

مروری بر ساز و کارهای دخیل در تشکیل جزایر مغناطیسی در انواع توکامک ها

اکبر اصلانی کلانسر^۱ - مهدی نصری نصرآبادی^۱ - احمد سالار الهی^۲ - علی بابکان^۱

دانشگاه اصفهان - دانشکده ی علوم و فناوری نوین - گروه مهندسی هسته ای

علوم و تحقیقات تهران - دانشکده فیزیک پلاسما

چکیده:

بی شک گداخت هسته ای به روش محصورسازی مغناطیسی می تواند به عنوان یکی از بهترین روش ها برای تولید انرژی در عصر حاضر قلمداد شود. لذا باید بتوان بر مشکلاتی که سر این راه وجود دارد غلبه کرد. در این متن به یکی از محدودیت های مگنتوهیدرودینامیک یعنی جزایر مغناطیسی پرداخته شده است. جزیره مغناطیسی یک تیوب شار مغناطیسی بسته است، که به وسیله جداکننده (Separatrix) محدود می شود که آن را از بقیه فضا ایزوله می کند [۱]. کنترل جزیره به وسیله کنترل پروفایل q ، میدان های مغناطیسی خارجی [۲] و پروفایل فشار امکان پذیر می شود [۳]. اثرات فشار می تواند به بهبود جزیره منجر می شود [۴]. همچنین کنترل جزایر به روش های خارجی مانند گرمایش سیکلوترونی الکترون و تحریک جریان امکان پذیر است [۵-۶].

کلمات کلیدی: Magnetic island, Magnetohydrodynamic, Plasma, Sawtooth, Ergodic

مقدمه:

اولین آزمایش های انجام گرفته در جهت محصورسازی پلاسمایی با دمای بالا، در انگلستان انجام شده است. ایده ی به کار نبردن الکترودها و استفاده از یک محفظه ی چنبره ای و یک مبدل جهت القای میدان چنبره ای، به مجموعه آزمایش های تنگش با جریان های چندین کیلوآمپر منجر شد. ولی مشاهده شد که پلاسماهای تولیدی کاملاً ناپایدارند. پس از آن مشاهده شد که اضافه کردن یک میدان مغناطیسی چنبره ای به بهبود پایداری می انجامد و از این مفهوم در شماری از آزمایش ها مانند زتا^۱ استفاده شد. از نظر فنی می توان گفت مقدار q^2 کمتر از یک بود. ولی همچنان ناپایداری شدیدی رخ می داد هرچند که به شدت آزمایش های اولیه نبود. توسعه ی توکامک ها در اتحاد جماهیر شوروی بر اساس ایده

¹ Zeta

² Safety factor

های نظری تم^۱ و ساخارف^۲ صورت پذیرفت. توسعه ی مفهومی آن برخلاف چیزی بود که در انگلستان رخ داد. مفهوم اولیه ی آن، یک میدان مغناطیسی محصورکننده ی چنبره ای بود. در این روش تعادل صورت نمی پذیرفت، و این مشکل با عبور یک جریان چنبره ای از درون پلازما حل شد. آزمایش های اولیه بر روی توکامک ها، به دلیل وجود ناخالصی های تولیدی از برهم کنش پلازما با محفظه با موفقیت صورت نمی پذیرفت. با استفاده از یک پوسته ی رسانا جهت کاهش جابجایی شعاع اصلی پلازما و استفاده از محدود کننده ها جهت کنترل برهم کنش پلازما با سطح، پلازماها بسیار بهبود یافتند. این توسعه یافتگی های اولیه تعیین کننده بود. در آزمایش های بعدی که به سرپرستی آرتسموویچ^۳ انجام شد، به خوبی بر مشکل ناخالصی غلبه شد و پلازماهایی با دمای حدود یک کیلو الکترون ولت به دست آمد. از آنجایی که دما با روش های اندازه گیری غیرمستقیم به دست آمده بود، تردیدهایی وجود داشت. ولی زمانی که دانشمندان تجربی انگلستان دمای الکترون محصور را با استفاده از روش پراکندگی تامسون اندازه گیری نمودند، یقین حاصل شد. در ادامه به پارامترهای اصلی برخی از توکامک ها می پردازیم. در جدول زیر پنج پارامتر اصلی در برخی از توکامک ها به صورت مقایسه ای نمایش داده شده است [۷].

نام توکامک	گرمايش كمكى (MW)	جریان پلازما (MA)	میدان چنبره ای (T)	شعاع فرعی (m)	شعاع اصلی (m)
T-10	1	0.68	4.5	0.37	1.5
TEXTOR	8	0.6	3	0.46	1.75
JET	47	7	1.25	1.25	3
ASDEX-UP	16.5	1.4	3.9	0.5	1.65
TCV	4.5	0.17	1.5	0.25	0.89
TFTR	51	2.2	5	0.8	2.4
JFT-2	3	0.23	1.8	0.25	0.9
ITER	100	21	5.7	2.8	8.14

محدودیت های مگنتوهیدرو دینامیک (MHD) مسئله ای است که در صورت حل آن می توان بر بسیاری از مشکلات فائق آمد. از این رو مطالعاتی زیادی روی این مسئله صورت گرفته است. مثلا در توکامک JET، گسیختگی های بزرگ محدودیت اصلی عملکرد فضای قابل دسترس پلاسمای JET هستند؛ رسیدن $q(a)$ به ۲، مدهای میدان های خطا، حدهای چگالی، مدهای پارگی نئوکلاسیکی، و مخصوصا در پلازماهایی با سدهای ترابرد داخلی، ناپایداری های پیچ

¹ Tamm

² Sakharov

³ Artsimovitch

ایده آل. انحرافات کوچکی از تقارن محوری میدان مغناطیسی اعمالی به مدهای غیرچرخشی $n=1$ و $m=2$ منجر می شود که باعث گسیختگی ها می گردند. در توکامک JET، خطاهای میدان، که اساسا از ساختار پیچه های میدان قطبی پدید می آیند، محاسبه شده که در سطح $m=2$ حدود 1 Gauss هستند. ولی مد برآیند $m=2$ ، تا سطح اشباع حدود 10 Gauss رشد می کند و یک حد چگالی پایین برای عملکرد پلاسما تعیین می کند، که با افت $q(a)$ به زیر 4، افزایش می یابد. جهت بررسی آن که چگونه تغییر اندازه خطای میدان بر چگالی آستانه تاثیر می گذارد، آزمایشاتی با تغییر تعداد پیچ های فعال پیچه های میدان عمودی انجام پذیرفته است. همان گونه که انتظار می رفت، با افزایش حدود 2/5 برابری خطای میدان، چگالی به محدوده ای افزایش یافت که مد رشد می کند. برعکس، با نصب پیچه های محدودکننده ی پمپی، مؤلفه ی کلی $n=1$ میدان خطا افت کرد، که موجب افزایش فضای عملکردی چگالی پایین شد. با استفاده از بازسازی دوبعدی گسیل اشعه ی ایکس، و اندازه گیری های دمای الکترون، مطالعات نوسانات دندانان اره ای با چندین طول انجام شده است. مشخص شده است که فروپاشی دندانان اره ای¹ شامل چندین مرحله ی اصلی است. اولین مرحله شامل رشد سریع جا به جایی $m=n=1$ هسته پلاسما، و مرحله ی دوم، توزیع مجدد سریع انرژی است که موجب مسطح شدن پروفایل دمای مرکزی در مقیاس زمانی 100 میکروثانیه می شود. ناپایداری آغازین $m=1$ ظاهرا دارای شکل متفاوتی است، در بعضی موارد به صورت یک جزیره ی کلاسیک $m=1$ ظاهر می شود، نشان دهنده ی اتصال مجدد، در بقیه موارد مانند یک سلول انتقالی است. در توکامک ASDEX ارتقا یافته، ناپایداری مد پارگی نئوکلاسیک، بیشترین اثر را بر روی کارایی پلاسما در تخلیه های مد H با پروفایل های برش مغناطیسی مثبت دارد. ناپایداری ایجاد شده با فشار، با تشکیل جزایر مغناطیسی با یک پروفایل فشار مسطح درونی، فشار پلاسما محصور را محدود می کند، و بنابراین بازدهی محصورسازی مغناطیسی را کاهش می دهد. اثر مد پارگی نئوکلاسیکی روی تخلیه به اعداد مد وابسته است: مدهای (3و4) تنها اثر کوچکی بر محصورسازی دارند که می توانند تا 10 درصد آن را کاهش دهند، در حالی که مدهای (2و3) می توانند موجب کاهش 10 تا 30 درصدی محصورسازی از مقدار اصلی آن بشوند. به طور کلی وجود مدهای (1و2) به کاهش غیر قبول 50 درصدی می انجامد. از آنجایی که مدهای پارگی نئوکلاسیکی، در تخلیه هایی با برش مثبت، حد β را تعیین می کنند، روشی در جهت حذف یا پرهیز از این مدها اهمیت زیادی دارد. توسط آزمایشات محرک جریان سیکلوترونی الکترون، پایدارسازی مدهای پارگی نئوکلاسیکی انجام شد. در مقادیر هنجار شده ی بتای بین 2/2 تا 2/5 می توان با اعمال محرک جریان سیکلوترونی الکترون با قدرت حدود 10 درصد قدرت گرمایشی کل، متناظر با 15 تا 20 کیلو آمپر محرک جریان حلقوی درون جزیره، مد (2و3) را به طور کامل پایدار کرد. با پایدار شدن

¹ Sawtooth

این مد بتای هنجار شده می تواند به بالای مقدار آغازین خود افزایش یابد، به شرطی که قدرت گرمایشی کل افزایش یابد و محرک جریانی سیکلوترونی نیز روشن باشد. با استفاده از کد مدل پارگی غیرخطی استوانه ای، مدل سازی پایدارسازی این مد توسط محرک جریان سیکلوترونی الکترون انجام شده است. به ویژه، این مدل سازی نشان داد که مهم ترین اثر پایدارسازی، ناشی از تولید مستقیم جریان حلقوی درون جزیره، توسط محرک جریان می باشد. در توکامک TEXTOR تاثیر میدان مغناطیسی اختلالی روی دینامیک مدهای پارگی بررسی شده است. میدان اختلالی توسط دینامیک منحرف کننده آرگودیک^۱ تولید شده است. این میدان اختلالی باعث می شود که جریانات جاری شده روی سطوح تشدیددی q حفاظت بشود که ۲ اثر دارد: پایداری مدهای پارگی دگرگون می شود و گشتاور نیرو به سطوح منطقی مؤثر در چرخش پلاسما اعمال می شود. فرکانس چرخش و عرض مدهای پارگی و همچنین تغییر فاز نسبی با میدان اختلالی به وسیله ی تصویربرداری تشخیصی ECE^۲ اندازه گیری شده است. تغییر عرض جزایر (توسط نسخه ی اصلاح شده ی معادله ی رادرفورد تخمین زده شده است) و فرآیند های نفوذی (mode penetration) و گشودگی (unlocking)، (از طریق بالانس کردن همه ی گشتاور نیروهای فعال روی جزیره تخمین زده می شوند) با استفاده از محاسبات عددی بررسی شدند که شرایط موجود را ارضا کرد. در جریان وقوع ناپایداری در پلاسما با پیچشی معین، توپولوژی مغناطیسی در هر سطحی که با ناپایداری در تشدید است، تغییر پیدا می کند. در اثر آشفتگی مغناطیسی، جزیره مغناطیسی پدید می آید. در صورتی که این آشفتگی یا پریشیدگی بیش از یک پیچش در دامنه های کوچک داشته باشد، هر پیچش جزایر باریکی را در سطوح تشدید خود ایجاد می کند. با وجود تغییر توپولوژی مغناطیسی، هر جزیره سطوح مغناطیسی دارد و آرایش سطوح مغناطیسی در نواحی میان جزیره محفوظ می ماند. اما اگر دامنه ی پریشیدگی چند پیچی افزایش پیدا کند، تغییری اساسی روی می دهد و خطوط میدان اطراف جداگرها، دیگر روی سطوح مغناطیسی قرار نمی گیرند. حال اگر یک خط میدان را در نظر بگیریم، مسیر آن در داخل یک ناحیه ی مشخص باقی می ماند، ولی سرتاسر این ناحیه را تحت پوشش حرکت خود قرار می دهد. در واقع خط میدان، حجم مورد نظر را پر می کند. این ویژگی فضاپرکن خط میدان، ارگودیستی نامیده می شود.

مبانی نظری مرتبط با تشکیل جزایر مغناطیسی:

ناپایداری های MHD در پلاسما، معمولاً با تغییری در آرایش توپولوژی مغناطیسی همراه هستند. این تغییر در سطوحی با مقادیر q گویا همراه است. در این سطوح، خطوط میدان مغناطیسی می شکنند و از اتصال مجدد آنها، جزایر مغناطیسی

¹ Dynamic Ergodic Divertor

² Electron Cyclotron Emission

پدیده می آیند. تشکیل جزایر مغناطیسی معمولاً با ناپایداری های مقاومتی و به ویژه مدهای پارگی همراه است [۸]. از آنجا که پلاسما رسانای کاملی نیست، این پدیده با پیشرفت غیرخطی کلیه ی ناپایداری های MHD با یک سطح تشدید در پلاسما روی خواهد داد. در پلاسمای توکامک، مدهای پارگی شکل جزایر مغناطیسی را به خود می گیرند. در رشد این جزایر همان اثر ناپایدار ساز مدهای پارگی خطی، یعنی گرادیان های جریان موجود در پلاسما نقش دارند. اما در اثر پخش مقاومتی آهنگ رشد محدود می شود، در حالی که نقش اینرسی عموماً قابل چشم پوشی است. حالت تعادلی را در اطراف سطح تشدید S در نظر می گیریم که در آن داریم $q = q_s = m/n$. خطوط میدان مغناطیسی بر روی این سطح، مارپیچی را تشکیل می دهند. پربیشیدگی در تشدید با این سطوح به صورت $\exp(im\kappa)$ می باشد که در آن

$$\kappa = \theta - \frac{m}{n}\varphi \quad (1)$$

مختصه ی زاویه ای متعامد بر مارپیچ است. میدان تعادلی در جهت متعامد عبارت است از

$$B^* = B_\theta \left(1 - \frac{n}{m}q(r)\right) \quad (2)$$

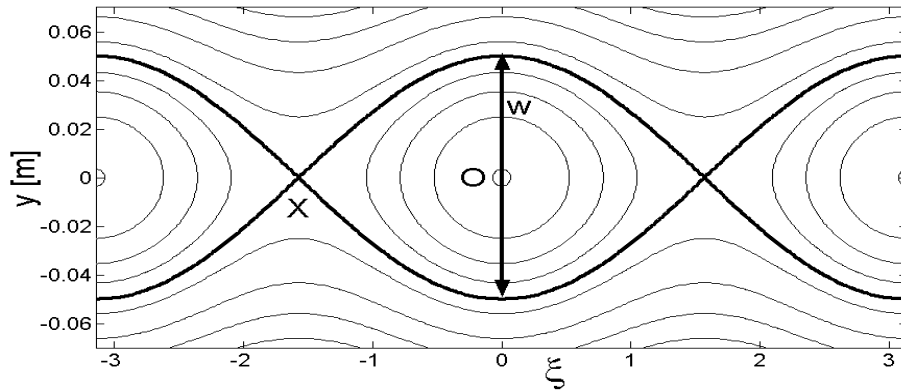
و در نزدیکی سطح مغناطیسی به صورت زیر نوشته می شود

$$B^* = -(B_\theta \frac{q'}{q})_s z \quad (3)$$

که در آن داریم $z = r - r_s$

شکل زیر هندسه ی تغییر توپولوژی مغناطیسی را در اثر پربیشیدگی تشدید، نشان می دهد [۹]. این تغییر را می توان با توجه به مسیر حرکت یک خط میدان مغناطیسی از معادله ی زیر محاسبه کرد، یعنی

$$\frac{dr}{r_s dx} = \frac{B_r}{B^*} \quad (4)$$



شکل ۱. نمودار سطوح شار مختل شده برای حالت $m/n=2/1$

در شکل بالا خطوط میدان مغناطیسی داخل جزیره مغناطیسی، بر مجموعه‌ای از سطوح مغناطیسی مارپیچ با محور مغناطیسی مربوط به خود قرار می‌گیرند. محور مغناطیسی با نقطه‌ی O نشان داده شده است. جزیره توسط مرز جداگیر احاطه می‌شود که دو نقطه‌ی تلاقی در X دارد. فاصله‌ی X ، یک طول موج کامل است. پریشیدگی میدان شعاعی می‌تواند به صورت زیر باشد.

$$B_r = B_r(r) \sin m\kappa \quad (5)$$

$B_r(r)$ بردار یکه میدان مغناطیسی شعاعی می‌باشد. بنابراین معادله دیفرانسیل خط میدان عبارت است از

$$-(B_\theta \frac{q'}{q})_s z dz = r_s B_r(r) \sin m\kappa d\kappa \quad (6)$$

با ثابت در نظر کردن $B_r(r)$ در گستره‌ی شعاعی جزیره، معادله‌ی خط میدان با انتگرال‌گیری از معادله بالا بدست می‌آید.

$$z^2 = \frac{w^2}{8} (\cos m\kappa - \cos m\kappa_0) \quad (7)$$

κ_0 مقدار κ در حالتی است که در آن خط میدان مورد نظر دارای $z=0$ می‌باشد. w پهنا‌ی جزیره مغناطیسی است که برای هندسه دایروی به صورت زیر به دست می‌آید.

$$w = 4 \left(\frac{r q B_r}{m q' B_\theta} \right)_s^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

نتیجه‌گیری:

کنترل جزایر مغناطیسی با تغییر دادن جریان‌های مارپیچی در ناحیه جزایر حاصل می‌شود. اگر چه جزایر مغناطیسی

(به‌ویژه مدهای پارگی نئوکلاسیک در توکامک‌های بزرگ‌تر) محدودیت‌های پارامتری برای به کار انداختن پایدار توکامک نمایان می‌کنند، درک فیزیک حاکم بر این ناپایداری‌ها، فرصت‌های بیشتری را برای کنترل این پدیده فراهم خواهد آورد [۹]. گرادیان چگالی جریان و گرادیان فشار نیروهای بی ثبات کننده در ارتباط با انحنای بد میدان مغناطیسی می‌باشند. به محض تشکیل زنجیره ای از جزایر مغناطیسی، آنها تا زمانی که به انرژی آزاد قابل دسترس برسند، رشد می‌کنند [۱۰]. لازم به ذکر است که جزایر مغناطیسی به شدت به فاصله قرار گیری آنها نسبت به یکدیگر بستگی دارند. در نتیجه زنجیره جزایر مغناطیسی همسایه، تخریب اساسی سطوح شار را نتیجه می‌دهد [۱۱-۱۲].

منابع :

- [1] J.H. Misguich, J.-D. Reuss, D. Constantinescu, G. Steinbrecher, M. Vlad, F. Spineanu, B. Weysow, R. Balescu, *Noble internal transport barriers and radial subdiffusion of toroidal magnetic lines*, Ann. Phys. Fr. 28 (2003) 1
- [2] S.R. Hudson et al, *Free-boundary full-pressure island healing in stellarator equilibria: coil-healing*, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 1377
- [3] H. Zohm et al, *MHD limits to tokamak operation and their control*, Plasma Phys. Control. Fusion A 45 (2003) 163
- [4] R. Kanno et al, *Formation and healing of $n = 1$ magnetic islands in LHD equilibrium*, Nucl. Fusion 45 (2005) 588
- [5] A. Isayama et al, *Neoclassical tearing mode control using electron cyclotron current drive and magnetic island evolution in JT-60U*, Nucl. Fusion 49 (2009) 055006
- [6] B. Ayten et al., *Modelling of tearing mode suppression experiments in TEXTOR based on the generalized Rutherford equation*, Nucl. Fusion 51 (2011) 043007
- [7] Wesson, Tokamak, Oxford Science Publication (2000)
- [8] Bateman. O. MHD instabilities. MIT Press, Cambridge Mass, (1978)
- [9] E. Westerhof, Nucl. Fusion 30, (1987) 1143
- [10] A.A. Harms, K.F. Schoepf, G.H. Miley, D.R. Kingdon, Principles of Fusion Energy, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (2002)
- [11] M.N. Rosenbluth, S R.Z. Sagdeev, J.B. Taylor and G.M. Zaslowsky, Nucl. Fusion (1966) 297
- [12] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth 1978 Phys. Rev. Lett. 4038