

تأثیر مقیاس زمان سرمایش و غیر ایده آل بودن گاز در امواج ضربه‌ای

محسن نژاد اصغر

گروه فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر، ایران

پست الکترونیکی: nejadasghar@umz.ac.ir

چکیده:

امواج ضربه‌ای، در مهندسی هوا و فضا و همچنین در محیط‌های میان ستاره‌ای به وفور مشاهده می‌گردند. اگر سرمایش گاز پسا ضربه سریع اتفاق بیافتد، چگالی آن می‌تواند خیلی زیاد شده و لذا اثرات غیر ایده آل بودن معادله حالت گاز، دارای اهمیت شود. در این مقاله، تأثیر مقیاس زمان سرمایش و غیر ایده آل بودن گاز در امواج ضربه‌ای سرمایشی را مورد مطالعه قرار دادیم. با تقریب رانکین-هوگنیت، نسبت چگالی محیط پسا ضربه به چگالی گاز پیش ضربه را بر حسب مقادیر مختلف سه پارامتر (۱) عدد ماخ، (۲) اهمیت غیر ایده آل بودن و (۳) اهمیت مقیاس زمان سرمایش، بدست آوردیم. نتایج نشان می‌دهند که در نظر گرفتن سرمایش گاز پسا ضربه، با مقیاس‌های زمانی کم‌تر، می‌تواند موجب چگال‌تر شدن محیط پسا ضربه شده و در نظر گرفتن غیر ایده آل بوده گاز، موجب رقیق‌تر شدن آن می‌گردد.

واژه‌های کلیدی: امواج ضربه‌ای، گاز غیر ایده آل، آهنگ سرمایش گاز، دینامیک شاره‌ها، محیط میان ستاره‌ای

PACS: ۴۰, ۹۰, ۹۸

۱. مقدمه

هرگاه در یک لایه از شاره‌ی تراکم‌پذیر، چگالی و دما به گونه‌ای افزایش یابند که سرعت حرارتی ذرات آن خیلی بیشتر از اندازه‌ی سرعت صوت در محیط اطراف گردد، کرانه‌های لایه شروع به حرکت کرده و پدیده‌ی موج ضربه‌ای بوجود می‌آید. این پدیده، در مهندسی هوا و فضا و همچنین در فرایندهای تحولی گازهای میان ستاره‌ای، به وفور مشاهده می‌گردد. مثلاً وقتی یک پیستون در یک لوله‌ی گاز به سرعت به حرکت در می‌آید، وقتی یک پرتابه یا یک هواپیما با سرعت فراصوتی در جو زمین حرکت می‌کند، وقتی یک بمب منجر شده و هوای اطراف را با سرعت بسیار زیاد به حرکت در آورده و لایه‌ها را به هم فشرده می‌کند و ...، نمونه‌هایی از ایجاد پدیده‌ی موج ضربه‌ای در مهندسی هوا و فضا می‌باشند. همچنین می‌توان به لایه‌های ایجاد شده توسط انفجارهای ابرنواختری، برخورد ابرهای میان ستاره‌ای، حرکت سریع جت‌های ایجاد شده در اطراف ستاره‌های تازه متولد شده و ...، به عنوان نمونه‌هایی از تولید ضربه در محیط میان ستاره‌ای نام برد.

ناحیه‌ی ضربه دیده را می‌توان به طور تقریبی به صورت یک لایه با کرانه‌های ناپیوسته در نظر گرفته و معادلات بقای جرم، اندازه حرکت و انرژی را برای آن نوشت [۱-۲]. این تقریب که در آن از ضخامت کرانه‌های لایه چشم‌پوشی می‌شود، به تقریب رانکین-هوگنیت معروف است. نتایج مطالعات نظری و آزمایشگاهی بسیار زیادی بر روی امواج ضربه‌ای تخت، استوانه‌ای و کروی، با فرض معادله حالت گاز ایده آل، منتشر شده است. مثلاً می‌توان به کارهای اولیه‌ی گودرلای [۳] در سال ۱۹۴۲، ونیومان [۴] در سال ۱۹۴۷، تیلور [۵] در سال ۱۹۵۰ و سدوو [۶] در سال ۱۹۵۹، برای امواج ضربه‌ای بسیار قوی اشاره کرد. برای امواج ضربه‌ای با قدرت میانی نیز می‌توان به کارهای اولیه‌ی انجام شده توسط ساکورایی [۷] در سال ۱۹۶۴، فریمن [۸] در سال ۱۹۶۸ و بیچ و لی [۹] در سال ۱۹۷۰ ارجاع داد. در مورد امواج ضربه‌ای ضعیف نیز ویتام [۱۰] در سال ۱۹۶۰، نتایج بسیار جالبی را ارائه نمود که به طور ایده آل می‌تواند این جریان‌های ضربه‌ای را توضیح دهند. از کارهای اخیر نیز می‌توان به نتایج سانجیوا [۱۱]،

گاوریلوک و ساورل [۱۲]، باتی و همکاران [۱۳]، کجلاندر و همکاران [۱۴]، نژاداصغر [۱۵] و امانوئل [۱۶] اشاره کرد که شرایط ایجاد و انتشار امواج ضربه‌ای، با فرض گاز ایده‌آل همگن و غیرهمگن، در محیط‌های مختلف را مورد مطالعه قرار دادند.

اگر سرمایه‌های گاز پس‌ضربه سریع اتفاق بیافتد (نسبت به مقیاس زمانی تحول دینامیکی)، چگالی گاز در ناحیه‌ی ضربه دیده می‌تواند بسیار زیاد شود به گونه‌ای که اثرات غیر ایده‌آل بودن گاز مهم گردد. پدیده‌ی سرمایه‌های سریع گاز پس‌ضربه، بستگی به آهنگ سرمایه‌های ترکیب اجزای گاز دارد. در آزمایشگاه‌ها، بشر باید به فناوری لازم برای تهیه‌ی نوع خاصی از ترکیب‌های گازی برسد تا بتواند از این پدیده استفاده نموده و به چگالی‌های بالا برسد. اما، در محیط‌های میان ستاره‌ای، چون مقیاس زمانی تحول‌های دینامیکی به کندی انجام می‌شود، وجود سرمایه‌های سریع دور از انتظار نیست. مثلاً، نژاداصغر [۱۵] با شبیه‌سازی نشان داد که با وجود ترکیب گازهای میان ستاره‌ای، مقیاس زمانی سرد شدن یک موج ضربه‌ای، در حدود چهارصد سال است. در بسیار از فرایندهای تحولی میان ستاره‌ای، مانند تلنبار شدن مواد فروریزان بر روی قرص پیش ستاره‌ای یا برخورد مواد حاصل از انفجار ابرنواخترها با محیط‌های اطراف آن، مقیاس دینامیکی می‌تواند بسیار بیشتر از چهارصد سال بوده و لذا اثر غیر ایده‌آل بودن گاز مهم گردد.

معادله حالت گاز غیر ایده‌آل، با بسط توانی فشار p بر حسب چگالی ρ بیان می‌گردد [۱۷]. اولین جمله در بسط توانی، مربوط به فرض گاز ایده‌آل بوده و جمله‌ی دوم، بیان‌کننده‌ی برهمکنش بین هر دو ذره از ذرات درون گاز است. در این مقاله، تقریب غیر ایده‌آل بودن را تا جمله‌ی دوم بسط، در نظر گرفته و معادله حالت ناحیه‌ی ضربه دیده را به صورت $p = (k_B/\mu m_p)\rho T(1 + b\rho) \equiv K\rho T(1 + b\rho)$ در نظر می‌گیریم که در آن μm_p میانگین جرم ذرات (m_p پروتون و μ میانگین وزنی ذرات) بوده و اندازه‌ی b نشان‌دهنده‌ی اهمیت غیر ایده‌آل بودن گاز است. آناند [۱۸] در سال ۲۰۱۲، روابط مربوط به امواج ضربه‌ای تحت یک بعدی، با ملاحظه‌ی غیر ایده‌آل بودن گاز را مورد مطالعه قرار داد. او با در نظر گرفتن غیر ایده‌آل بودن گاز در هر دو محیط پیش‌ضربه و پس‌ضربه، نتیجه گرفت که حتی با وجود اعداد ماخ کمتر از یک نیز می‌توان وجود موج ضربه‌ای در گازهای غیر ایده‌آل را انتظار داشت. ناث [۱۹] در سال ۲۰۱۳، با استفاده از روش خود مشابه، امواج ضربه‌ای کروی همدمای غیر ایده‌آل، تحت تأثیر نیروی گرانش را بررسی کرد. او همچنین اخیراً در سال ۲۰۱۶، تأثیر تابش و رسانش حرارتی را نیز، علاوه بر غیر ایده‌آل بودن گاز، در نظر گرفت [۲۰].

در کارهای قبلی، تأثیر سرمایه‌های ناحیه‌ی ضربه دیده در نظر گرفته نشده بود. اگر سرمایه‌های سریع اتفاق بیافتد، می‌تواند موجب چگال‌تر شدن گاز و در نتیجه، مهم‌تر شدن اثرات غیر ایده‌آلی گاز در ناحیه‌ی پس‌ضربه گردد. از آنجایی که در برخی از فرایندهای ضربه‌ای موجود در محیط‌های میان ستاره‌ای (مانند برخورد مواد در قرص‌های پیش ستاره‌ای چگال که منجر به شکل‌گیری پیش‌سیارات می‌گردند)، فرایند سرمایه‌های سریع می‌تواند اتفاق بیافتد [۲۱] و همچنین از آنجایی که شاید بشر در آینده‌ای نزدیک موفق به استفاده از ترکیب‌های مناسبی شود که بتواند سرمایه‌های سریع را در گاز پس‌ضربه‌ی آزمایشگاهی تولید کند، بررسی نظری این موضوع دارای اهمیت می‌باشد. بدین منظور، در این مقاله به بررسی تأثیر مقیاس زمان سرمایه‌های غیر ایده‌آل بودن گاز، بر امواج ضربه‌ای می‌پردازیم. در بخش ۲، به معادلات حاکم بر امواج ضربه‌ای گاز غیر ایده‌آل و سرمایه‌های، با تقریب رانکین-هوگنیت، پرداخته و در بخش ۳ نتایج، همراه با بحث و نتیجه‌گیری، ارائه خواهند شد.

۲. امواج ضربه‌ای غیر ایده‌آل سرمایه‌های

برای سادگی، فرض می‌کنیم که ضربه به صورت تخت یک بعدی و پایا بوده و شتاب کند شونده‌ی آن ناچیز باشد. با تقریب رانکین-هوگنیت، کمیت‌های پس‌ضربه در پشت جبهه‌ی موج را به کمیت‌های پیش‌ضربه مربوط می‌کنیم. از نظر ناظر واقع بر روی جبهه‌ی موج، اگر گاز در ناحیه‌ی پیش‌ضربه، با سرعت v_1 به جبهه‌ی موج نزدیک شده و با سرعت کمتر v_2 در ناحیه‌ی پس-

ضربه، از جبهه‌ی موج دور شود، پایستگی جرم، اندازه حرکت و انرژی، با تقریب رانکین-هوگنیت، در عبور از جبهه‌ی موج عبارتند از

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (1)$$

$$\rho_1 v_1^2 + K_1 \rho_1 T_1 = \rho_2 v_2^2 + K_2 \rho_2 T_2 (1 + b \rho_2) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\gamma_1} v_1^2 + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} K_1 T_1 = \frac{1}{\gamma_2} v_2^2 + \frac{1 + (\gamma_2 - 1)(1 + b \rho_2)}{\gamma_2 - 1} K_2 T_2 + Q \quad (3)$$

که در آن γ_1 و γ_2 نسبت ظرفیت گرمای ویژه در دو محیط پیش‌ضربه و پس‌ضربه بوده و Q انرژی خارج شده از ناحیه‌ی پس‌ضربه، در واحد جرم، می‌باشد. معادلات حالت، برای گاز پیش‌ضربه، به صورت ایده‌آل $K_1 \rho_1 T_1 \equiv K_1 \rho_1 T_1$ و $p_1 = (k_B / \mu_1 m_p) \rho_1 T_1$ و برای گاز پس‌ضربه، به صورت غیر ایده‌آل $K_2 \rho_2 T_2 (1 + b \rho_2) \equiv K_2 \rho_2 T_2 (1 + b \rho_2)$ و $p_2 = (k_B / \mu_2 m_p) \rho_2 T_2 (1 + b \rho_2)$ انتخاب شده است.

اگر فرض کنیم که فرایند ضربه، نسبت به سرعتهای گاز خیلی سریع باشد، می‌توان از Q در معادله‌ی (۳) صرف نظر کرد (فرض موج ضربه‌ای بی‌دررو). اما در واقع، این فرض کاملاً صحیح نبوده و گاز پس‌ضربه می‌تواند فرصت داشته باشد تا کمی سرد شود. اگر آهنگ سرعتهای بر واحد حجم ($erg\ cm^{-3}\ s^{-1}$) گاز پس‌ضربه با چگالی عددی n_2 را با Λ نشان دهیم، در مدت زمان t_{dur} ، مقدار انرژی در واحد جرم، یعنی $Q \approx (n_2 \Lambda / \mu_2 m_p) t_{dur}$ می‌تواند از محیط ضربه دیده خارج شود. از طرفی، مقیاس زمانی سرعتهای گاز پس‌ضربه را می‌توان به صورت $t_{cool} \approx k_B T_2 / (n_2 \Lambda)$ تقریب زد. بدین ترتیب، با حذف کردن آهنگ سرعتهای و چگالی عددی، $n_2 \Lambda$ داریم:

$$\frac{Q}{c^2} \approx \frac{K_2 T_2 t_{dur}}{K_1 T_1 t_{cool}} \equiv T \lambda \quad (4)$$

که در آن $\lambda \equiv t_{dur} / t_{cool}$ بیان‌کننده‌ی اهمیت مقیاس زمان سرعتهای ($\lambda \rightarrow 0$ برای بی‌دررو و $\lambda \rightarrow \infty$ برای سرعتهای بسیار سریع)، $T \equiv K_2 T_2 / K_1 T_1$ نسبت دمای گاز پس‌ضربه به دمای محیط پیش‌ضربه بوده و $c \equiv \sqrt{K_1 T_1}$ سرعت صوت در محیط پیش‌ضربه است.

برای تعیین چگالی و دمای گاز پس‌ضربه بر حسب کمیت‌های پیش‌ضربه، دو توده‌ی گاز که با سرعت v نسبت به ناظر آزمایشگاه، به طور رو در رو به هم برخورد می‌کنند را در نظر می‌گیریم. از نظر این ناظر، گاز پس‌ضربه در حالت سکون خواهد بود و در اثر انباشته شدن مواد در ناحیه‌ی ضربه دیده، دو جبهه‌ی موج به‌وجود آمده و با سرعت v_2 از دو طرف دور می‌گردند. بنابراین، از نظر ناظر واقع بر روی جبهه‌ی موج، مواد گاز پیش‌ضربه، با سرعت $v_1 = v + v_2$ به جبهه‌ی موج وارد شده و با سرعت v_2 از آن خارج می‌شوند. با تعریف عدد ماخ در محیط پیش‌ضربه به صورت $M_1 = v / c$ ، معادلات (۱) تا (۴) منجر به دو معادله‌ی زیر می‌شوند:

$$T = \frac{1}{R(1+\eta R)} + \frac{M_1^2}{(R-1)(1+\eta R)} \quad (5)$$

$$T = \frac{\gamma_2 - 1}{1 + (\gamma_2 - 1)(1 + \eta R)} \left[\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \frac{R + 1}{R - 1} \frac{M_1^2}{2} - \lambda T \right] \quad (6)$$

که در آن $R \equiv \rho_2 / \rho_1$ نسبت چگالی گاز پس‌ضربه به چگالی محیط پیش‌ضربه بوده و $\eta \equiv b \rho_2$ پارامتر غیر ایده‌آل بودن گاز پس‌ضربه است. با حذف کردن T بین دو معادله‌ی (۵) و (۶)، داریم:

$$A_2 R^2 + A_1 R^2 + A_1 R + A_2 = 0 \quad (7)$$

که ضرایب آن عبارتند از:

$$A_2 \equiv \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} + \lambda$$

$$A_1 \equiv - \left[\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} + \left(\frac{\gamma_2 + 1}{2(\gamma_2 - 1)} + \lambda \right) M_1^2 + \lambda - \eta \right]$$

$$A_{\gamma} \equiv \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \frac{M_{\gamma}^*}{\gamma} \right) (1 - \eta) - \eta$$

$$A_{\gamma} \equiv \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \frac{M_{\gamma}^*}{\gamma} \right) \eta$$

بدین ترتیب، با انتخاب نسبت ظرفیت گرمای ویژه در دو محیط پیش‌ضربه و پس‌ضربه، به ازای مقادیر مختلف سه پارامتر ورودی، یعنی عدد ماخ M_{γ}^* ، غیر ایده‌آل بودن گاز پس‌ضربه η و اهمیت نسبی مقیاس زمان سرمایه‌ش λ ، می‌توان معادله درجه سوم (۷) را حل کرد تا نسبت چگالی گاز پس‌ضربه به گاز پیش‌ضربه، R ، را بدست آورد. سپس با استفاده از معادلات (۵) یا (۶) می‌توان نسبت دمای T را نیز تعیین کرد. این نتایج، در بخش بعد ارائه شده و بر روی آن‌ها بحث و نتیجه‌گیری خواهد شد. اما، در اینجا، برای مقایسه با نتایج دیگران، می‌توان به موج ضربه‌ای بی‌دررو ($\lambda = 0$) و ایده‌آل ($\eta = 0$) توجه کرد. در این حالت، معادله (۷) به یک معادله درجه دوم تبدیل می‌گردد که در حالت حدی، برای موج ضربه‌ای بسیار قوی ($M_{\gamma} \rightarrow \infty$)، نسبت چگالی عبارت است از $R = \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1}$ و طبق معادله (۵) یا (۶)، نسبت دما عبارت است $T = \left(\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2} \right) M_{\gamma}^*$. با فرض گاز تک اتمی ($\gamma_2 = \frac{5}{3}$) در ناحیه ی پس‌ضربه، نتیجه‌ی این موج ضربه‌ای قوی می‌تواند موجب افزایش چگالی تا چهار برابر چگالی گاز پیش‌ضربه و بیشینه دمایی به اندازه $T_{\gamma}^{max} = 3.86 \mu_{\gamma} \times 10^5 v_{\gamma}^*$ درجه کلونین گردد که در آن $v_{\gamma} \equiv v_{\gamma} / 100 \text{ km s}^{-1}$ است [۲۲].

۳. نتایج و بحث و نتیجه‌گیری

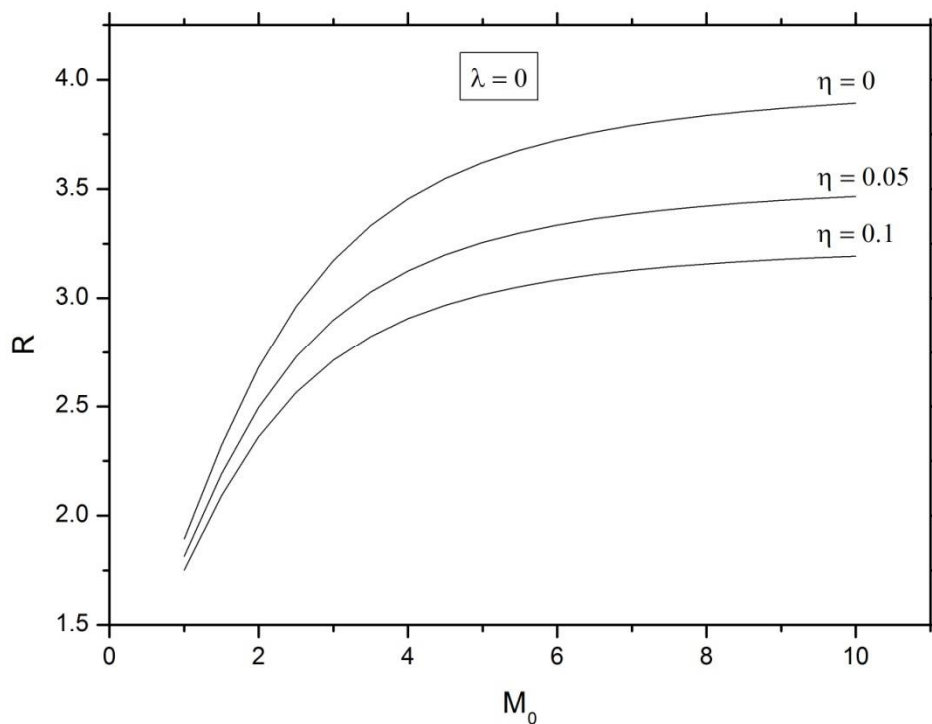
در این بخش، نتایج حل عددی معادله درجه سوم (۷) و نسبت دمای حاصل از معادله (۵) یا (۶) را به ازای مقادیر مختلف پارامترهای M_{γ} ، λ و η بیان کرده و بر روی آن‌ها بحث و نتیجه‌گیری می‌کنیم. نسبت چگالی گاز پس‌ضربه به چگالی محیط پیش‌ضربه، برای موج ضربه‌ای بی‌دررو ($\lambda = 0$) حاصل از گازهای تک اتمی ($\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{5}{3}$)، در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که انتظار داشتیم، در حالت ایده‌آل ($\eta = 0$) و در حد ضربه‌های بسیار قوی ($M_{\gamma} \rightarrow \infty$)، چگالی گاز پس‌ضربه می‌تواند حداکثر تا چهار برابر چگالی گاز پیش‌ضربه افزایش یابد. اما مشاهده می‌گردد که در نظر گرفتن غیر ایده‌آل بودن گاز پس‌ضربه، می‌تواند این نسبت را کاهش دهد. علت این کاهش به این خاطر است که در نظر گرفتن غیر ایده‌آل بودن گاز پس‌ضربه، یعنی در نظر گرفتن افزایش فشار آن نسبت به حالت ایده‌آل. این افزایش فشار، موجب رانش بیشتر جبهه‌ی موج در محیط پیش‌ضربه شده که متعاقباً موجب گسترده‌گی لایه‌ی پس‌ضربه و کاهش چگالی آن نسبت به حالت ایده‌آل می‌گردد.

نسبت چگالی گاز پس‌ضربه به چگالی محیط پیش‌ضربه، برای موج ضربه‌ای سرمایه‌شی، با دو مقدار مختلف پارامتر مقیاس زمان سرمایه‌ش $\lambda = 1$ (سرمایش آرام) و $\lambda = 10$ (سرمایش سریع) حاصل از گازهای تک اتمی ($\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{5}{3}$)، در شکل ۲ نشان داده شده است. همان‌گونه که مشاهده می‌گردد، در نظر گرفتن سرمایه‌ش گاز پس‌ضربه می‌تواند موجب چگال‌تر شدن آن گردد. علت آن نیز بدین خاطر است که در حالت بی‌دررو، گرمای موجود در محیط پس‌ضربه، از انقباض بیشتر گاز جلوگیری کرده و لذا اجازه نمی‌دهد که محیط پس‌ضربه از $\frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1}$ برابر، نسبت به محیط پیش‌ضربه، چگال‌تر گردد. اما وقتی گاز پس‌ضربه فرصت داشته باشد تا سرد شود، می‌تواند منقبض‌تر شده و رانش جبهه‌ی موج آرام‌تر گردد. در این حالت، با افزایش λ ، گاز پس‌ضربه می‌تواند چگال‌تر و چگال‌تر گردد.

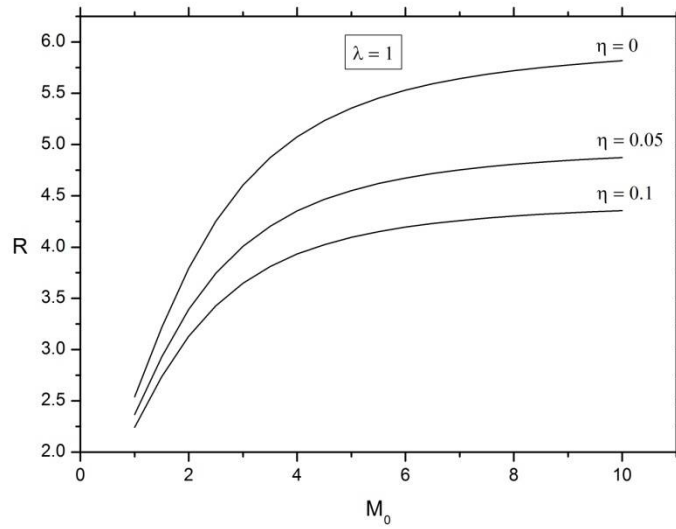
البته، از آنجایی که در این محدوده‌ی انتخابی $0.1 \leq \eta \leq 0$ ، نسبت دمای محیط پس‌ضربه به دمای گاز پیش‌ضربه که از معادلات (۵) یا (۶) استخراج می‌شوند، وابستگی زیادی به پارامتر غیر ایده‌آل بودن گاز نداشته و بر روی هم منطبق می‌گردند، نمودارهای T برحسب M_{γ} ترسیم نشده است. به طور خلاصه، نتایج این مقاله بیان می‌کنند که در نظر گرفتن سرمایه‌ش گاز پس-

ضربه، با مقیاس‌های زمانی کم‌تر، می‌تواند موجب چگال‌تر شدن محیط پسا‌ضربه شده و در نظر گرفتن غیر ایده‌آل بودن گاز، موجب رقیق‌تر شدن آن می‌گردد.

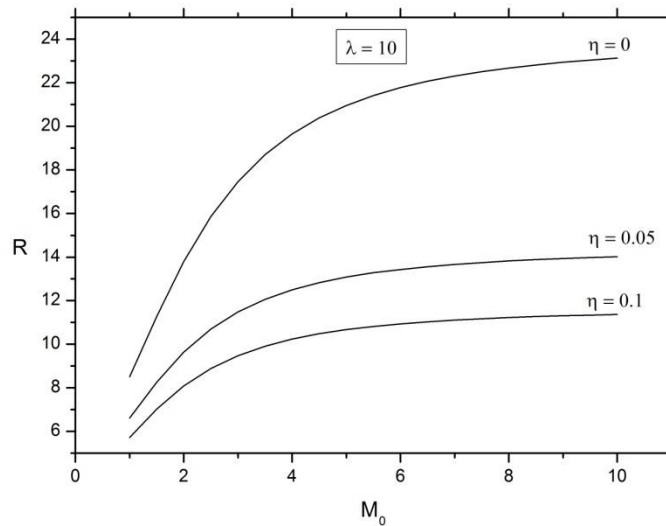
١. W J M Rankine, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* ١٦٠ (١٨٧٠) ٢٧٧.
٢. H J Hugoniot, *J Ec. Polytech.* ٥٨ (١٨٨٩) ١.
٣. G Guderlay, *Luftfahrtforschung* ١٩ (١٩٤٢) ٣٠٢.
٤. J von Neumann, "*Collected works of J. von Neumann*", vol. VI, p. ٢١٩, Oxford: Pergamon Press (١٩٤٧).
٥. G I Taylor, *Proc. R. Soc. A, Math. Phys. Eng. Sci.* ٢٠١ (١٩٥٠) ١٧٥.
٦. L I Sedov, "*Similarity and Dimensional methods in Mechanics*", chap ٤, New York: Academic Press (١٩٥٩).
٧. A Sakurai, "*Basic Developments in Fluid dynamics*", p. ٣٠٩, New York: Academic Press (١٩٦٤).
٨. R A Freeman, *J. Phys. D, Appl. Phys.* ٢ (١٩٦٨) ١٦٩٧.
٩. G G Bech, and J H S Lee, *AIAA J.* ٨ (١٩٧٠) ٢٧١.
١٠. G B Whitham, "*The propagation of spherical blast*", Report ٣٥٨, Tokyo: Aeronautical Research Institute, University of Tokyo (١٩٦٠).
١١. K L Sanjiva, *Phys. Fluids A* ٤ (١٩٩٢) ٢٩٠٠.
١٢. S L Gavriluk, and A Saurel, *J. Fluid Mech.* ١٩ (٢٠٠٧) ٤٩٥.
١٣. R S Baty, F Farassat, and D H Tuckers, *J. Math. Phys.* ٤٩ (٢٠٠٨) ١.
١٤. M Kjellander, N. Tillmark, and N Apazidis, *Phys. Fluids* ٢٢ (٢٠١٠) ١١٦١٠٢.
١٥. M Nejad-Aghar, *Astron. Notes* ٣٣٢ (٢٠١١) ٦٣١.
١٦. G Emanuel, *ShWav* ٢٥ (٢٠١٥) ١١.
١٧. L D Landau, and E M Lifshitz, "*Courses of Theoretical Physics, Statistical Physics*", vol. ٥, Oxford: Pergamon Press (١٩٥٨).
١٨. R K Anand, *Ap&SS* ٣٤٢ (٢٠١٢) ٣٧٧.
١٩. G Nath, *AdSpR* ٥٢ (٢٠١٣) ١٣٠٤.
٢٠. G Nath, *Ap&SS* ٣٦١ (٢٠١٦) ٣١.
٢١. M Nejad-Asghar *MNRAS* ٤١٤ (٢٠١١) ٤٧٠.
٢٢. D Hollenbach, and C F McKee, *ApJS* ٤١ (١٩٧٩) ٥٥٥.



شکل ۱: نسبت چگالی محیط پس‌ضربه به چگالی گاز پیش‌ضربه، بر حسب عدد ماخ، برای موج ضربه‌ای بی‌دررو ($\lambda = 0$)، در حالت گاز پس‌ضربه‌ای ایده‌آل ($\eta = 0$) و غیر ایده‌آل ($\eta \neq 0$). گازها به صورت تک اتمی با $\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{5}{3}$ هستند.



(الف)



(ب)

شکل ۲: نسبت چگالی محیط پسا‌ضربه به چگالی گاز پیش‌ضربه، بر حسب عدد ماخ، برای موج ضربه ای سرمایه‌شی با مقیاس زمان سرمایه‌شی (الف) آرام ($\lambda = 1$) و (ب) سریع ($\lambda = 10$)، در حالت گاز پسا‌ضربه‌ی ایده‌آل ($\eta = 0$) و غیر ایده‌آل ($\eta \neq 0$).

گازها به صورت تک اتمی با $\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{5}{3}$ هستند.

Effects of cooling timescale and non-ideanness of the gas in the shockwaves

Mohsen Nejad-Asghar

Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar, Iran

Email: nejadasghar@umz.ac.ir

According to the suddenly compression of the matters in some regions of the compressible fluids, the density and temperature suddenly increases, and shockwaves can be produced. The cooling of post-shock region and non-idealness of the equation of state, $p_2 = (k_B / \mu_2 m_p) \rho_2 T_2 (1 + b \rho_2) \equiv K_2 \rho_2 T_2 (1 + \eta R)$, where $R \equiv \rho_2 / \rho_1$ is the relative density of the post-shock gas and η is the non-idealness parameter, may affect on the shocked gases. In this article, we study the effects of both cooling timescale and non-idealness of the shocked gases, on the relative density of the post-shock region. For simplicity, the shock is assumed planar and steady in which the deceleration is negligible and there is no any instabilities through the cooling layer. Conservation of mass, momentum, and energy across the shock front are given by the Rankine-Hugoniot conditions. The most important factor through the shock is the energy lost per unit mass during the shock process, $Q = (n_2 \Lambda / \mu_2 m_p) t_{dur}$, where $\Lambda(\text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1})$ is the cooling function at the post-shock region with density n_2 and mean particle mass $\mu_2 m_p$, and t_{dur} is the duration time of the post-shock process. Accurate determination of the cooling timescale requires specifying the elemental abundance of the post-shock region, but a simple estimate can be obtained using $t_{cool} \approx k T_2 / (n_2 \Lambda)$. Eliminating the $n_2 \Lambda$, we approximately have $Q / c^2 \approx \lambda T$, where $c \equiv \sqrt{K_1 T_1}$ is the pre-shock sound speed, $\lambda \equiv t_{dur} / t_{cool}$ and $T \equiv K_2 T_2 / K_1 T_1$.

We would be interested to consider the collision of two gas sheets with velocities v_0 in the rest frame of the laboratory. Defining the Mach number as $M_0 \equiv v_0 / c$, we obtain a third degree polynomial equation for R , with coefficients as functions of the three parameters η , λ , and M_0 . We numerically solved this three degree polynomial equation to obtain R . The results for adiabatic case ($\lambda = 0$), with ideal ($\eta = 0$) and non-ideal ($\eta \neq 0$) mono-atomic ($\gamma_1 = \gamma_2 = 5/3$) gas are shown in the Fig. 1. In the ideal case, the strong supersonic shockwave ($M_0 \rightarrow \infty$) leads to $R \approx 4$. Considering of non-ideal parameter ($\eta \neq 0$) increases the pressure of the post-shock region so that the shock fronts move faster. In this way, for each M_0 , the relative density of the post-shock non-ideal gas decreases in respect to the ideal case. The cooling shockwaves with low cooling timescale ($\lambda = 1$) and fast cooling timescale ($\lambda = 10$) are shown in the Fig. 2. The results show that the relative density of post-shock gas, R , increases with increasing the Mach number, M_0 , and asymptotically reaches to a value which depends on the two other parameters η and λ . With increasing of the energy lost per unit mass during the shock process, Q (i.e., increasing of λ), the post-shock gas has more chance for condensation and increasing of its relative density, while including the non-ideal effects (i.e., increasing of η) reduces this chance.

Key words: Shockwaves, Non-ideal gas, Gas cooling rate, Fluid dynamics, ISM