوهای کیهانی، پخش اهمی اهمیت می‌یابد. در برخی نواحی نیز این امکان هست که پخش دوقطبه و اثر اهمی به موازات هم ایفای نقش کنند و سهمی تقریباً برابر یا هم‌مرتبه داشته باشند. متقابلاً، می‌توان پرسید که اگر بخواهیم ساختار ابرهای پخشیده را مطالعه کنیم باید چه تغییراتی نسبت به [۵۰] در نظر گرفته شود. در این محیط‌ها دما حداقل یک مرتبه بیشتر از دمای ابرهای مولکولی است. لذا اثر اهمی در اینجا نیز باید به مسأله وارد شود و در معادله القا در رژیم غیرایده‌آل لحاظ گردد.

اگرچه شاید در ظاهر امر به نظر برسد که اضافه کردن جمله اهمی تنها یک تغییر کوچک در ریاضیات و معادلات مسئله است، اما در واقع افزودن این جمله اولاً مسأله را نسبت به [۵۰] به شدت پیچیده و محاسبات را

<sup>۱</sup> Weakly Ionized Gas

$$-\nabla \cdot (K_{\parallel} \nabla_{\parallel} T + K_{\perp} \nabla_{\perp} T) = 0 \quad 5$$

$$\frac{1}{\gamma_{cr} - 1} \frac{dP_{cr}}{dt} - \frac{\gamma_{cr}}{\gamma_{cr} - 1} \frac{P_{cr}}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{F} = 0 \quad 6$$

$T$  دمای گاز است؛  $\gamma$  و  $\gamma_{cr}$  به ترتیب شاخص بی دررو برای گاز و CRS هستند.  $\Omega$  عبارت است از انرژی از دست رفته منهای انرژی به دست آمده در واحد جرم.  $K_{\parallel}$  و  $K_{\perp}$  نیز ضریب هدایت حرارتی را در جهات موازی و عمود بر میدان مغناطیسی نشان می‌دهند.  $\mathbf{F}$  شار پخشی انرژی CRS است:

$$\mathbf{F} = -\kappa_{\parallel} \mathbf{b} (\mathbf{b} \cdot \nabla P_{cr}) \quad 7$$

در این رابطه،  $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}$  بردار واحد در امتداد خطوط میدان مغناطیسی و  $\kappa_{\parallel}$  نیز مؤلفه ضریب پخش در همین راستا است. نهایتاً، معادله حالت گاز عبارت است از:

$$P = \frac{Rg}{\mu_B} \rho T \quad 8$$

که در آن  $Rg$  ثابت گاز و  $\mu_B$  وزن مولکولی است. اکنون می‌توانیم به جزئیات برخی از این کمیت‌ها پردازیم.

### پخش مغناطیسی

برای شروع، مناسب است که به پخش اهمی توجه کنیم:

$$\eta_0 = \frac{c}{4\pi\sigma_e} \quad 9$$

که در آن سرعت نور و  $\sigma_e$  هدایت الکتریکی است. همچنین پخش اهمی را می‌توان با عدد رینولدز مغناطیسی<sup>۱</sup> بیان کرد:

$$\eta_0 = \frac{LvL}{Rem} \quad 10$$

که در آن  $L$  طول مشخصه و  $v_L$  سرعت مشخصه محلی است. بدیهی است که اگر  $Rem \gg 1$  اثر پخشی اهمی ناچیز خواهد بود. طول مشخصه محلی را می‌توان با طول جینز<sup>۲</sup> در ابر مولکولی قیاس کرد [۳۷،۳۸]:

البته پرتوهایی که در میدان مغناطیسی در هم تنیده محیط میان ستاره‌ای منتشر می‌شوند، همه‌جا شرایط یکسانی را تجربه نمی‌کنند. در حالت کلی، انتشار آنها را می‌توان به عنوان یک سری پراکندگی‌های تصادفی متوالی توصیف کرد. بسیاری از مدل‌های رایج برای انتشار CRS در ابرهای مولکولی [۵۶،۵۷] فرض می‌کنند که پرتوهای کم‌انرژی در امتداد خطوط میدان مغناطیسی جریان دارند. بالاتر از انرژی حدود  $100 \text{ MeV}$  [۵۷] نشان داده‌اند که انتقالی تدریجی به انتشار پخشی رخ می‌دهد. با مشخص شدن رویکرد ما به انتشار پرتوها، حال به معادلات اساسی می‌پردازیم. معادله پیوستگی به این صورت نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad 1$$

که در آن چگالی گاز و  $\mathbf{V}$  بردار سرعت است. معادله حرکت در حضور CRS از این قرار است:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \quad 2$$

$= -\nabla(P + P_{cr}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$   
که در آن  $P$  و  $P_{cr}$  به ترتیب، فشار گاز و فشار CRS هستند.  $\mathbf{B}$  بردار میدان مغناطیسی است که قانون گاوس در مورد آن به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad 3$$

معادله القاء شامل پخش اهمی و دوقطبه را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta_0 (\nabla \times \mathbf{B})) + \nabla \times ([\eta_A (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}) \quad 4$$

که در آن  $\eta_0$  و  $\eta_A$  به ترتیب ضرایب پخش اهمی و پخش دوقطبه می‌باشند. معادلات انرژی برای سیال گازی و سیال CRS عبارتند از:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dP}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho \Omega$$

<sup>۲</sup> Jeans Length

<sup>۱</sup> Magnetic Reynolds Number

مقادیری از چگالی و چه فازی از ISM صحبت می‌کنیم؛ گاز اتمی خنثی یا مقابل ابر مولکولی تاریک. در مورد گرمایش اهمی می‌توان نوشت:

$$\Gamma_{Ohm} = \frac{\eta_0}{4\pi} |\nabla \times \mathbf{B}_0|^2 \quad 14$$

واضح است که اگر پیکربندی میدان مغناطیسی ثابت باشد، گرمایش اهمی رخ نمی‌دهد ( $\Gamma_{Ohm} = 0$ ). در ISM، میدان بی‌نیرو<sup>۱</sup>، جلب توجه می‌کند؛ شرایطی که در آن، ساختار میدان با  $\nabla \times \mathbf{B}_0 = \alpha_f \mathbf{B}_0$  توصیف می‌شود در آن  $\alpha_f$  یک ضریب ثابت است. این ساختار مغناطیسی فاقد نقش دینامیکی است و تنها اثرات حرارتی در ابر مولکولی پدید می‌آورد.

$$\Gamma_{Ohm} \approx \frac{\eta_0}{4\pi} \alpha_f^2 B_0^2 \quad 15$$

در کنار این مباحث نظری، ما شواهدی رصدی نیز در اختیار داریم که بر مبنای آنها می‌توان رابطه‌ای تجربی بین مقادیر میدان مغناطیسی و چگالی برقرار کرد:  $B_0 \approx c_0 \rho^s$  اینجا  $c_0$  ضریبی ثابت است و نیز می‌توان به تقریب در نظر گرفت که:  $s = 0.5$  [۴۱]. با تلفیق این نکات و وابستگی ضریب پخش اهمی به دما و چگالی بر اساس رابطه ۱۲ می‌توانیم  $\Gamma_{Ohm}$  را به این صورت بازنویسی کنیم:

$$\Gamma_{Ohm} \approx \alpha_f^2 \left( \frac{c_0^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\alpha_s \gamma^2 R_g}{G} \frac{\mathcal{M}}{\mu_B R_{em}}} \right) \rho^{\frac{1}{2}} T. \quad 16$$

بنابراین، منطقی به نظر می‌رسد که گرمایش اهمی به این شکل بیان کنیم:

$$\Gamma_{Ohm} = \Gamma_0 \rho^m T^y$$

که در آن  $m = 2s + x + y$  مقداری ثابت است و داریم:

$$\Gamma_0 = \alpha_f^2 \epsilon_0 \frac{\mathcal{M}}{R_{em}} \quad 17$$

که در آن:

$$\epsilon_0 = \frac{c_0^2}{4\pi} \sqrt{\frac{\alpha_s \gamma^2}{G}} \left( \frac{R_g}{\mu_B} \right)^y \quad 18$$

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{\alpha_s c_s^2}{G \rho}} \quad 11$$

که در آن،  $G$  ثابت گرانش،  $\alpha_s$  ضریبی مربوط به شکل ابر و  $c_s = \frac{\sqrt{\gamma P}}{\rho}$  سرعت صوت است. مقیاس سرعت مشخصه محلی را نیز می‌توان  $v_L \approx \mathcal{M} c_s$  در نظر گرفت که  $\mathcal{M}$  عدد تلاطمی ماخ است. به این ترتیب می‌توان نوشت:

$$\eta_0 \cong \left( \frac{\gamma R_g}{\mu_B} \sqrt{\frac{\alpha_s}{G}} \right) \frac{\mathcal{M}}{R_{em}} T \cong \sqrt{\frac{\alpha_s}{G}} \frac{\mathcal{M}}{R_{em}} \frac{P}{\rho}. \quad 12$$

بر این اساس، ما می‌توانیم صورت‌بندی عمومی زیر از پخش اهمی را بپذیریم:

$$\eta_0 \equiv \sqrt{\frac{\alpha_s \gamma^2}{G}} \frac{\mathcal{M}}{R_{em}} \rho^x P^y \quad 13$$

مقدار دو ضریب  $x$  و  $y$  ثابت است. هدف ما حل کلی مسئله است، با این حال، هر جا نیاز باشد، فرض ما این خواهد بود که:  $y = 1$  و  $x = -\frac{3}{2}$ .

اثرات غیرآرمانی، از جمله پخش اهمی و دوقطبه، بستگی به این دارد که چه کسری از محیط یونیده است. درجه یونیدگی نیز به چگالی و نیز میزان محافظت‌شدگی محیط در برابر تابش فرابنفش بستگی دارد [۱۳، ۳۹، ۴۰]. در ابرهای مولکولی خوب محافظت شده که CRs تنها منشاء یونیدگی است، فرایند بازترکیب وقتی که کسری در حدود  $n^{-\frac{1}{2}}$  از محیط یونیده شده است، با فرایند یونش به تعادل می‌رسد. طبیعتاً، در آن نواحی که تابش فرابنفش نفوذ می‌کند، مانند محیط اتمی خنثی، کسر یونش بسیار بیشتر، و در نواحی متراکم،  $n \approx 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ، بسیار کمتر است؛ زیرا بارهای آزاد تمایل دارند که به‌دانه‌های غبارگیر کنند. در هر رخدادی، مهم است که قبل از مقایسه اعداد رینولدز مغناطیسی مشخص شود که در مورد چه

استاندارد  $\zeta_{H_2} = 10^{-17} s^{-1}$  موسوم به «مقدار اسپیتزر»<sup>۲</sup> [۱۸،۴۵]. با این حال، در ابرهای پخشیده،<sup>۳</sup> نرخ یونش CRS با این مقدار ثابت متفاوت است. به عنوان مثال، داده‌های رصدی نشان می‌دهد که نرخ یونش در نواحی پخشیده در ISM حدود یک مرتبه بزرگی بیشتر از مقدار اسپیتزر می‌باشد [۴۶].

ثابت شده است که CRS در ISM در امتداد خطوط میدان مغناطیسی انتشار می‌یابند [۱۷،۴۷]. به عنوان مثال، پژوهش [۴۷] که موضوع آن بررسی برهم‌کنش CRS با ابرهای پخشیده است، نشان داده است که چگالی CRS درون ابرها افزایش نمی‌یابد و گرمایش حاصل از CRS تنها در حضور میدان مغناطیسی نسبتاً قوی ( $10\mu G$ ) یا فشار CRS بالا ( $10^{-11} \text{erg. cm}^{-3}$ ) قابل توجه است. در مورد گرمایش CRS می‌توان به تقریب نوشت [۲۱]:

$$\Gamma_{CR} = 1.1 \times 10^{-11} \zeta_{H_2} n_{H_2} \approx 3 \times 10^{-28} n_{H_2} \text{ erg. cm}^{-3} \cdot s^{-1} \quad ۲۳$$

همچنین با توجه به معادله ۹، می‌توانیم بنویسیم:

$$\Gamma_{CR} = \Gamma_0'' \rho \quad ۲۴$$

که در آن  $\Gamma_0''$  ثابت است.

### سرمایش و گرمایش

در مورد نرخ گرمایش کل می‌توان نوشت:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_* + \Gamma_B + \Gamma_{CR} \quad ۲۵$$

که  $\Gamma_*$  نرخ گرمایش حاصل از مجموع تمام فرایندهای دیگر است. رابطه فوق را می‌توانیم به این صورت بازنویسی کنیم:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_* + \Gamma_0 \rho^m + \Gamma_0' \rho^n + \Gamma_0'' \rho. \quad ۲۶$$

توابع مختلفی با برازش بر داده‌های تجربی، برای نرخ سرمایش در ISM پیشنهاد شده‌اند [۴۸]. در این بین،

اکنون می‌توانیم به ضریب پخش دوقطبه پردازیم که البته در مطالعه ابرهای مولکولی سرد و تاریک اهمیت بیشتری دارد. می‌توانیم بنویسیم:

$$\eta_A = \frac{1}{4\pi\gamma_A\rho_i\rho} \quad ۱۹$$

$\gamma_A$  ضریب رانش دوقطبه نام دارد که از نیروی اصطکاکی بین یون‌ها و ذرات خنثی ناشی می‌شود [۳۲،۴۲] و  $\rho_i$  چگالی یونی است.

رابطه بین چگالی یونی و چگالی گاز به صورت  $\rho_i \cong \epsilon \rho^n$  بیان می‌شود که در آن  $\epsilon = 3 \times$

$10^{-16} \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{cm}^{-\frac{3}{2}}$  یک ضریب ثابت است. این رابطه نشان دهنده این واقعیت است که در حالت تعادل، نرخ بازترکیب<sup>۱</sup> با نرخ یونش برابری می‌کند. در واقع، به شرط تعادل می‌توان مقدار  $n$  را تقریباً  $\frac{1}{2}$  فرض کرد، در حالی که  $n \neq \frac{1}{2}$  دلالت بر انحراف از حالت تعادل دارد. به این ترتیب:

$$\eta_A = \frac{1}{4\pi\gamma_A\epsilon\rho^{\frac{3}{2}}} \quad ۲۰$$

گرمایش AD را می‌توان به این صورت نیز نوشت:

$$\Gamma_{AD} = \gamma_A \epsilon v_d^2 \rho^n = \Gamma_0' \rho^n \quad ۲۱$$

که در آن  $v_d = \eta_A |(\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0|$  تندی رانش بین یون‌ها و ذرات خنثی و  $\Gamma_0' = \gamma_A \epsilon v_d^2$  است. نهایتاً، نرخ گرمایش کل ناشی از MD می‌شود:

$$\Gamma_B = \Gamma_{ohm} + \Gamma_{AD} \quad ۲۲$$

واضح است که نرخ گرمایش کل به ضریب پخش مغناطیسی و ساختار میدان وابسته است.

### پرتوهای کیهانی

یونش، گرمایش و اثرات دینامیکی سه نقش اصلی CRS در ابرهای مولکولی هستند [۱۸،۴۳]. به طور کلی، نرخ یونش CRS به نسبت بین مقدار  $H_2$ ،  $H$  و  $He$  در گاز میان ستاره‌ای بستگی دارد [۴۴]. عموماً فرض می‌شود که نرخ یونش CR برابر است با مقدار ثابت

<sup>۲</sup> Diffuse Cloud

<sup>۱</sup> Recombination

<sup>۲</sup> Spitzer Value

$$\Omega(\rho, T) = \Lambda(\rho, T) - \Gamma_{tot} = \Lambda_0 \rho^\delta T^\nu - (\Gamma_* + \Gamma_0 \rho^n + \Gamma'_0 \rho^m + \Gamma''_0 \rho) \quad ۳۰$$

حال مفید است که مشتقات تابع سرمایه‌ش خالص را نسبت به چگالی و دما به دست آوریم:

$$\Omega_\rho \equiv \left( \frac{\partial \Omega}{\partial \rho} \right)_T \equiv \delta \Lambda_0 \rho^{\delta-1} T^\nu - (n \Gamma_0 \rho^{n-1} + m \Gamma'_0 \rho^{m-1} + \Gamma''_0) \quad ۳۱$$

$$\Omega_T \equiv \left( \frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_\rho \equiv \nu \Lambda_0 \rho^\delta T^{\nu-1} - \gamma \Gamma_0 \rho^m T^{\gamma-1} \quad ۳۲$$

همان‌طور که می‌بینیم، علامت  $\Omega_\rho$  یعنی این که  $\Omega_\rho > 0$  یا  $\Omega_\rho < 0$  باشد، به  $\Gamma_{AD}$  و  $\Gamma_{CR}$  وابسته است. برای مورد  $\Omega_\rho < 0$ ، می‌توان شرط کرد که:

$$\delta \Lambda_0 \rho^{\delta-1} T^\nu < m \Gamma'_0 \rho^{m-1} + n \Gamma''_0 \rho^{n-1} + \Gamma''_0 \quad ۳۳$$

در واقع، معادله ۳۳ همیشه برای یک محیط نوری ضخیم ( $\delta < 0$ ) معتبر است و در مورد محیط نوری نازک ( $\delta > 0$ ) وابسته به چگالی، دما و مقدار  $\delta$  است. باید اشاره کرد که جمله دوم در سمت راست نامعادله، در هر دو پیکربندی مغناطیسی میدان ثابت و میدان بی‌نیرو، صفر است.

علاوه بر این، برای مورد  $\Omega_T < 0$  باید داشته باشیم:

$$\nu \Lambda_0 \rho^\delta T^{\nu-1} < \gamma \Gamma_0 \rho^m T^{\gamma-1} \quad ۳۴$$

اعتبار این رابطه به شدت وابسته است به مقادیر عدد رینولدز مغناطیسی و عدد تلاطمی ماخ (نگاه کنید به معادله ۱۷).

### اختلال خطی

در اینجا اختلالی خطی را بر معادلات اصلی که در بخش قبلی به دست آمده‌اند اعمال می‌کنیم. شکل اختلال خطی این است:  $\Pi_1(r, t) \equiv \Pi_1 \exp(\omega t + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  که دامنه اختلال،  $\mathbf{k}$

کویاما [۵۱] برای بیان انرژی حرارتی از دست رفته از تابعی استفاده کرد که از برازش بر محاسبات حرارتی و شیمیایی در [۵۲] حاصل شده بود. تابع برازش داده شده برای سرمایه‌ش در محیطی با عمق نوری کم به این صورت است:

$$\Lambda(\rho, T) = \frac{\rho}{m_H^2} \Lambda(T) \quad ۲۷$$

$m_H$  جرم اتم هیدروژن و  $\Lambda(T)$  عبارت است از:

$$\frac{\Lambda(T)}{\Gamma_*} = 10^7 \exp\left(\frac{-1.184 \times 10^5}{T+1000}\right) + 1.4 \times 10^{-2} T^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-92}{T}\right) \quad ۲۸$$

همچنین، در مورد سایر فرایندهای گرمایش می‌توان در نظر گرفت که  $\Gamma_* = 2 \times 10^{-26} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$  این تابع را بسیاری پژوهشگران به کار گرفته‌اند. یک تابع سرمایه‌ش پیشنهادی دیگر که شکلی ساده و نمایی دارد نیز مورد توجه بوده است [۴۹]. این تابع که با برازش بر داده‌های تابش حاصل از مولکول‌های CO در ابرها به دست آمد. به این صورت نوشته می‌شود:

$$\Lambda(\rho, T) = \Lambda_0 \rho^\delta T^\nu \quad ۲۹$$

که در آن  $\Lambda_0$  و  $\delta$  و  $\nu$  ثابت‌هایی هستند که باید از داده‌های رصدی جایگزین شوند [۴۸، ۴۹]. در عین حال، مسلم است که برای محیط نوری نازک  $\delta$  بیشتر از صفر است و برای محیط نوری ضخیم، کمتر از صفر [۳۲، ۴۹]. علاوه بر این، تغییرات معمولاً در محدوده مقادیر ۱.۴ تا ۲.۹ رخ می‌دهد. می‌توان به راحتی بررسی کرد و دید که این توابع سرمایه‌ش (روابط ۲۸ و ۲۹) به ازای مقادیر پایین چگالی و دما (محیط‌های نوری نازک) همپوشانی دارند. از آنجا که تحلیل ما تکیه بر تابع سرمایه‌ش خالص دارد که تنها به چگالی و دما وابسته است، ما می‌توانیم از هر کدام از توابع سرمایه‌ش، با در نظر گرفتن وضعیت محیط، استفاده کنیم.

تابع سرمایه‌ش خالص یا  $\Omega(\rho, T)$  چنین تعریف می‌شود:



ضمنا داریم:

$$\mu_0 = \eta_0 + B_0^2 \tilde{\eta}_0 \quad 40$$

بدیهی است که اگر غلبه با پخش اهمی باشد می توان در نظر گرفت  $\tilde{\eta}_0 = 0$  و نیز اگر پخش دوقطبه غالب باشد داریم  $\eta_0 = \eta_1 = 0$ . شکل خطی معادلات ۵، ۶ و ۸ عبارت خواهد بود از:

$$\frac{\omega}{\gamma - 1} P_1 - \frac{\omega \gamma P_0}{(\gamma - 1) \rho_0} \rho_1 + \rho_0 \Omega_\rho \rho_1 + \rho_0 \Omega_T T_1 + (K_{\parallel} k_{\parallel}^2 + K_{\perp} k_{\perp}^2) T_1 = 0 \quad 41$$

$$\frac{\omega}{\gamma_{cr} - 1} P_{cr1} - \frac{\omega \gamma_{cr} P_{cr0}}{(\gamma_{cr} - 1) \rho_0} \rho_1 + \kappa_{\parallel} \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)^2}{B_0^2} P_{cr1} = 0 \quad 42$$

$$\frac{P_1}{P_0} - \frac{\rho_1}{\rho_0} - \frac{T_1}{T_0} = 0 \quad 43$$

که در این روابط  $\Omega_\rho = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \rho}\right)_T$  و  $\Omega_T = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T}\right)_\rho$  در حالت تعادل تعیین می شوند. علاوه بر این، لازم است چند عدد موج تعریف کنیم:

$$k_\rho = \mu(\gamma - 1) \rho_0 \frac{\Omega_\rho}{R c_s T_0}$$

$$k_T = \mu(\gamma - 1) \frac{\Omega_T}{R c_s T_0}$$

$$k_{K_{\parallel}} = \frac{R c_s \rho_0}{\mu(\gamma - 1) K_{\parallel}}$$

$$k_{K_{\perp}} = \frac{R c_s \rho_0}{\mu(\gamma - 1) K_{\perp}} \quad 44$$

همچنین متغیرهای بی بعد زیر را، برای به دست آوردن رابطه پاشندگی، معرفی می کنیم:

$$\varpi = \frac{\omega}{c_s k}, \sigma_\rho = \frac{k_\rho}{k},$$

$$\sigma_T = \frac{k_T}{k}, \sigma_{K_{\parallel}} = \frac{k}{k_{K_{\parallel}}}, \sigma_{K_{\perp}} = \frac{k}{k_{K_{\perp}}} \quad 45$$

همچنین:

بردار موج اختلال و  $\omega$  نرخ رشد است. همچنین ما جملات تعادلی و اختلالی را با زیرنویس های 0 و 1 مشخص می کنیم. مشابه کارهای پیشین [۱۷، ۲۳، ۳۲، ۳۳] فرض خواهیم کرد که در حالت تعادل  $\Omega(\rho_0, T_0) = 0$ . به علاوه، ما دستگاه مختصاتی با سه محور  $e_x, e_y, e_z$  و  $e_z$  را به کار خواهیم گرفت که به این نحو تعریف می شوند:

$$e_z = \frac{B_0}{B_0} e_y = \frac{B_0 \times k}{|B_0 \times k|} e_x = e_y \times e_z \quad 35$$

شکل خطی سازی شده معادلات ۱، ۲ و ۴ را بازنویسی می کنیم:

$$\omega \rho_1 + i \rho_0 \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 = 0 \quad 36$$

$$\omega \rho_0 \mathbf{V}_1 + i k P_1 + i k P_{cr1} + i(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1) \frac{\mathbf{k}}{4\pi} - i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \frac{B_1}{4\pi} = 0 \quad 37$$

$$\omega \mathbf{B}_1 + i \mathbf{B}_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1) - i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{V}_1 + \eta_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}) \mathbf{B}_1 + \alpha_f^2 \eta_1 \mathbf{B}_0 + i \alpha_f \eta_1 \mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 - \tilde{\eta}_0 (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1) [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{k} - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}) \mathbf{B}_0] + \tilde{\eta}_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{B}_1 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1) \mathbf{B}_0] = 0 \quad 38$$

که در آن  $\eta_0$  و  $\eta_1$ ، به ترتیب، به عنوان ضریب پخش اهمی در حالت تعادلی و حالت اختلالی در نظر گرفته شده اند و  $\tilde{\eta}_0$  نیز به عنوان ضریب پخش دوقطبه در حالت تعادل تعریف شده است. توجه داشته باشید که آخرین جمله معادله ۳۳ بر اساس قانون گاوس برای میدان مغناطیسی صفر است ( $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0$ ). بنابراین اگر ما حاصل ضرب نقطه ای  $\mathbf{B}_0$  را با معادله ۳۳ به دست آوریم، خواهیم داشت:

$$\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1 = \frac{1}{\omega + k^2 \mu_0} (i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{V}_1) - i B_0^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1) - \alpha_f^2 \eta_1 B_0^2)$$

$$\omega^6 + c_5\omega^5 + c_4\omega^4 + c_3\omega^3 + c_2\omega^2 + c_1\omega + c_0 = 0$$

۵۱

در این رابطه داریم:

$$\begin{aligned} c_5 &= \sigma_T + \sigma_K + \psi\xi + \mu_0 \\ c_4 &= \psi\xi(\sigma_T + \sigma_K) + 1 + \alpha + \frac{\gamma_c}{\gamma}\varphi \\ &\quad + \mu_0[\sigma_T + \sigma_K + \psi\xi] \\ c_3 &= \frac{1}{\gamma}(1 + \gamma\alpha + \gamma_c\varphi)(\sigma_T + \sigma_K) \\ &\quad + \mu_0\left[\frac{1}{\gamma}\psi(\sigma_T + \sigma_K)\xi \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\gamma}\left(\gamma + \frac{\gamma_c}{\gamma}\varphi\right)\right] \\ &\quad + \alpha(\mu_x + \mu_y)(1 - \xi) \\ c_2 &= \frac{\alpha\psi}{\gamma}(1 + \gamma\alpha)(\sigma_T + \sigma_K) - \frac{\psi\xi}{\gamma}\sigma_\rho \\ &\quad + \alpha\xi\left(1 + \frac{\gamma_c}{\gamma}\varphi\right) \\ &\quad + \mu_0\left[\frac{1}{\gamma}\left(1 + \frac{\gamma_c}{\gamma}\varphi\right)(\sigma_T \right. \\ &\quad \left. + \sigma_K) + \psi\xi - \frac{\sigma_\rho}{\gamma}\right] \\ &\quad + \alpha(1 - \xi)\left[\frac{1}{\gamma}(\sigma_T + \sigma_K)(\mu_x \right. \\ &\quad \left. + \mu_y) - \frac{1}{\gamma}\sigma_\rho\mu_y \right. \\ &\quad \left. + \psi\xi(\mu_x + \mu_y)\right] \\ c_1 &= \frac{\alpha\xi}{\gamma}(1 + \gamma_c\varphi)(\sigma_T + \sigma_K) - \frac{\alpha\xi}{\gamma}\sigma_\rho \\ &\quad + \alpha\psi\xi^2 \\ &\quad + \mu_0\psi\xi[\sigma_T + \sigma_K - \sigma_\rho] \\ &\quad + \alpha\psi\xi[(\sigma_T + \sigma_K)(\mu_x \\ &\quad + \mu_y) - \mu_y\sigma_\rho](1 - \xi) \\ c_0 &= \frac{\alpha\psi}{\gamma}\xi^2(\sigma_T + \sigma_K - \sigma_\rho) \end{aligned}$$

۵۲

اگر در معادله مشخصه ۵۱ فرض کنیم که  $\eta = 0$  به معادله مشخصه‌ای که در [۱۷] به دست آمده است، خواهیم رسید و اگر بگیریم  $\varphi \equiv \psi = 0$  معادله ۵۱ به معادلات مشخصه حاصله در کارهای [۳۲] و [۳۳]

$$\sigma_K = \sigma_{K\parallel}\xi + \sigma_{K\perp}(1 - \xi) \quad ۴۶$$

اینجا  $\xi$  به صورت  $\xi = \cos^2\theta$  تعریف شده که در آن  $\theta$  زاویه بین  $\mathbf{B}_0$  و  $\mathbf{k}$  و  $c_s = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$  سرعت صوت است. می‌توان سرعت آلفون ( $v_A$ ) را به کمک سرعت صوت به شکل بی بعد نوشت:

$$v_c \equiv \frac{v_A}{c_s}, \alpha \equiv v_c^2 \quad ۴۷$$

چهار پارامتر مهم و بی‌بعد دیگر نیز باید در نظر گرفته شود.  $\psi$  بیانگر اثرات CRS هستند و چنین تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{P_{cr0}}{P_0}, \psi = \psi_0 \frac{k}{k_\rho} \\ \psi_0 &= (\gamma_{cr} - 1)k_\rho \frac{\kappa_{\parallel}}{c_s} \end{aligned} \quad ۴۸$$

$\mu_0$  و  $\mu_1$  نیز نشان‌دهنده اثرات پخشی هستند که طبیعتاً تعاریف متفاوتی به‌ازای پخش اهمی و پخش دوقطبه خواهند داشت: اگر غلبه با پخش اهمی باشد:

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \frac{k}{c_s}\eta_0, \mu_1 = \frac{\alpha_f^2}{kc_s}\eta_1 \\ \eta_1 &= \eta_0\left(x\frac{\rho_1}{\rho_0} + y\frac{P_1}{P_0}\right) \end{aligned}$$

و اگر غلبه با پخش دوقطبه باشد:

$$\mu_0 = \frac{kB_0^2}{c_s}\eta_0, \mu_1 = 0 \quad ۴۹$$

که  $x$  و  $y$  ثابت هستند. نهایتاً، اگر  $\beta$  را که کمیتی ثابت و بی‌بعد است، به صورت زیر تعریف کنیم:

$$\beta = (\alpha_f/k)^2$$

خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \mu_x &= \frac{\alpha_f^2}{kc_s}\eta_0 x = \beta\mu_0 x \\ \mu_y &= \frac{\alpha_f^2}{kc_s}\eta_0 y = \beta\mu_0 y \end{aligned} \quad ۵۰$$

واضح است که اگر  $\beta = 0$  مسئله به پیکربندی میدان ثابت فرومی‌کاهد. با اندکی محاسبه رابطه پاشندگی به صورت زیر به دست می‌آید:

به طوری که نواحی پایداری با افزایش  $\mu_0 < 1$  گسترش می یابند. با این حال، موضوع برای  $\mu_1$  کمی متفاوت است. همان طور که قبلاً بیان شد، مورد  $\beta = 0$  و  $\mu_0 \neq 0$  نشان دهنده پیکربندی میدان ثابت و مورد  $\beta \neq 0$  دال بر پیکربندی میدان بی نیرو است. بنابراین، ساختار میدان مغناطیسی در مطالعه ناپایداری حرارتی بسیار مهم است. توجه داشته باشید که شکل ۱ برای مورد  $\sigma_p < 0$  رسم شده است، با این حال، دامنه پایداری برای حالت  $\sigma_p > 0$  متناظر با ناحیه بالایی است، منطقه ای که بین خط تیره و محور افقی محصور شده است، به جز قسمتی که  $\beta \neq 0$  و  $\sigma_p > 0$ .

شکل ۲ اثرات توأمان هر دو پدیده (MD و CRS) را برای برخی از مقادیر  $\beta$  و  $\xi$  نشان می دهد. سمت چپ شکل ۲ به ازای  $\xi = 0.01$  و طرف دیگر این نمودار برای  $\xi = 0.1$  رسم شده است. همان طور که می بینید، افزایش  $\beta$  نواحی پایداری را در هر دو طرف را برای  $\sigma_p < 0$  کاهش می دهد. از مقایسه دو طرف نمودار می توان نتیجه گرفت که نقش زاویه بین  $k$  و  $B$  در بررسی حوزه های پایداری در میدان مغناطیسی بی نیرو غیر قابل چشمپوشی است. به عبارت دیگر، دانستن پیکربندی میدان مغناطیسی بسیار مهم است. شکل ۳ همان شکل ۲ است با  $\mu_0$  متفاوت. مقایسه بین شکل ۲ و شکل ۳، نشان می دهد که اثرات  $\mu_0$  و  $\beta$  برای مورد  $\mu_0 < 1$  متفاوت و برای مورد  $\mu_0 > 1$  مشابه می باشند. با این حال، تغییر  $\theta$  برای  $\mu_0$  اهمیت بیشتری دارد تا  $\beta$ . شکل ۴ نواحی پایداری در حالت  $\sigma_p > 0$  نشان می دهد. همان طور که دیده می شود، تغییر نواحی پایداری در مورد  $\sigma_p > 0$  تنها برای  $\beta \neq 0$  رخ می دهد. به عبارت دیگر، این تغییر تنها زمانی ظاهر می شود که میدان مغناطیسی ثابت نباشد.

نمودارهای ۵ و ۶ نرخ رشد مد تراکم حرارتی را در برابر عدد موج های اختلالی نمایش می دهند. شکل ۵ برای مورد  $\sigma_p < 0$  و شکل ۶ برای  $\sigma_p > 0$  رسم شده

منجر می شود. همچنین این معادله، با حذف اثر CRS و MD ( $\varphi \equiv \psi \equiv \eta = 0$ ) به معادله مشخصه استاندارد ناپایداری مغناطوحرارتی [۲۳] ساده می شود. مسائل ذکر شده در شکل ۱ تصویر شده اند. به عبارت دیگر، معادله ۵۱ امواج مغناطوحرارتی در یک گاز یونیده ضعیف را در حضور CRS و MD توصیف می کند. ما به منظور به دست آوردن ریشه های این معادله مشخصه، آن را به صورت عددی و با استفاده از روش لاگر [۴۹] حل می کنیم. نهایتاً، نواحی پایداری (محدوده ای از مقادیر که به ازای آن بخش حقیقی همه ریشه های معادله مشخصه منفی باشند) و ناپایداری (محدوده ای از مقادیر که به ازای آن بخش حقیقی حداقل یکی از ریشه های معادله مشخصه مثبت باشد) با توجه به تغییر علامت ریشه ها، از هم تفکیک می شوند.

## نتایج و تحلیل

در این بخش، هدف ما تحلیل نتایج به دست آمده است که در نمودارهای ۱ تا ۸ خلاصه شده اند. شکل های ۱ تا ۴ نواحی پایداری (و ناپایداری) را نشان می دهند و محور عمودی و افقی به ترتیب به  $\sigma_p$  و  $\sigma_T$  مربوطند. نمودارهای ۵ تا ۶ نیز نرخ رشد را در برابر عدد موج اختلال نمایش می دهند. در نهایت، در نمودارهای ۷ و ۸ نرخ رشد را در مقابل MD بی بعد می بینیم.

در سمت چپ شکل ۱ نواحی پایداری CRS ( $\eta = 0$ ) مشابه [۱۷]) نمایش داده شده است، در حالی که نمودار سمت راست، نواحی پایداری MD ( $\varphi \equiv \psi = 0$ ) مشابه [۳۲، ۳۳]) را نشان می دهد. همان طور که در سمت چپ شکل ۱ دیده می شود، اثر CRS حساسیت زیادی نسبت به  $\xi$  (یا  $\theta$  که بیان گر زاویه بین  $k$  و  $B$  است) دارد، به طوری که نواحی پایداری با کاهش این زاویه به طور محسوسی کوچک می شوند، و برعکس. اثر MD در سمت راست شکل ۱ نشان داده شده است

پخش اهمی، می‌توانیم طول موج مشخصه‌ای را به صورت زیر به دست آوریم:

$$\lambda_0 \equiv 2\pi \frac{\mathcal{M}}{Rem} \lambda_j \quad 53$$

به عنوان نمونه، اگر  $Rem = 100$  و  $\mathcal{M} = 4$  داریم:

$$\lambda_0 \equiv 0.25 \lambda_j \quad 54$$

طول موج جینز برای ابر رشته‌ای  $0.1 PC$  است که منجر به  $\lambda_0 = 0.025 PC$  می‌شود. این موضوع ممکن است در مطالعه شکل‌گیری ستارگان کم جرم مهم باشد. همچنین با فرض غلبه پخش دوقطبه، ما می‌توانیم طول موج مشخصه‌ای را برای مورد  $\mu_0 = 1$  به دست آوریم:

$$\lambda_A \equiv \frac{2\pi B_0^2}{c_s} \eta_0 \equiv \frac{2\pi c_s}{\epsilon \gamma_A} \frac{\alpha}{\sqrt{\rho}} \quad 55$$

حال مفید است که  $\lambda_A$  را در یک مورد معمول در نظر بگیریم. مقادیر زیر را در معادله ۴۵ جایگزین می‌کنیم:

$$\begin{aligned} c_s &= 3 \times 10^5 \text{ cm/s} \\ \gamma_A &= 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^3 \cdot g^{-1} \cdot s^{-1} \\ \epsilon &= 3 \times 10^{-16} g^{\frac{1}{2}} \cdot \text{cm}^{-\frac{3}{2}} \\ \alpha &= 1 \end{aligned}$$

خواهیم داشت:

$$\lambda_A \cong 0.05 PC \left( \frac{10^6 \text{ cm}^{-3}}{n_g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 56$$

در حالت  $\mu_0 < 1$  واضح است که  $\lambda > \lambda_A$  و برای  $\mu_0 > 1$  نیز  $\lambda < \lambda_A$ . توجه کنید که این مقدار به شعاع هسته‌ها<sup>۱</sup> در ابر مولکولی در حال فروریزش بسیار نزدیک است [۲۱]. حال مناسب است که بحثی در مورد رابطه طول موج مشخصه و مقیاس زمانی AD یا  $\tau_{AD}$  داشته باشیم. به طور کلی اطلاع از دو پارامتر مهم، یعنی تابع سرمایه‌ش خالص و مقیاس زمانی آن، برای بررسی وقوع ناپایداری حرارتی در یک محیط ضروری است. فیلد ثابت کرد [۲۳] که ناپایداری حرارتی می‌تواند باعث رشد سریع آشفستگی در چگالی گاز، از اختلالی

است. همان‌طور که مشهود است، افزایش  $\mu_0$  نرخ رشد مد تراکمی حرارتی در شکل ۶ را افزایش می‌دهد. همچنین افزایش  $\beta$  نیز به طور قابل توجهی نرخ رشد مد تراکم حرارتی برای مورد  $\sigma_\rho > 0$  را بالا می‌برد. با این حال، وضعیت در شکل ۵ متفاوت است. در حالت  $\sigma < 0$ ، افزایش  $\mu_0$  و  $\beta$  هر دو منجر به کاهش نرخ رشد می‌گردند. در واقع برای مورد  $\sigma < 0$ ، MD روی نرخ رشد اثر کاهشی دارد، در حالی که در حالت  $\sigma > 0$  این تأثیر افزایشی است.

در نمودارهای ۷ و ۸ نرخ رشد مد تراکم حرارتی در قیاس با ضریب MD بی‌بعد ترسیم شده است. شکل ۷ برای برخی از مقادیر  $\beta$  و در هر دو مورد  $\sigma_\rho < 0$  و  $\sigma_\rho > 0$  رسم شده و نمایان‌گر اثر پیکربندی میدان بی‌نیرو است. شکل ۸ نیز نرخ رشد را در همین شرایط و به‌ازای برخی از مقادیر  $\varphi$  نشان می‌دهد. با افزایش  $\beta$ ، نرخ رشد در هر دو مورد  $\sigma_\rho < 0$  و  $\sigma_\rho > 0$  در شکل ۷ بیشتر می‌شود، در حالی که در شکل ۸ در هر دو مورد، شاهد کاهش نرخ رشد با افزایش  $\varphi$  هستیم. علاوه بر این، توجه کنید که نرخ رشد در محدوده  $0 < \mu_0 < 1$  و به‌ازای  $\sigma_\rho < 0$  تابعی کاهشی است؛ در حالی که در همین مورد و در محدوده  $1 < \mu_0 < 5$  روند افزایشی دارد. در قیاس با این رفتار، در مورد  $\sigma_\rho > 0$ ، نرخ رشد در سراسر محدوده  $0 < \mu_0 < 5$  تابعی صعودی از  $\mu_0$  است؛ به طوری که در بازه  $0 < \mu_0 < 1$  سریع‌تر از  $1 < \mu_0 < 5$  رشد می‌کند.

### پیکربندی میدان ثابت

نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که نواحی پایداری برای دو وضعیت  $\mu_0 < 1$  و  $\mu_0 > 1$  بسیار متفاوت می‌باشند. برای مورد  $\mu_0 = 1$  با فرض غالب بودن

75K) در منابع این تحقیق مورد مطالعه قرار گرفته است و معلوم شده که چنین ابری، از نظر حرارتی، ناپایدار است. بر این اساس، می‌توان تراکم حرارتی را به‌عنوان مرحله‌ای مقدماتی برای فروریزش گرانشی در ابرهای مولکولی در نظر گرفت و لذا، ناپایداری حرارتی می‌تواند منشأ مهمی برای ساختارهای ریزمقیاس در ابرهای کاملاً مولکولی باشد. همچنین معلوم شده است که ناپایداری حرارتی در پلاسمای ضعیف یونیده، حتی در مقیاس‌های طولی کوچک نیز می‌تواند رشد کند. حتی برای باریکه‌ای از یک ابر مولکولی (ساختار مغناطیسی تک بعدی و خود-گرانشی، شامل گرمایش اصطکاکی ناشی از رانش یون-خنثی) گرمایش AD در نواحی بیرونی باریکه مهم‌تر از نرخ متوسط گرمایش حاصل از CRs و حرکتهای تلاطمی است و ناپایداری حرارتی هم‌فشار می‌تواند در این ناحیه صورت گیرد. علاوه بر این، ناپایداری حرارتی تحت اثر AD در هسته‌های ابر مولکولی ( $n \sim 10^5$ ) در یک هسته استوانه‌ای ( $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) با تقارن محوری) می‌تواند رشد کند. این خلاصه‌ای از نتایج به‌دست آمده در منابع تحقیق ماست.

حال مفید است یکی از پیامدهای اختریفیکی این نتایج را مورد توجه قرار دهیم. به‌عنوان مثال، ما یک گاز ضعیف یونیده را در نظر می‌گیریم که در معرض موج ضربه‌ای حاصل از یک ابرنواختر قرار گرفته است. اولین نکته‌ای که باید مشخص شود، زاویه بین جهت انتشار اختلال ناشی از موج ضربه‌ای از ابرنواختر و راستای خطوط میدان مغناطیسی در ابر است. نکته دوم، تعیین طول موج مشخصه است که به‌خواص فیزیکی گاز یونیده، از جمله چگالی آن، بستگی دارد. اگر طول موج اختلال بیشتر از طول موج مشخصه باشد، MD برای مورد  $0 \rightarrow \xi$  باعث افزایش تحمل مغناطیسی در برابر فروریزش گرانشی می‌شود و در مورد  $1 \rightarrow \xi$  آن را کاهش می‌دهد.

بسیار کوچک چگالی تا دامنه‌های غیرخطی، شود. این اتفاق وقتی رخ می‌دهد که در مقیاس زمانی سرمایش،  $\tau_c$ ، بسیار کوتاه‌تر از زمان دینامیکی،  $\tau_{dy}$ ، در شرایط معمول در ISM باشد. از طرف دیگر، شو نشان داد [۴۲] که مقیاس زمانی پخش دوقطبه در یک ابر مولکولی معمولی را می‌توان به‌صورت  $\tau_{AD} = 10^8 \left(\frac{\lambda}{PC}\right)^2 yr$  تقریب زد؛ که اینجا  $\lambda$  طول موج اختلال برحسب واحد پارسک است. بر این اساس، می‌توان انتظار داشت که برای طول موج بحرانی  $\lambda = 0.05$  که منجر به  $\tau_{AD} = \tau_c$  می‌گردد، پخش دوقطبه مهم باشد. این موضوع ممکن است در مطالعه نظریه تشکیل ستارگان کم‌جرم معنی‌دار باشد.

### پیکربندی میدان بی‌نیرو

یکی از مهم‌ترین نتایج در مورد پیکربندی میدان بی‌نیرو، عبارت است از تغییر در نواحی پایداری برای حالت  $\sigma_p > 0$ . به‌بیان بهتر، نواحی پایداری برای مورد  $\sigma_p > 0$  ثابت است، تنها اگر  $\beta = 0$ . اثر دیگر میدان بی‌نیرو، کاهش نواحی پایداری است. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود، در مورد  $\sigma > 0$  نواحی پایداری می‌توانند به‌طور کامل ناپدید شوند؛ به‌خصوص زمانی که  $\beta \neq 0$  و  $0 \rightarrow \xi$ . همچنین، اثر پیکربندی میدان بی‌نیرو منجر به افزایش نرخ رشد در مورد  $\sigma > 0$  می‌شود.

### بحث

ما این بخش را با جستجوی محدوده‌هایی از چگالی در ابرهای مولکولی آغاز می‌کنیم که در آنها وقوع ناپایداری حرارتی ممکن است مهم باشد. به‌علاوه، برای ما مهم است که بدانیم اثر پخش دوقطبه در این محدوده‌ها قابل‌توجه است، یا نه. در ارتباط با این موضوع، وقوع ناپایدار حرارتی در ابرهای مولکولی (با چگالی  $n \approx 10^3 \text{ cm}^{-3}$  و دمای  $T \approx 35$ )

### مقایسه با پژوهش‌های پیشین

همان‌طور که می‌دانیم بخش‌هایی از کار فعلی ما، در کارهای پیشین پژوهشگران، به‌طور مجزا و نه تئومان، مورد توجه قرار گرفته‌اند. به‌اثر CRS در [۱۷] و MD در [۳۴] و [۳۵] پرداخته شده است. به‌عنوان مثال، شادمهری و همکاران [۳۴] ناپایداری حرارتی پلاسما را در حضور MD مطالعه کردند. مدتی بعد، این مطالعه توسط خصلی و همکاران [۳۵] در مورد ISM به‌کار گرفته شد و توسعه یافت. متأسفانه، در هر دو اثر، در مشتق‌گیری از رابطه پاشندگی مشکلی وجود دارد (توجه کنید که رابطه پاشندگی و ضریب‌های آن در هر دو اثر یکسان است). به تبع این اشکال، رابطه پاشندگی در این آثار، به آنچه در [۳۲، ۳۳] در مورد پخش صرفاً دوقطبه به‌دست آمده است، فرو نمی‌گاهد. لذا، نتایج این بخش از کار ما نیز قابل مقایسه با آثار مذکور نیست. ضمناً، در رابطه با همین مسئله، ما مشتق معادله پاشندگی را با جزئیات بیشتر در پیوست الف ارائه کرده‌ایم.

در مطالعات [۳۲، ۳۳، ۳۵] صرفاً اثر AD (بدون حضور CRS) در حالت  $\mu_0 > 1$  مورد توجه قرار گرفته است. ایشان به‌این نتیجه رسیدند که AD تنها باعث کاهش تحمل مغناطیسی در برابر فروریزش گرانشی می‌شود. آنها بررسی خود را به‌شرایط مذکور محدود کردند و مورد  $\mu_0 < 1$  را بررسی نکردند. علاوه بر این، ایشان، در غیاب CRS، طول‌موج‌های بحرانی را برای موارد  $\sigma_\rho > 0$  و  $\sigma_\rho < 0$  به‌تفصیل به‌دست آوردند. نکته اصلی آن است که این پژوهشگران فرض کردند که میدان مغناطیسی، در حالت تعادل، ثابت است و به‌همین دلیل سرعت رانش بین یون‌ها و ذرات خستی،  $v_d$ ، صفر است؛ زیرا داریم  $v_d \sim (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0$  [۱۲]. در نتیجه، گرمایش AD صفر است ( $\Gamma' = 0$ ، معادله ۲۱ را ببینید) و در واقع حالت  $\sigma_\rho < 0$  در غیاب CRS حذف می‌شود (به‌استثنا مورد محیط نوری

ضخیم یا  $\delta < 0$ ). با این حال، چندان مشخص نیست که چگونه طول موج بحرانی که همیشه صفر است، به‌عنوان تابعی از  $\Gamma'$  به‌دست می‌آید و منجر به طول موجی موهومی می‌گردد (به‌معادله ۳۸ در [۳۳] و رابطه ۳۵ در [۳۵] نگاه کنید).

### نتیجه‌گیری

این مطالعه با هدف بررسی اثرات دینامیکی MD و CRS بر وقوع ناپایداری حرارتی در یک گاز تا حدی یونیزه انجام گرفت. گاز یونیزه جزئی و CRS به‌عنوان دو سیال در نظر گرفته شدند، با این قید که سیال CRS در امتداد خطوط میدان مغناطیسی منتشر می‌شود. ما پخش میدان مغناطیسی را با تحلیل اختلال خطی و ضمن در نظر گرفتن تئومان پخش اهمی و پخش دوقطبه مورد بررسی قرار دادیم. در واقع، ما کار [۱۷] را که در چارچوب MHD آرمانی انجام شده بود، در قالب MHD غیرآرمانی توسعه دادیم. همچنین ما دو ساختار متمایز را برای میدان مغناطیسی در نظر گرفتیم، یعنی پیکربندی میدان ثابت و دیگری پیکربندی میدان بی‌نیرو؛ دو ساختاری که منجر به نتایج متفاوتی شدند. میدان بی‌نیرو اثر دینامیکی ندارد، اما اثرات پدید می‌آورد. امکان پدید آمدن پیکربندی میدان بی‌نیرو در ISM را برای توضیح ظاهر پیچ‌خورده برخی ابرهای رشته‌ای مطرح شده است. در ساختاری چنین درهم‌پیچیده، تنها با وجود میدان تقریباً بی‌نیرو است که اثرات الکترومغناطیسی بیش از حد مختل نخواهد بود. در هر حال، ما یک معادله مشخصه درجه ششم به‌دست آوردیم که حالت‌های پایدار و ناپایدار را در یک گاز تا حدی یونیزه که CRS و MD در آن تئومان ایفای نقش می‌کنند، مشخص می‌نماید. نتایج به‌دست آمده را می‌توان در دو رده خلاصه کرد: یکی اثرات AD و CRS بر نواحی پایداری و دیگری اثرات AD و CRS بر نرخ رشد.

اثرات MD و CRS نرخ رشد را در مورد  $\Omega_p < 0$  متوقف می‌کنند. به عبارت دیگر، در این حالت، میدان بی‌نیرو منجر به افزایش نرخ رشد می‌شود. ما همچنین متوجه شدیم که نرخ رشد برای موارد  $\mu_0 < 1$  و  $\mu_0 > 1$  متفاوت است. نرخ رشد برای حالتی که  $\mu_0 < 1$  و  $\Omega_p < 0$  تابعی نزولی از  $\mu_0$  خواهد بود؛ در حالی که اگر  $\mu_0 > 1$  و  $\Omega_p < 0$  تابع صعودی است. اگر  $\Omega_p > 0$  نرخ رشد، در هر حال، تابعی افزایشی از  $\mu_0$  است. اگرچه در هر دو حالت ممکن برای تابع سرمایش خالص، CRS منجر به توقف نرخ رشد تراکم حرارتی می‌گردد، اما در عوض، شدت میدان بی‌نیرو نرخ رشد را افزایش می‌دهد. به این ترتیب، می‌توانیم نتیجه بگیریم که اثر MD بستگی به علامت تابع سرمایش خالص ( $\Omega_p$ ) دارد؛ در حالی که CRS و میدان بی‌نیرو، به ترتیب، اثر کاهشی و افزایشی بر نرخ رشد تراکم حرارتی دارند. این موضوع ممکن است در مطالعه ساختار قبه‌ها<sup>۱</sup> مهم باشد.

در نهایت نتایج مهم این پژوهش را می‌توان به‌طوری که در ادامه اشاره می‌کنیم، خلاصه نمود:

(۱) CRS، در حضور MD، نرخ رشد مد تراکم حرارتی را متوقف می‌کند؛ فارغ از اینکه  $\sigma_p$  چه علامتی داشته باشد. به علاوه، اثرات دینامیکی CRS به ضریب پخش موازی با میدان و فشار CRS مرتبط هستند؛ لذا اگر  $\Omega_p < 0$  حضور CRS تحمل مغناطیسی را افزایش می‌دهد و اگر  $\Omega_p > 0$  برعکس. خلاصه اینکه، در آن نواحی که CRS حضور دارند، تشکیل ساختار از طریق ناپایداری حرارتی کندتر رخ می‌دهد.

(۲) اثر دینامیکی MD بر اثر دینامیکی CRS غالب است.

اثرات AD و CRS بر نواحی پایداری در موارد  $\Omega_p > 0$  و  $\Omega_p < 0$  بسیار متفاوت است. برای مورد  $\Omega_p > 0$ ، ما تنها وقتی شاهد یک تغییر قابل توجه در نواحی پایداری هستیم که ساختار میدان بی‌نیرو است، یعنی  $\beta \neq 0$ . در این حالت، با افزایش  $\beta$  نواحی پایداری کاهش می‌یابند. علاوه بر این، متوجه شدیم که اثر MD بر نواحی پایداری به‌ازای  $\mu_0 < 1$  و  $\mu_0 > 1$  متمایز است. اگر  $\Omega_p < 0$  و  $\mu_0 < 1$ ، یک زاویه بحرانی ( $\theta_c = 43^\circ$  یا  $\xi_c = 0.73$ ) وجود دارد که سیستم در برابر اختلال پایدار است. برای حالت  $\mu_0 < 1$  و  $\Omega_p > 0$ ، با افزایش  $\mu_0$  نواحی پایداری گسترش می‌یابند، در حالی که وقتی  $\xi_c \rightarrow \xi$  افزایش  $\mu_0$  منجر به کاهش نواحی پایداری می‌شود. افزایش  $\beta$  نیز نواحی پایداری را کاهش می‌دهد. این کاهش در مورد  $\xi_c \rightarrow \xi$  نسبت به حالتی که  $\xi_c \rightarrow \xi$  شدیدتر است. البته میزان این کاهش به  $\mu_0$  نیز بستگی دارد؛ هرچه  $\mu_0$  بیشتر، کاهش نواحی پایداری شدیدتر. ما همچنین دریافتیم که فشار CRS و ضریب پخش CRS در راستای موازی با میدان، تحمل مغناطیسی را در برابر فروریزش گرانشی افزایش می‌دهند. تحمل مغناطیسی وقتی که  $\xi_c \rightarrow \xi$  خیلی بیشتر از مورد  $\xi_c \rightarrow \xi$  می‌باشد. علاوه بر این، مشخص شد که اثر MD بر اثر CRS غلبه دارد، به‌طوری که ما می‌توانیم یک طول موج مشخصه برای مورد  $\mu_0 = 1$  معرفی کنیم. لذا، برای مورد  $\mu_0 < 1$  داریم  $\lambda < \lambda_c$  و  $\lambda > \lambda_c$  برای مورد  $\mu_0 > 1$ . وقتی که  $\lambda < \lambda_c$  اثرات دینامیکی CRS و MD بر نواحی پایداری مشابه است. جالب است که مقدار این طول موج،  $\lambda_c$ ، به شعاع هسته‌های در حال فروریزش نیز بسیار نزدیک است [۲۱].

درست مثل نواحی پایداری، اثرات MD و CRS بر نرخ رشد هم، به‌ازای  $\Omega_p < 0$  و  $\Omega_p > 0$  یکسان نخواهد بود. ما متوجه شدیم که اگر  $\beta = 0$  باشد

<sup>۱</sup> Clumps

### پیوست محاسباتی

در اینجا رابطه پاشندگی را با جزئیات بیشتر بررسی می‌کنیم. اگر کار را با معادله ۴ شروع کنیم، مسیر سرراست‌تری خواهیم داشت. با اعمال اختلال خطی روی معادله ۴ داریم:

$$\begin{aligned} \omega \mathbf{B}_1 - i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{V}_1) \\ - i\mathbf{B}_0^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1) + ik \\ \times (\eta_1(\nabla \times \mathbf{B}_0) + \eta_0 \nabla \\ \times (\nabla \times \mathbf{B}_0) - \eta_0 \mathbf{k} \\ \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) + \eta_1 \mathbf{k} \\ \times [(\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0] \times \mathbf{B}_0 \\ = 0 \end{aligned} \quad (\text{پ}۱)$$

واضح است که دو جمله آخر این معادله را می‌توان با قاعده برداری  $BAC-CAB$  ساده کرد. به‌عنوان مثال، می‌توان نوشت:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) = \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1) \\ - \mathbf{B}_1(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}) = -k^2 \mathbf{B}_1 \end{aligned} \quad (\text{پ}۲)$$

بنا بر قانون گاوس برای میدان مغناطیسی  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0$  است. رویه مشابهی را می‌توان برای آخرین جمله معادله ۱ نیز به‌کار برد که نتیجه نهایی آن در معادله ۳۳ آمده است. بنابراین اگر حاصل ضرب نقطه‌ای  $\mathbf{B}_0$  را با معادله ۳۳ به‌دست آوریم، نتیجه می‌شود:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1 = \frac{1}{\omega + k^2 \mu_0} (i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)(\mathbf{B}_0 \\ \cdot \mathbf{V}_1) - i\mathbf{B}_0^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1) \\ - \alpha_f^2 \eta_1 \mathbf{B}_0^2) \end{aligned} \quad (\text{پ}۳)$$

که  $\mu_0 = \eta_0 + \mathbf{B}_0^2 \tilde{\eta}$  است. اگر حاصل ضرب نقطه‌ای  $\mathbf{B}_0 \mathbf{k}$  و معادله ۳۲ را حساب کنیم، می‌رسیم به:

$$\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{B}_0 = -\frac{i(P_1 + P_{1cr})k\mathbf{B}_0 \cos \theta}{\omega \rho_0} \quad (\text{پ}۴)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 = -\frac{ik^2}{\omega \rho_0} \left( P_1 + P_{1cr} + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1}{4\pi} \right) \quad (\text{پ}۵)$$

(۳) پیکربندی میدان مغناطیسی بی‌نیرو، در هر دو حالت  $\sigma_p$ ، نواحی پایداری را کاهش می‌دهد. در آن نواحی که ساختار مغناطیسی بی‌نیرو دارند، تشکیل ساختار از طریق ناپایداری حرارتی سریع‌تر رخ می‌دهد؛ در نتیجه، ساختارهای قبه‌ای در این نواحی از ابرها، بیشتر دیده می‌شوند.

(۴) MD، در قبال تراکم حرارتی، دارای دو رفتار متمایز است؛ به‌طوری که می‌تواند هم باعث افزایش تحمل مغناطیسی شود و هم منجر به کاهش آن گردد. در این باره، ما می‌توانیم طول‌موج مشخصه‌ای را بر مبنای برخی خواص فیزیکی تعریف کنیم. در شرایطی که غلبه با پخش اهمی است، می‌توان این طول‌موج را برحسب عدد ماخ و عدد رینولدز مغناطیسی بیان کرد و در صورت غالب بودن AD، این طول موج به‌سرعت آلفون و چگالی گاز بستگی خواهد داشت.

(۵) آهنگ تشکیل ساختار از طریق ناپایداری حرارتی در آن نواحی که MD مهم است، تابع علامت تابع سرمایه‌ش خالص است و همچنین وابسته به‌مقادیر ضریب MD و طول موج اختلال.



که اینجا  $f$  چنین تعریف می‌شود:

$$f = (\omega + \mu_0 k^2 \mathbf{B}_0^2) + \frac{k^2 \mathbf{B}_0^2}{4\pi\omega\rho_0} \quad (\text{پ} ۱۰)$$

همچنین معادلات ۳۶ و ۳۷ را می‌توان به‌طور زیر نوشت:

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{\gamma - 1} P_1 + \left( \rho_0 \Omega_\rho - \frac{\omega \gamma P_0}{(\gamma - 1) \rho_0} \right) \rho_1 \\ & + \left( \rho_0 \Omega_T + (K_{\parallel} k_{\parallel}^2 + K_{\perp} k_{\perp}^2) \right) \left( \frac{T_0}{P_0} P_1 - \frac{T_0}{\rho_0} \rho_1 \right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{پ} ۱۱)$$

$$\begin{aligned} & \frac{P_{cr1}}{P_{cr0}} \\ & = \left( \frac{1}{\gamma_{cr}} + \frac{\kappa_{\parallel} k^2 (\gamma_{cr} - 1)}{\omega} \cos^2 \theta \right)^{-1} \frac{\rho_1}{\rho_0} \end{aligned} \quad (\text{پ} ۱۲)$$

واضح است که می‌توان معادله مشخصه را بر حسب  $\rho_1$ ،  $P_1$ ،  $P_{cr1}$ ،  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1$ ،  $\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{V}_1$  و  $\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1$  به‌دست آورد.

حال اگر معادلات ۴ و ۵ را در معادله ۳ جایگزین کنیم، داریم:

$$\begin{aligned} & (\omega + k^2 \mu_0) \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1 \\ & = \frac{(P_1 + P_{1cr}) k^2 \mathbf{B}_0^2 \cos^2 \theta}{\omega \rho_0} \\ & - \frac{k^2 \mathbf{B}_0^2}{\omega \rho_0} \left( P_1 + P_{1cr} + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1}{4\pi} \right) \\ & - \alpha_f^2 \eta_1 \mathbf{B}_0^2 \end{aligned} \quad (\text{پ} ۶)$$

محاسبه حاصل‌ضرب نقطه‌ای  $\mathbf{k}$  با معادله ۳۲ منجر می‌شود به:

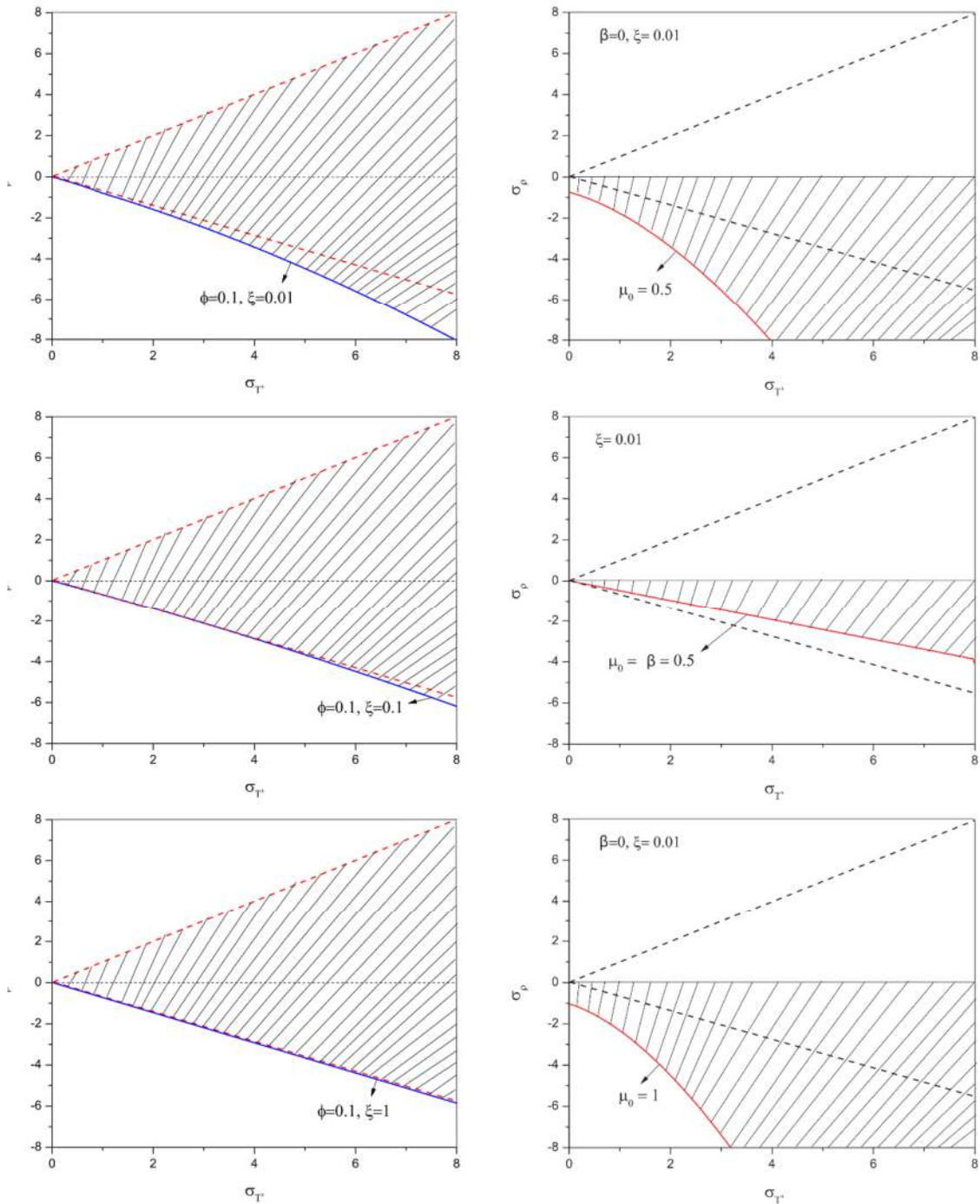
$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1 = -\frac{\omega \rho_1}{i \rho_0} \quad (\text{پ} ۷)$$

اگر جمله  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1$  را از معادلات ۵ و ۷ حذف کنیم، داریم:

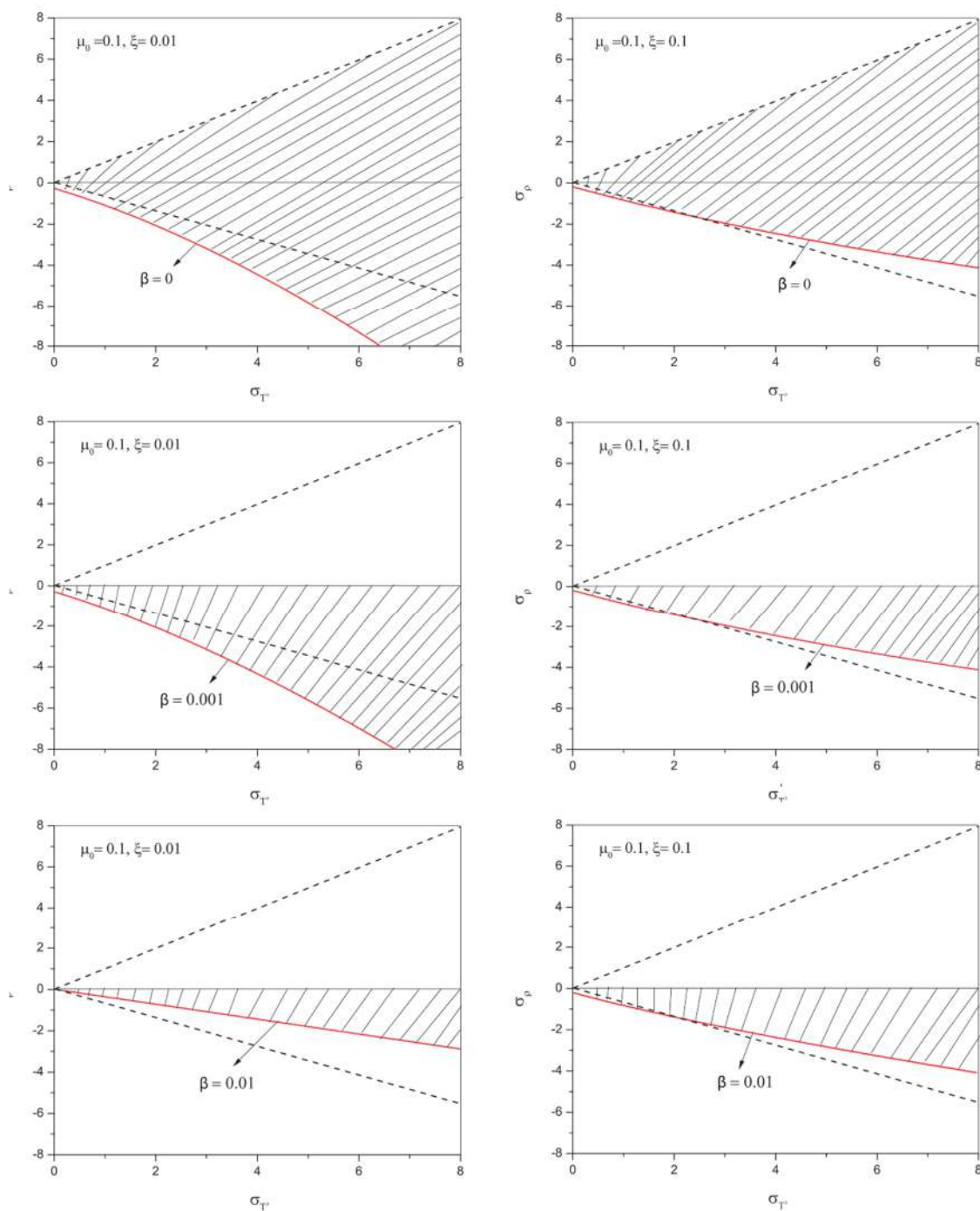
$$\rho_1 = -\frac{k^2}{\omega^2} \left( P_1 + P_{1cr} + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1}{4\pi} \right) \quad (\text{پ} ۸)$$

با توجه به معادلات ۶ و ۸، داریم:

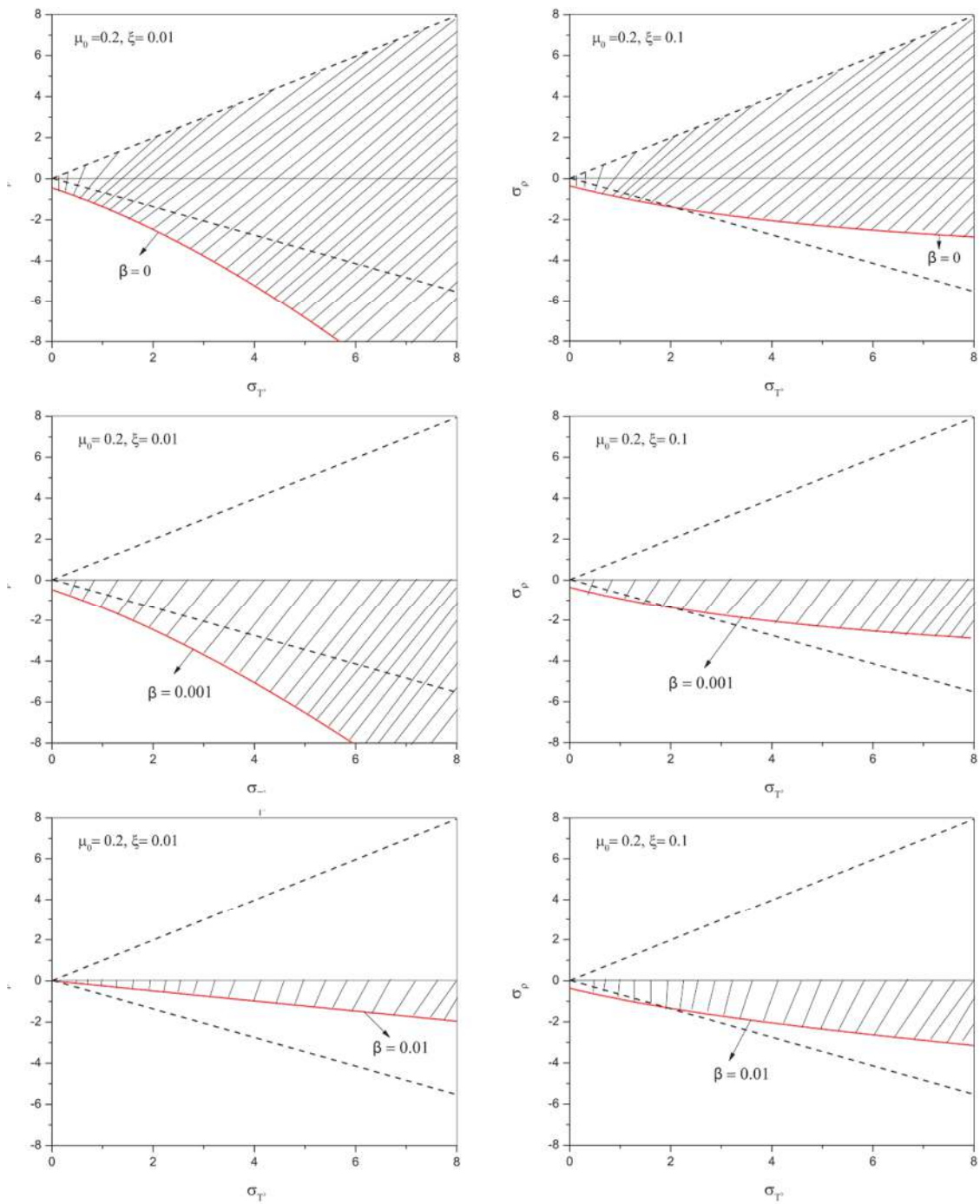
$$\begin{aligned} \rho_1 = & \frac{k^2}{\omega^2} \left( 1 - \frac{k^2 \mathbf{B}_0^2}{f \rho_0 \omega} \sin^2 \theta \right) (P_1 + P_{1cr}) \\ & + \alpha_f \eta_1 \frac{k^2 \mathbf{B}_0^2}{\omega^2 f} \end{aligned} \quad (\text{پ} ۹)$$



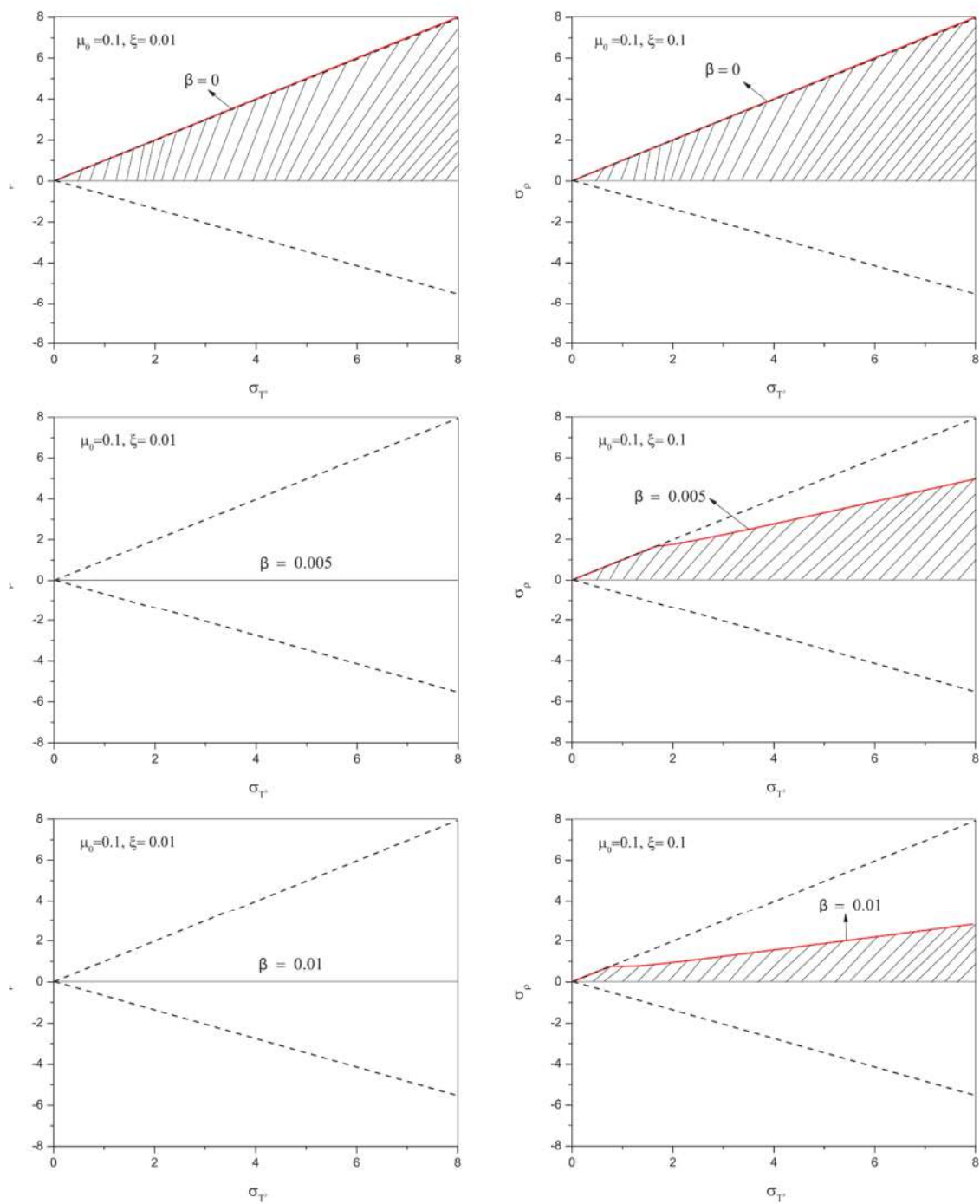
شکل ۱. راست: چکیده کار [۱۷]. نواحی پایداری با مناطق سایه‌دار در صفحه  $\sigma_\rho - \sigma_T$  نشان داده شده است و فرض شده که:  $\psi = 100, \alpha = 1, \gamma = 4/3, 5/3$ . منطقه بین دو خط تیره با دامنه پایداری در نبود CRS متناظر است. چپ: نواحی پایداری در حضور MD و بدون CRS برای مورد  $\sigma_\rho < 0$  در صفحه  $\sigma_\rho - \sigma_T$  ترسیم گردیده است.



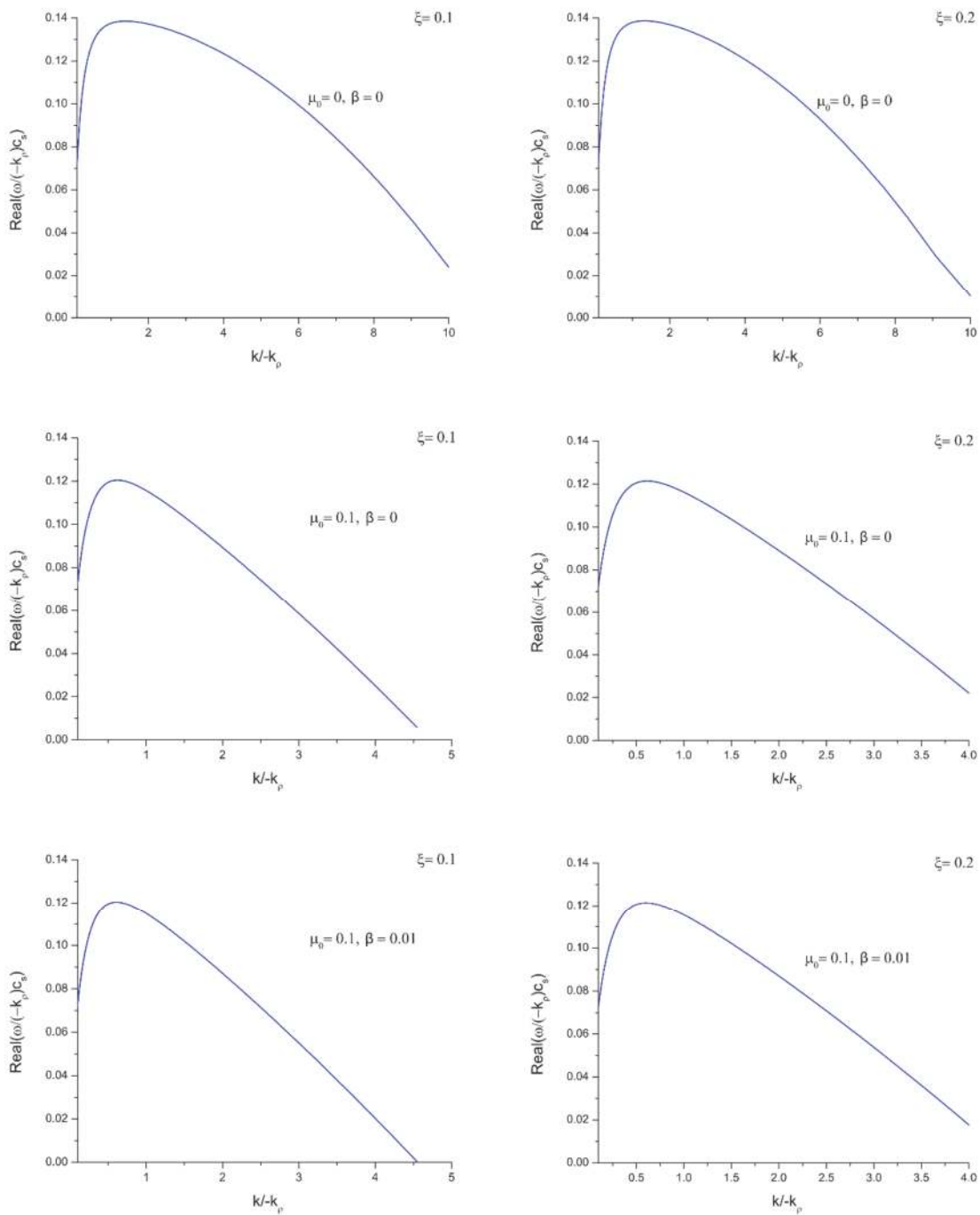
شکل ۲. نواحی پایداری با مناطق سایه‌دار در صفحه  $\sigma_\rho - \sigma_T$  نشان داده شده است و فرض شده که:  $\psi = 100, \phi = 0.1, \alpha = 1, \gamma = 5/3$  و  $\gamma_{cr} = 4/3$  توجه داشته باشید که منطقه محصور بین خط قرمز و محور افقی نشان دهنده دامنه ناپایداری در مورد  $\sigma_\rho > 0$  و منطقه بالا (منطقه محصور بین خط تیره و محور افقی) نشان دهنده دامنه ناپایداری در شرایط  $\sigma_\rho < 0$  می‌باشد. راست:  $\xi = 0.01$  چپ:  $\xi = 0.1$



شکل ۳. مشابه شکل ۲. راست:  $\xi = 0.01$  و چپ:  $\xi = 0.1$ .

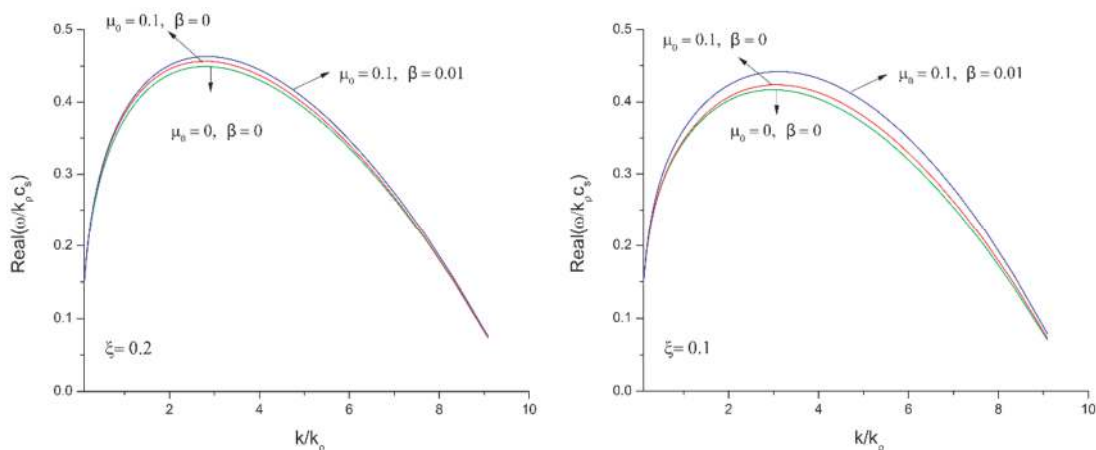


شکل ۴. مشابه شکل ۲. راست:  $\xi = 0.01$  و چپ:  $\xi = 0.1$ . البته تنها مورد  $\sigma_p > 0$  در نظر گرفته شده است.



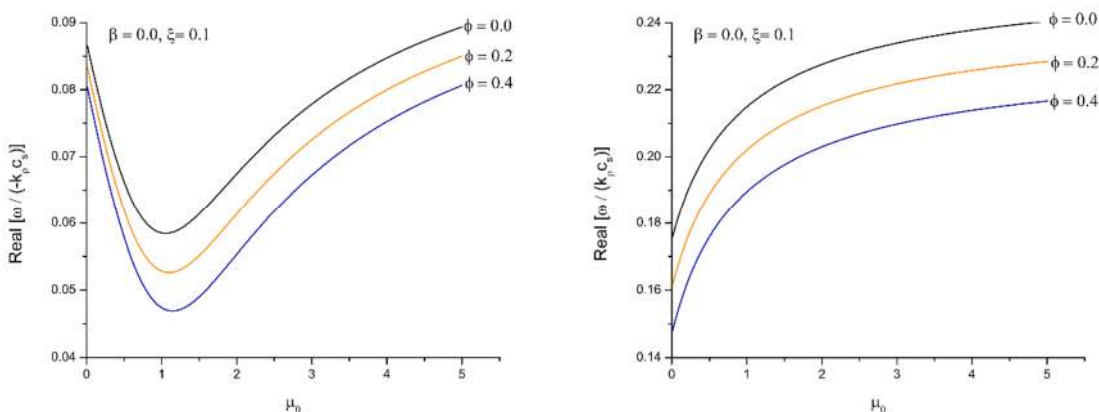
شکل ۵. نرخ رشد مد تراکم حرارتی در مقابل عدد موج اختلالات، برای مورد  $\sigma_p < 0$  و به‌ازای:

$$\alpha = 1 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad \gamma_{cr} = \frac{4}{3} \quad \phi = 0.6 \quad \frac{\sigma_{T'}}{\sigma_p} = -\frac{1}{2} \quad \sigma_p \sigma_K = 0.01$$



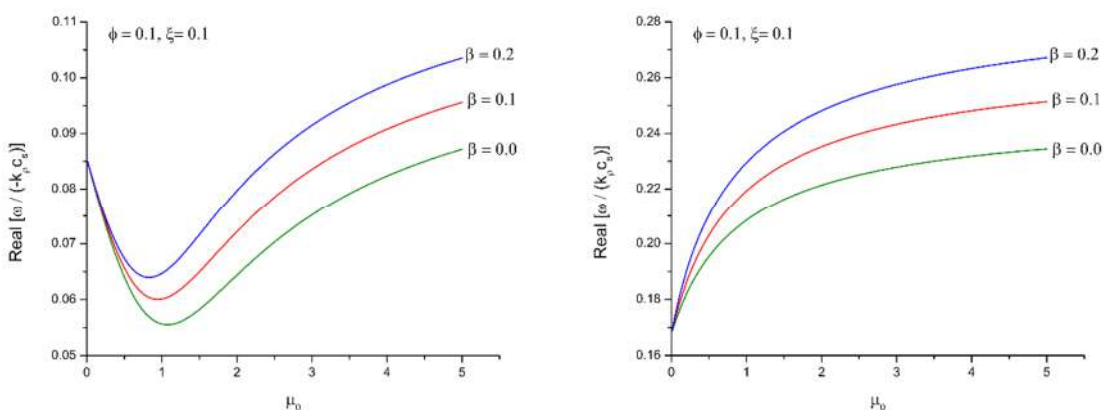
شکل ۶. نرخ رشد مد تراکم حرارتی در مقابل عدد موج اختلالات برای مورد  $\sigma_p > 0$  و به ازای:

$$\alpha = 1 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad \gamma_{cr} = \frac{4}{3} \quad \phi = 0.6 \quad \frac{\sigma_{T'}}{\sigma_p} = \frac{1}{2} \quad \sigma_p \sigma_K = 0.01$$



شکل ۷. نرخ رشد مد تراکم حرارتی در مقابل عدد موج اختلالات برای مورد  $\sigma_p > 0$  و به ازای:

$$\alpha = 1 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad \gamma_{cr} = \frac{4}{3} \quad \phi = 0.6 \quad \frac{\sigma_{T'}}{\sigma_p} = \frac{1}{2} \quad \sigma_p \sigma_K = 0.01$$



شکل ۸. نرخ رشد مد تراکم حرارتی در مقابل عدد موج اختلالات برای مورد  $\sigma_p > 0$  و به ازای:

$$\alpha = 1 \quad \gamma = \frac{5}{3} \quad \gamma_{cr} = \frac{4}{3} \quad \phi = 0.6 \quad \frac{\sigma_{T'}}{\sigma_p} = \frac{1}{2} \quad \sigma_p \sigma_K = 0.01$$

## مرجع‌ها

- [1] H. Koyama, Shu-Ichiro Inutsuka, Molecular Cloud Formation in Shock-compressed Layers, *The Astrophysical Journal* 532 (2000) 980-993. <https://doi.org/10.1086%2F308594>
- [2] C.F. McKee, C.B. Mitchell, Steady evaporation and condensation of isolated clouds in hot plasma, *The Astrophysical Journal* 358 (1990) 392. <https://doi.org/10.1086%2F168995>
- [3] C.F. McKee, J.P. Ostriker, A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate, *The Astrophysical Journal* 218 (1977) 148. <https://doi.org/10.1086%2F155667>
- [4] C. Xia, R. Keppens, Internal dynamics of a twin-layer solar prominence, *The Astrophysical Journal* 825 (2016) L29. <https://doi.org/10.3847%2F2041-8205%2F825%2F2%2F129>
- [5] A.R. Khesali, S.M. Ghoreyshi, M. Nejad-Asghar, Thermal instability in molecular clouds, including dust particles, Hall effect and ambipolar diffusion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 420.3 (2012) 2300-2306.
- [6] M. Shadmehri, M. Nejad-Asghar, A. Khesali, Thermal instability in ionized plasma, *Astrophysics and Space Science* 326.1 (2010) 83-90.
- [7] S.W. Stahler, P. Francesco, *The Formation of Stars*. Wiley, 2004. <https://doi.org/10.1002%2F9783527618675>
- [8] B.T. Draine, On radiation pressure in static, dusty H II regions, *The Astrophysical Journal* 732 (2011) 100. <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F732%2F2%2F100>
- [9] R.M. Crutcher, Magnetic fields in molecular clouds, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 50 (2012) 29-63.
- [10] F.H. Shu, *The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics*. 2 University Science Books (1991).
- [11] A. Dalgarno, M. Yan, W. Liu, Electron energy deposition in a gas mixture of atomic and molecular hydrogen and helium, *The Astrophysical Journal Supplement Series* 125 1 (1999) 237.
- [12] J.L. Spitzer, M.G. Tomasko, Heating of H II regions by energetic particles, *The Astrophysical Journal* 971 (1968) 152.
- [13] N. Indriolo, J. Benjamin McCall, Investigating the cosmic-ray ionization rate in the galactic diffuse interstellar medium through observations of H<sup>+</sup>, *The Astrophysical Journal* 745 1 (2012) 91.
- [14] J.E. Everett, G.Z. Ellen, The Interaction of Cosmic Rays with Diffuse Clouds, *The Astrophysical Journal* 739 2 (2011): 60.
- [15] M. Padovani, et al., Cosmic-ray ionisation in circumstellar discs, *A&A* 614 (2018) A111.



<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732202>

[16] M. Gholipour, Is the Ohmic resistivity important in the gravitational collapse of a filamentary cloud? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 487 (2019) 3631-3643. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstx1535>

[17] J. Wurster, M.R. Bate, D. Price, The collapse of a molecular cloud core to stellar densities using radiation non-ideal magnetohydrodynamics, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475 (2018) 1859-1880. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstx3339>

[18] M. Gholipour, Gravitational collapse of a filamentary cloud with ambipolar diffusion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 480 (2018) 742-750. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fsty1907>

[19] P. Marchand, et al., Chemical solver to compute molecule and grain abundances and non-ideal MHD resistivities in prestellar core-collapse calculations, *Astronomy & Astrophysics* 592 (2016) A18. <https://doi.org/10.1051%2F0004-6361/201526780>

[20] J. Wurster, D.J. Price, M.R. Bate, Can non-ideal magnetohydrodynamics solve the magnetic braking catastrophe?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 457 (2016) 1037-1061. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstw013>

[21] M. Padovani, et al., The role of cosmic rays on magnetic field diffusion

and the formation of protostellar discs, *Astronomy & Astrophysics* 571 (2014) A33.

<https://doi.org/10.1051%2F0004-6361/201424035>

[22] J. Wurster, D. Price, B. Ayliffe, Ambipolar diffusion in smoothed particle magnetohydrodynamics, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 444 (2014) 1104-1112.

<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstu1524>

[23] P.H. Bodenheimer, *Principles of Star Formation*. Springer Berlin Heidelberg, (2011). <https://doi.org/10.1007%2F978-3-642-15063-0>

[24] R. Krasnopolsky, Z.Y. Li, H. Shang, Disk formation enabled by enhanced resistivity, *The Astrophysical Journal* 716 (2010) 1541-1550. <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F716%2F2%2F1541>

[25] M. Shadmehri, A. Mohsen Nejad, A. Khesali, Thermal instability in ionized plasma, *Astrophysics and Space Science* 326 (2009) 83-90. <https://doi.org/10.1007%2Fs10509-009-0210-8>

[26] F. Yusef-Zadeh, M. Wardle, S. Roy, Cosmic-Ray Heating of Molecular Gas in the Nuclear Disk: Low Star Formation Efficiency, *The Astrophysical Journal* 665 (2007) L123--L126. <https://doi.org/10.1086%2F521359>

[27] H. Stiele, H. Lesch, F. Heitsch, Thermal instability in a weakly ionized plasma, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 372 (2006) 862-868. <https://doi.org/10.1111%2Fj.1365-2966.2006.10909.x>

- [28] T. Kuwabara, Ko. Chung-Ming, Parker-Jeans Instability of Gaseous Disks Including the Effect of Cosmic Rays, *The Astrophysical Journal* 636 (2006) 290-302. <https://doi.org/10.1086%2F498056>
- [29] F.H. Shu, et al., Gravitational Collapse of Magnetized Clouds. II. The Role of Ohmic Dissipation, *The Astrophysical Journal* 647 (2006) 382-389. <https://doi.org/10.1086%2F505258>
- [30] M. Nejad-Asghar, J. Ghanbari, Linear thermal instability and formation of clumpy gas clouds including ambipolar diffusion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 345 (2003) 1323-1328. <https://doi.org/10.1046%2Fj.1365-2966.2003.07053.x>
- [31] T. Nakano, R. Nishi, T. Umebayashi, Mechanism of Magnetic Flux Loss in Molecular Clouds, *The Astrophysical Journal* 573 (2002) 199-214. <https://doi.org/10.1086%2F340587>
- [32] S.J. Desch, Ch. Telemachos Mouschovias, The Magnetic Decoupling Stage of Star Formation, *The Astrophysical Journal* 550 (2001) 314-333. <https://doi.org/10.1086%2F319703>
- [33] P.F. Goldsmith, Molecular Depletion and Thermal Balance in Dark Cloud Cores, *The Astrophysical Journal* 557 (2001) 736-746. <https://doi.org/10.1086%2F322255>
- [34] M. Hanasz, H. Lesch, Cosmic-Ray Evolution in Parker-unstable Galactic Magnetic Fields, *The Astrophysical Journal* 543 (2000) 235-244. <https://doi.org/10.1086%2F317077>
- [35] M. Wardle, Ng. Cindy, The conductivity of dense molecular gas, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 303 (1999) 239-246. <https://doi.org/10.1046%2Fj.1365-8711.1999.02211.x>
- [36] T. Nakano, T. Umebayashi, Dissipation of magnetic fields in very dense interstellar clouds - I. Formulation and conditions for efficient dissipation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 218 (1986) 663-684. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2F218.4.663>
- [37] V.D. Kuznetsov, V.S. Ptuskin, Stability of the equilibrium distributions of interstellar gas, cosmic rays, and magnetic field in an external gravitational field, *Astrophysics and Space Science* 94 (1983) 5-21. <https://doi.org/10.1007%2Fb00651757>
- [38] P.F. Goldsmith, W.D. Langer, Molecular cooling and thermal balance of dense interstellar clouds, *The Astrophysical Journal* 222 (1978) 881. <https://doi.org/10.1086%2F156206>
- [39] G.B. Field, Thermal Instability, *The Astrophysical Journal* 142 (1965) 531. <https://doi.org/10.1086%2F148317>
- [40] L. Mestel, L. Spitzer, Star Formation in Magnetic Dust Clouds, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 116 (1956) 503-514. <https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2F116.5.503>
- [41] C.J. Wareing, S.A.E.G. Falle, J.M. Pittard, Sheets, filaments, and clumps – high-resolution simulations of how the thermal instability can form molecular

- clouds, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 485 (2019) 4686-4702.  
<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstz768>
- [42] C.J. Wareing, et al., A new mechanical stellar wind feedback model for the Rosette Nebula, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475 (2018) 3598-3612.  
<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstz148>
- [43] M.R. Krumholz, *Star Formation*. World Scientific, 2017.  
<https://doi.org/10.1142%2F10091>
- [44] C.J. Wareing, J.M. Pittard, S.A.E.G. Falle, Hydrodynamic simulations of mechanical stellar feedback in a molecular cloud formed by thermal instability, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470 (2017) 2283-2313.  
<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstx1417>
- [45] C.J. Wareing, J.M. Pittard, S.A.E.G. Falle, Magnetohydrodynamic simulations of mechanical stellar feedback in a sheet-like molecular cloud, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465 (2016) 2757-2783.  
<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstw2990>
- [46] L. Hartmann, *Accretion Processes in Star Formation*. Cambridge University Press, (2008).  
<https://doi.org/10.1017%2Fcbo9780511552090>
- [47] M. Wardle, Star Formation and the Hall Effect, *Astrophysics and Space Science* 292 (2004) 317-323.  
<https://doi.org/10.1023%2Fb%3Aastr.000045033.80068.1f>
- [48] C.F. McKee, The Dynamical Structure and Evolution of Giant Molecular Clouds, *The Origin of Stars and Planetary Systems*. Springer Netherlands, (1999). 29-66.  
[https://doi.org/10.1007%2F978-94-011-4509-1\\_2](https://doi.org/10.1007%2F978-94-011-4509-1_2)
- [49] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery, *Numerical Recipes*, 2nd ed., Cambridge University Press (1992).
- [50] M. Gholipour, P. Davoudifar, A.A. Eslami Shafiqh, Thermal instability in the presence of the cosmic ray and ambipolar diffusion, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 510.3 (2021) 3437-3448.
- [51] H. Koyama, Sh.I. Inutsuka, *An origin of supersonic motions in interstellar clouds*. (2001).  
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0112420>
- [52] M.G. Wolfire, Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy, *The astrophysical journal* 587.1 (2003) 278-311.  
<https://doi.org/10.1086/368016>
- [53] E.R. Owen, Observational signatures of cosmic-ray interactions in molecular clouds, *The astrophysical journal* 913.1 (2021) 52.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/abee1a>
- [54] A.V. Ivlev, Penetration of cosmic rays into dense molecular clouds: Role of diffuse envelopes, *The astrophysical journal* 855.1 (2018) 23.  
<https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaadb9>

- [55] K. Silsbee, A.V. Ivlev, Diffusive versus free-streaming cosmic-ray transport in molecular clouds, *The astrophysical journal* 879.1 (2019) 14. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab22b4>
- [56] M. Padovani, G. Daniele, A.E. Glassgold, Cosmic-ray ionization of molecular clouds (Corrigendum), *Astronomy and astrophysics* 549 (2013) C3. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200911794e>
- [57] M. Padovani, A.V. Ivlev, D. Galli, P. Caselli, Cosmic-ray ionisation in circumstellar discs, *Astronomy & Astrophysics* 614 (2018).