



بررسی ناپایداری ریلی - تیلور ناشی از کندگی و بهره انرژی هدف های سوخت همجوشی محصورشدگی لختی

مالک پور، آرش* (۱) - قاسمی زاد، عباس (۱)

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

ایده همجوشی محصورشدگی لختی به سوختن چند میلی گرم سوخت با دما و چگالی بالا در مدت زمانی کوتاه که اجزای سوخت در حال اشتعال را در کنار هم نگه می‌دارد، اطلاق می‌شود. در این روش یک راه انداز مناسب، انرژی را به صورت پالسی پرتوان و کوتاه به سمت یک هدف می‌فرستد و این فرآیند شامل آزاد شدن انرژی به صورت انفجاری خیلی کوتاه است. در این روش انفجارهای درونی هدف ها، به طور ذاتی ناپایدارند و دستخوش انواع ناپایداری های هیدرودینامیکی مانند ناپایداری ریلی - تیلور می‌شود. در این مقاله به بررسی ناپایداری ریلی - تیلور با در نظر گرفتن آثار ناشی از کندگی و نیز محاسبه بهره انرژی هدف های سوخت همجوشی محصورشدگی لختی و معادلات حاکم بر آن ها می‌پردازیم.

کلمات کلیدی: همجوشی محصورشدگی لختی، ناپایداری ریلی - تیلور، بهره انرژی، آثار ناشی از کندگی

مقدمه

وقتی انفجار درونی در داخل ساچمه سوخت دارای تقارن کروی با شد و هیچ نوع ناپایداری مهم و قابل توجهی به وجود نیاید، برای رسیدن به بهره های انرژی بالا، افروزش مرکزی شکل خواهد گرفت. در این مدل یک لکه داغ مرکزی با دمای بالا و چگالی پایین به وسیله یک سوخت سرد با دمای پایین و چگالی بالا احاطه شده است. افروزش مرکزی به دو صورت تک فشار و تک چگال صورت می‌گیرد که در بین این دو روش، مدل تک فشار با نتایج حاصل از شبیه سازی های هیدرودینامیکی توافق بیشتری دارد، بنابراین این مدل به عنوان یک مدل مرسوم در روش همجوشی محصورشدگی لختی (ICF) شناخته می‌شود [۱]. در این مدل، فشار در هر دو ناحیه مرکزی و غیرمرکزی یکسان است و تنها بخش مرکزی سوخت گرم شده و بقیه قسمت ها سرد نگه داشته می‌شود. فرآیند همجوشی هسته ای در افروزش مرکزی، از لکه داغ که تقریباً شعاعی برابر با $1 \mu\text{m}$ و نیمه عمری معادل با $200 \text{ Ps} - 100$ دارد، شروع می‌شود و تعداد زیادی ذرات آلفا و نوترون تولید می‌کند. اگر در فرآیند محصورسازی در یک پلاسمای $10 \text{ keV} - 5$ مقدار پارامتر ρR برای لکه داغ از مرتبه 0.3 gr/cm^2 باشد، محدوده انرژی ذرات آلفای تولید شده در واکنش همجوشی DT 3.5 MeV خواهد بود. سپس ذرات آلفا در داخل لکه داغ باقی می‌مانند و انرژی خود را در داخل آن به نهشت می‌گذارند و این



امر منجر به گرم شدن آن تا حدود ۴۰ keV — ۳۰ می گردد. اما نوترون‌ها بدون بار هستند و انرژی زیادی دارند و به بیرون نشت پیدا می کنند و نقشی در گرم کردن پلاسمای همجوشی ندارند. در این روش ناحیه سوخت در انرژی کمینه فشرده خواهد شد و کل انرژی داده شده به سوخت، به طور قابل ملاحظه ای کاهش خواهد یافت و این امر در نهایت بهره انرژی مناسبی را ایجاد می کند [۲]. کمینه انرژی مورد نیاز برای راه انداز در این حالت ۲ MJ - ۱ می باشد. در این حالت بهره انرژی بیشتر خواهد بود و نیز افروزش ساچمه سوخت زمانی حاصل می گردد که سرعت انفجار درونی به حدود $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ برسد. بنابراین به کمک چنین سرعتی، بخش درونی سوخت به صورت بی دررو به دمای بیشتری (۱۰ keV - ۵) نسبت به بخش بیرونی آن (۱ keV) می رسد. اما هر دو بخش تا چگالی های زیاد فشرده خواهند شد و ناحیه داغ دارای چگالی کمتری (100 gr/cm^3) نسبت به سوخت مجاور خود (800 gr/cm^3) می باشد [۳].

بهره هدف، بهره سوخت و بازده جفت شدگی

بهره هدف های همجوشی به صورت نسبت انرژی کل حاصل از واکنش های همجوشی هسته ای به انرژی راه انداز فرودی تاییده شده به هدف تعریف می شود و داریم [۴]:

$$G = \frac{E_{fus}}{E_{Beam}} = \frac{q_{DT} M_f \Phi}{E_{Beam}} \quad (1)$$

به طوری که $q_{DT} = 3.37 \times 10^{11} \text{ J/g}$ انرژی آزاد شده در واحد جرم سوخت DT و Φ کسر سوختن می باشد. برای پیکربندی مورد نظر، جرم سوخت را می توان به صورت زیر بیان کرد:

$$M_f = M_h + M_c = (4\pi/3) [\rho_h R_h^3 + \rho_c (R_f^3 - R_h^3)] \quad (2)$$

که M_h جرم لکه داغ، M_c جرم سوخت سرد، ρ_h و R_h چگالی و شعاع لکه داغ، ρ_c چگالی سوخت سرد و R_f شعاع سوخت است. در صورتی که سوخت افروخته شود، کسر سوختن با رابطه زیر تقریب زده می شود:

$$\Phi = H_f / (H_B + H_f) \quad (3)$$

که H_B همان پارامتر سوختن و H_f پارامتر محصورسازی سوخت DT است و داریم:

$$H_f = H_h + \rho_c (R_f - R_h) \quad (4)$$

همچنین H_h پارامتر محصورسازی لکه داغ است و داریم:

$$H_h = \rho_h R_h \quad (5)$$

تمامی فرآیندهایی که انرژی راه انداز فرودی E_{Beam} را به انرژی سوخت در حال افروزش E_f مربوط می کند، با یک پارامتر منفرد تحت عنوان بازده جفت شدگی کلی تحلیل می شود:



$$\eta = E_f / E_{Beam} \quad (6)$$

بنابراین با در نظر گرفتن مقادیر مختلف برای بازده جفت شدگی η ، پارامتر تک آنتروپ α و فشار ایستایی P و نیز توجه به این نکته که q_{DT} ، H_B و H_h مقادیر ثابتی هستند که از فیزیک گداخت DT بدست آمده اند، می توان بهره را به شکل زیر نوشت [۴]:

$$G = \frac{4\pi}{3} \frac{q_{DT}}{E_{Beam}} \left[\rho_h R_h^3 + \rho_c (R_f^3 - R_h^3) \right] \left(\frac{H_h + H_c}{H_B + H_h + H_c} \right) \quad (7)$$

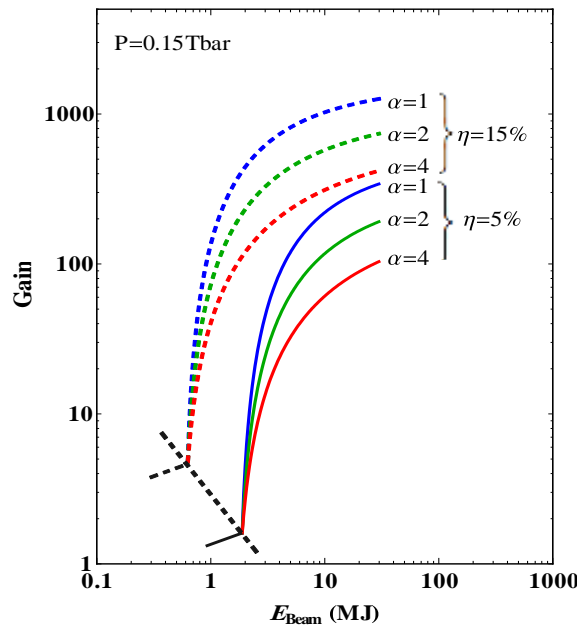
به طوری که در رابطه فوق داریم:

$$R_f = (\eta E_{Beam} / 2\pi P)^{1/3} \quad (8)$$

و

$$H_c = \rho_c (R_f - R_h) \quad (9)$$

در شکل (۱) منحنی های بهره تک فشار برای مقادیر مختلف بازده جفت شدگی کلی η و پارامتر تک آنتروپ α در فشار ثابت $P = 0.15 \text{ Tbar}$ رسم شده است.



شکل (۱): منحنی های بهره تک فشار بر حسب انرژی باریکه در مقادیر مختلف بازده جفت شدگی کلی η و پارامتر تک آنتروپ

α در فشار ثابت $P = 0.15 \text{ Tbar}$



شکل (۱)، تغییرات بازده جفت شدگی کل بر حسب انرژی باریکه و جابه‌جایی آن‌ها روی خط چین را نشان می‌دهد. در هر یک از این نمودارها، با افزایش مقدار انرژی باریکه، مقدار بهره افزایش می‌یابد. همچنین تمام نقاط افروزشی به ازای η های مختلف روی خط چین قرار دارند و انرژی باریکه جهت ایجاد جرقه افروزش در فشار مفروض بسیار بزرگ است. بنابراین زمانی که انرژی باریکه بیشتری برای تشکیل ناحیه سوخت فشرده شده اطراف جرقه افروزش موجود باشد، انتشار سوخت رخ می‌دهد. این موضوع به صعود آرام بهره به دلیل افزایش سریع پارامتر محصورسازی ρR و سوزاندن سوخت منجر می‌شود.

پایداری هیدرودینامیکی و ناپایداری ریلی - تیلور

ناپایداری ریلی — تیلور در دو مرحله در طی انفجارهای درونی هدف‌های سوخت ICF اتفاق می‌افتد: اول در سطح بیرونی پوسته یعنی سطح خارجی ساچمه سوخت، به وسیله فشار کندگی ایجاد می‌شود. این کندگی ناشی از جذب پالس لیزری در بخشی به نام هاله یا کورونا (Corona) می‌باشد. دوم در سطح درونی پوسته و در پایان انفجار درونی یعنی هنگامی که پوسته، تحت فشار اعمال شده در لکه داغ مرکزی کند می‌شود، رخ می‌دهد. مطابق نظریه خطی تیلور، اختلالات سینوسی در فصل مشترک ناپایدار، با طول موج λ و دامنه اولیه $\lambda \ll \xi_0$ بر طبق رابطه $\xi = \xi_0 \exp(\sigma_{RT} t)$ به صورت نمایی با زمان رشد می‌کند که در این رابطه σ_{RT} آهنگ رشد کلاسیکی ناپایداری ریلی - تیلور می‌باشد و داریم [۴]:

$$\sigma_{RT} = \sqrt{2\pi A_t a / \lambda} = \sqrt{A_t a k} \quad (10)$$

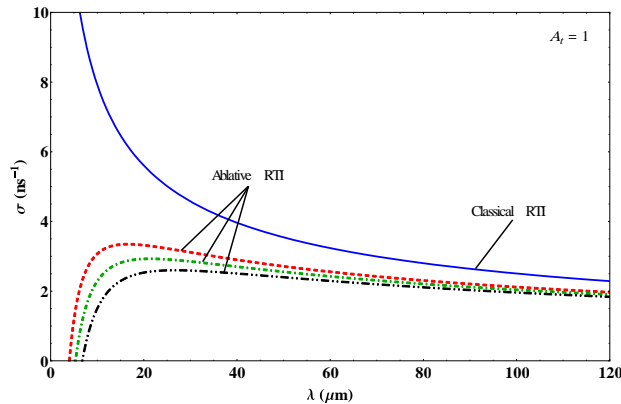
که در آن $k = 2\pi/\lambda$ عدد موج اختلال بوده و

$$A_t = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad (11)$$

عدد آتوود فصل مشترک است. آثار ناشی از کندگی، رشد خطی را کاهش می‌دهد، به طوری که آهنگ رشد ناپایداری ریلی - تیلور مربوط به یک جبهه کندگی به خوبی با رابطه زیر تخمین زده می‌شود [۵]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{ak}{1+kL}} - \beta k u_a \quad (12)$$

در این رابطه L طول مقیاس چگالی مشخصه در جبهه کندگی، β ضریبی در بازه ۱ تا ۳ و u_a سرعت کندگی است. در شکل (۲) نمودار آهنگ رشد بر حسب طول موج اختلال در ناپایداری ریلی — تیلور کلاسیکی و ناشی از کندگی در روش راه اندازی غیرمستقیم برای $A_t = 1$ رسم شده است.



شکل (۲): نمودار آهنگ رشد بر حسب طول موج در مورد ناپایداری ریلی - تیلور کلاسیکی و ناشی از کندگی. شکل (۲) نشان می‌دهد که در ناپایداری ریلی - تیلور کلاسیکی، با کاهش طول موج اختلال، آهنگ رشد ناپایداری به صورت نامحدود تا بینهایت افزایش می‌یابد اما با افزایش طول موج اختلال، آهنگ رشد به سمت صفر میل می‌کند. در حالی که در ناپایداری ریلی - تیلور ناشی از کندگی، آهنگ رشد با کاهش طول موج به یک مقدار بیشینه ای رسیده و سپس سریعاً صفر می‌شود. همچنین آهنگ رشد ناپایداری ریلی تیلور ناشی از کندگی و کلاسیکی با افزایش طول موج کاهش یافته و نیز به سمت یکدیگر میل می‌کنند. بنابراین می‌توان گفت که چون آثار ناشی از کندگی باعث کاهش آهنگ رشد ناپایداری ریلی - تیلور می‌شود، می‌توان از این آثار به عنوان عاملی مثبت برای رسیدن به پایداری هیدرودینامیکی در هدف های سوخت ICF نام برد.

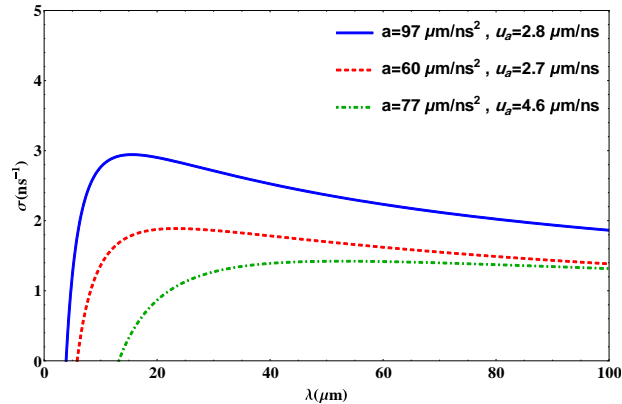
محاسبات نشان می‌دهد که آهنگ رشد خطی ناپایداری ریلی - تیلور ناشی از کندگی که در سطوح کندگی یک هدف مسطح که تحت تابش پالس های لیزری قرار می‌گیرد، را می‌توان با رابطه زیر تخمین زد [۵]:

$$\sigma = 0.9\sqrt{ka} - 3.1k u_a \quad (13)$$

اما به طور کلی برای ساختارهای مختلف پلاسماهای همجوشی که دچار کندگی شده اند، آهنگ رشد با تقریب خوب و درستی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\sigma = c_1\sqrt{ka} - c_2 k u_a \quad (14)$$

که در آن، مقدار تقریبی ثابت c_1 برابر ۰٫۹ بوده و c_2 عددی در بازه ۳ تا ۴ است. همچنین سرعت کندگی به صورت $u_a = \dot{m}/\rho_a$ تعریف می‌شود که در آن \dot{m} آهنگ تغییرات جرم کندگی و ρ_a چگالی جرمی موضعی در جبهه کندگی است. همچنین شتاب پوسته به صورت $a = P_{abl}/\rho\Delta R$ تعریف می‌شود که در آن ΔR ضخامت پوسته و ρ چگالی پوسته است [۶]. در شکل (۳) نمودار آهنگ رشد ناپایداری ریلی - تیلور ناشی از کندگی بر حسب طول موج اختلال در مورد هدف های سوخت DT در مقادیر متفاوت شتاب پوسته و سرعت کندگی رسم شده است.



شکل (۳): نمودار آهنگ رشد ناپایداری ریلی - تیلور ناشی از کندگی بر حسب طول موج در مورد هدف های DT.

شکل (۳) نشان می دهد که آهنگ رشد ناپایداری ریلی — تیلور ناشی از کندگی در مورد هدف های سوخت DT با افزایش طول موج اختلال و به ازای مقادیر مختلف سرعت کندگی و شتاب پوسته، ابتدا سریعاً افزایش یافته و سپس روند کاهشی آهسته ای خواهد داشت. به علاوه در طول موج های اختلالی خیلی کوتاه، آهنگ رشد ناپایداری در هر سه حالت به شدت کاهش می یابد و به صفر می رسد. همچنین ملاحظه می کنیم که با افزایش سرعت کندگی، آهنگ رشد ناپایداری کاهش یافته و بنابراین محصور سازی و تراکم ذرات در قسمت مرکزی ساچمه سوخت که تشکیل لکه داغ مرکزی را می دهند بهتر انجام می گیرد و در نتیجه بهتر می توان به پایداری هیدرودینامیکی در هدف های سوخت ICF دست یافت.

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله از یک مدل بهره افروزشی تک فشار به نام مدل کیدر — بادنر استفاده شده است که مدلی است مرسوم و سازگاری خوبی با شبیه سازی های هیدرودینامیکی دارد. چون در این مدل فشار ثابت است، پس با یک توزیع یکنواخت چگالی و انرژی باریکه فرودی مناسب، می توان به محصور سازی و تراکم بیشتر و در نتیجه انفجارهای درونی، افروزش و سوختن بهتر با بهره انرژی بیشتر دست یافت. همچنین آثار ناشی از کندگی، به عنوان عاملی مفید و مثبت در پایداری هدف های سوخت ICF معرفی شد که می تواند آهنگ رشد ناپایداری ریلی — تیلور را کاهش دهد و بنابراین با کمینه کردن آهنگ رشد این ناپایداری که هدفی مهم در دینامیک انفجارات درونی هدف های سوخت ICF است، می توان به محصور سازی و تراکم بیشتر و نیز افروزش بهتر سوخت در یک حالت پایدار هیدرودینامیکی دست یافت که این به نوبه خود باعث افزایش بهره هدف های سوخت در روش همجوشی محصورشدگی لختی می گردد.



مراجع

- [1] Lafon, M., Ribeyre. X. and Schurtz. G., “Optimal Conditions for Shock Ignition of Scaled Cryogenic Deuterium–Tritium Targets”, American Institute of Physics, Vol. 20, No. 2, 022708 (9pp), 2013.
- [2] J. Meyer-Ter-Vehn; “On the Energy Gain of Fusion Targets: The Model of Kidder and Bodner Improved”; Nuclear Fusion **22**, No.4, 561–5, 1982.
- [3] S. Pfalzer, “An Introduction to Inertial Confinement Fusion”, CRC Press, 2006.
- [۴] آتزنی استفانو، میر - تر - وهن یورگن، فیزیک گلاخت لختی، ترجمه دکتر عباس قاسمی زاد؛ استاد فیزیک هسته ای دانشگاه گیلان، چاپ اول، انتشارات دانشگاه گیلان، رشت، ۱۳۹۷.
- [5] J. W. Bates *et al.*, “Numerical simulations of the ablative Rayleigh-Taylor instability in planar inertial-confinement-fusion targets using the FastRad3D code”; *Physics of Plasmas* **23**, 122701, 2016.
- [6] R. Betti, O. A. Hurricane, Inertial-confinement fusion with lasers, Nature Physics, vol 12, 2016.