



مشاهده‌ی آرایش جداساز در شبیه‌سازی ترابرد توکامک کشیده‌ی دماوند

فاطمه دینی^۱، سینا خراسانی^۲

۱- پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۵۱۱۱۳-۱۴۳۹۹، تهران-ایران
۲- دانشکده مهندسی برق، دانشگاه صنعتی شریف، صندوق پستی: ۹۳۶۳-۱۱۳۶۵، تهران-ایران

چکیده: توکامک یکی از دستگاه‌های مغناطیسی محصورساز پلاسما است که در آن پلاسما تحت تأثیر میدان‌های الکترومغناطیسی قطبی و چنبره‌ای بسیار قوی، گرم و متراکم می‌شود. هم‌اکنون در مسیر تحقیقات گداخت هسته‌ای در تولید انرژی پاک و ارزان قیمت یکی از انتخاب‌های مناسب و مورد توجه توکامک می‌باشد، و به نظر می‌رسد که ساخت توکامک بین‌المللی ایتر در فرانسه رویای بشر را برای ایجاد یک نیروگاه گداخت اقتصادی عملی سازد. در این مقاله به مسئله تعادل و ترابرد الکترومغناطیسی پلاسما توکامک و معادله‌های حاکم بر آن پرداخته و برای دستیابی به آرایش مناسبی از پلاسما در توکامک دماوند که از کشیدگی بالایی برخوردار است، به حل تفصیلی معادله‌ها به روش عددی و تحلیلی می‌پردازیم. در نهایت سناریویی از تحولات مکانی-زمانی پلاسما در توکامک دماوند را با تلفیق معادله‌های تعادل و ترابرد به شکل هم‌زمان یا خودسازگار به دست می‌آوریم. نکته‌ی خاص در بررسی و مطالعه‌ی شارهای به دست آمده مشاهده‌ی آرایش جداساز در توکامکی کوچک با سطح مقطع کشیده و نسبت بالا از نوع دماوند است. آرایش جداساز، مشخصه‌ی توکامک‌های پیشرفته‌ای چون JET بوده و یکی از قابلیت‌های اساسی در آن‌ها به شمار می‌رود. بدین ترتیب امکان طراحی منحرف‌کننده در توکامک دماوند به منظور مطالعه‌ی برهم‌کنش پلاسما و جداره و همچنین چگونگی دریافت انرژی از پلاسما مطرح و میسر می‌گردد.

واژه‌های کلیدی: ابزارهای توکامک، معادله گراد-شفرانف، نظریه ترابرد نئوکلاسیک، روش‌های وردشی، آرایش جداساز، شبیه‌سازی پلاسما، روش اجزای محدود، تعادل، روش تفاضل محدود، حل عددی

Observation of Separatrix Configuration in Transport Simulation of Elongated Damavand Tokamak

F. Dini^{*1}, S. Khorasani²

1- Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, AEOI, P.O. Box: 14399-51113, Tehran-Iran
2- Faculty of Electrical Engineering, Sharif University of Technology, P.O. Box: 11365-9363, Tehran-Iran

Abstract: Tokamak is known as a magnetic system for plasma confinement, where the plasma is heated and pressurized under the influence of powerful toroidal and poloidal magnetic fields. Currently, tokamak is one of the proper choices for generation of clean and low-cost energy, and it is anticipated that the construction of ITER as an international project in France fulfills the mankind dream for providing an economy energy resource. In this paper, we consider the equilibrium and transport problem in a tokamak plasma, and we study the numerical solution to the corresponding equations to achieve a desirable plasma configuration in Damavand tokamak, of electromagnetic fields highly elongated cross section. Through the self-consistent combination of transport and equilibrium equations, we obtain a scenario for the temporal and spatial evolutions of plasma in Damavand. In particular, we noticed from the study of simulation data the existence of separatrix configuration in a small tokamak with elongated cross section and large aspect ratio. The separatrix configuration is a characteristic of advanced tokamaks including JET, and is regarded as an essential capability of these machines. This paves the way for designing a divertor for Damavand tokamak, to study the plasma-wall interaction, as well as mechanisms of energy extraction from plasma.

Keywords: Tokamak Devices, Grad-Shafranov Equation, Neoclassical Transport Theory, Variational Methods, Separatrix Configuration, Plasma Simulation, Finite Element Method, Equilibrium, Finite Difference Method, Numerical Solution

*email: fdini@aeoi.org.ir

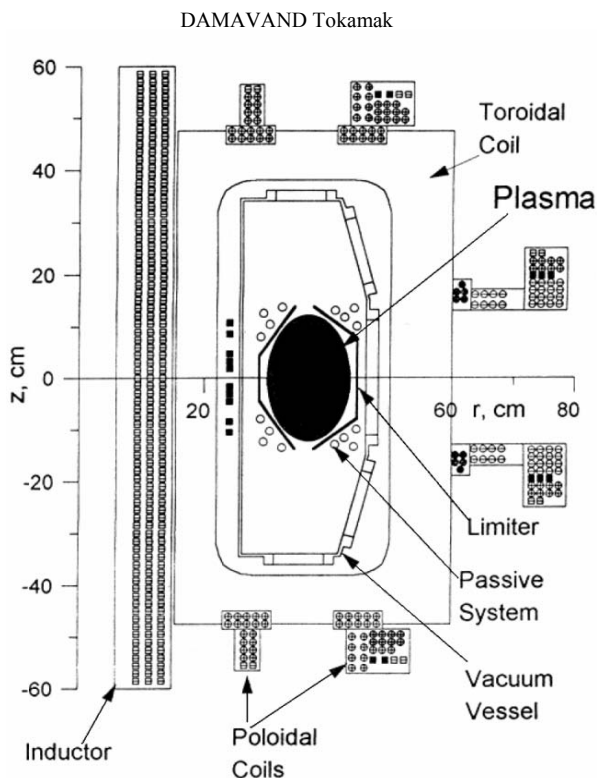
۱- مقدمه

مقطع کشیده یا نادایره‌وار که غالب توکامک‌های کنونی و نسل بعدی توکامک‌ها (مانند توکامک دماوند شکل ۱ که از کشیدگی بالا یعنی $K \approx 1-2$ ، و نسبت منظری در حدود $5/1$ برخوردار است) را تشکیل می‌دهند، لازم است که معادلات تعادل و ترابرد به شکل هم‌زمان و خودسازگار حل شوند. در این جا، دستگاه معادلات تعادل، "معادله گراد-شفرانف"، به روش عددی اجزاء محدود وردشی، و روش تحلیلی تابع گرین حل و مقایسه می‌شوند (بخش ۲)، و هدف آن است که یک شبیه‌سازی خودسازگار از تحول زمانی پلازما ارایه شود. این هدف با حل هم‌زمان معادلات تعادل در دو بعد، و ترابرد در یک بعد برآورده می‌شود. معادلات ترابرد به تفصیل بر اساس تئوری نئوکلاسیک در بخش ۳ آمده‌اند. در هر گام زمانی ابتدا به حل معادله‌ی تعادل با روش عددی مناسب در شرایط تقارن محوری، تحت سناریوی از پیش تعریف شده‌ای با شرایط مرزی فیزیکی پلازما و میدان‌های مغناطیسی می‌پردازیم. سپس با معلومات حاصل، توابع ترابرد (جرم، انرژی و میدان مغناطیسی) میانگین‌گیری شده روی سطوح شار محاسبه می‌شوند (فلوچارت برنامه که چرخه‌ی عملیاتی را نشان می‌دهد در بخش ۴ آمده است). به این ترتیب، پروفیل‌های شار مغناطیسی پلازما با

نیاز روزافزون به انرژی، انسان را وادار به جستجوی منابع جدید ساخته است. انرژی هم‌جوشی هسته‌ای به عنوان جای‌گزینی بدون ایجاد آلودگی زیست محیطی مطمئن و پایان‌ناپذیر برای سوخت‌های فسیلی به شمار می‌رود. هم‌جوشی مغناطیسی و هم‌جوشی لختی، دو رهیافت مهم برای تأمین انرژی در این زمینه هستند [۱، ۲ و ۳]. در این میان، ماشین توکامک موفق‌ترین روش دستیابی به هم‌جوشی هسته‌ای از طریق محصورسازی مغناطیسی پلازما در آرایشی چنبره‌ای بوده است [۴]. تاکنون گذار از آستانه‌ی سربه‌سر^(۱) توسط توکامک‌های JT-60 در ژاپن، و JET در اروپا به نمایش گذاشته شده است، و به طور کلی می‌توان ادعا کرد که مشکلات بنیادی در درک مفاهیم اساسی پلازما و مسایل تکنیکی گرمایش و پایدارسازی آن رفع شده‌اند. جایگاه توکامک‌ها در فن‌آوری هم‌جوشی با توجه به وسعت پروژه‌ی بین‌المللی ITER^(۲)، که هدف از آن ساخت نخستین رآکتور توکامک قابل بهره‌برداری است، به خوبی روشن می‌گردد [۵]. این پروژه با هزینه‌ای حدوداً بالغ بر پنج بلیون یورو، و توسط ده کشور عضو در قالب چهار گروه اروپایی، آسیایی، روسیه و آمریکا هدایت می‌شود و در فرانسه اجرا خواهد شد.

یکی از مهم‌ترین روش‌ها در شناخت پلازما توکامک و دستیابی به سناریوهای پایا در طول تخلیه‌ی بسیار کوتاه، استفاده از شبیه‌سازی و کدهای کامپیوتری است [۶ تا ۹]. چون سیستم‌های هم‌جوشی بسیار پرهزینه و پیچیده هستند، دسترسی به آن‌ها یا ایجاد شرایط لازم برای آزمایش و تجربه‌ی مورد نظر همیشه ممکن نیست. در این راستا، کدهای شبیه‌سازی گوناگونی برای پیش‌بینی پدیده‌های مختلف پلازما، از جمله ترابرد، در دنیا طراحی و آماده شده و در تفسیر رفتار پلازما در توکامک و حتی طراحی توکامک ITER مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در این میان می‌توان به کدهای ترابرد معروفی چون CRONOS، ASTRA، BALDUR، TRANSP، DINA، TOPICS، ONETWO و ... [۱۰ تا ۱۵] اشاره کرد، که هم‌اکنون کاربرد بسیاری داشته، و با توجه به نیازهای تکنیکی به روز می‌شوند.

یکی از مسایل مهم و اساسی در مراحل طراحی و شناخت تخلیه‌های توکامک شبیه‌سازی تعادل و ترابرد پلازما آن و تحولات زمانی این فرایندها است. در توکامک‌هایی با سطح



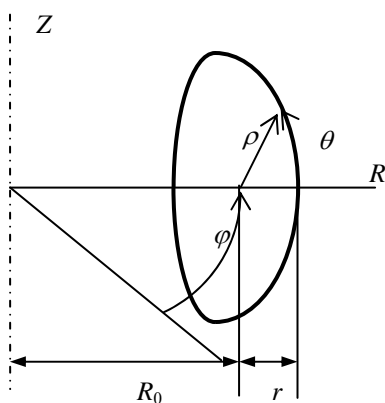
شکل ۱- سطح مقطع توکامک دماوند.

چنبره‌ای در میدان‌های مغناطیسی خارجی متغیر با زمان مدنظر هستند. در این کد اثراتی چون تزریق سوخت، و گرمایش توسط باریکه‌ی خنثی و ذرات آن‌ها در جریان‌های باریکه‌های محرک و جریان خود راه‌انداز و پایداری پلاسما نسبت به جابه‌جایی‌های افقی و عمودی در نظر گرفته شده‌اند. روش جدیدی برای حل مسئله‌ی تعادل، یعنی متغیر معکوس، به کار می‌رود که توسط آن مختصات شار، سریع و دقیق به دست می‌آید. همچنین کد BALDUR [۱۲] یک کد ترابرد یک بعدی پلاسما است، که در آن، تحولات پارامترهای پلاسما در تعادل MHD مورد بررسی قرار می‌گیرد. تأثیر منابع مختلف، هم‌چون گاز خنثی، هم‌جوشی، و گرمایش اضافی در نظر گرفته شده است. پلاسما، در تقریب مدل نئو کلاسیک شبیه‌سازی گردیده است.

۲- تعادل

نخستین مسئله‌ای که در مطالعه‌ی محصورسازی پلاسمای گرم توکامک باید مورد بررسی قرار گیرد، مسئله‌ی تعادل آن است [۱ و ۲]. در میث تعادل توکامک دو مفهوم پایه وجود دارد:

- توازن داخلی میان فشار پلاسما و نیروهای حاصل از میدان مغناطیسی.
 - شکل و مکان پلاسما که هر دو تعیین و توسط جریان‌های سیم‌پیچ‌های خارجی و اعمال میدان قابل کنترل هستند.
- شرط اصلی تعادل آن است که برایندهای وارد بر پلاسما در تمامی نقاط صفر باشند، بنابراین لازم است که نیروی مغناطیسی با نیروی حاصل از فشار پلاسما به توازن برسند. معادله‌ی تعادل در دستگاهی همانند شکل ۲ با تقارن محوری و مانند توکامک را می‌توان به صورت یک معادله‌ی دیفرانسیلی برای تابع شار قطبی



شکل ۲- دستگاه مختصات چنبره‌ای.

گذشت زمان در طول یک دور تخلیه یعنی ۲۵ میلی‌ثانیه به دست می‌آیند، که در بخش نتایج (۶) ارایه می‌گردند. سرانجام نتیجه‌گیری و جمع‌بندی از شبیه‌سازی انجام شده با توجه به شکل‌های حاصل صورت می‌گیرد. با توجه به این مدل‌سازی، پلاسما در توکامک دماوند از آرایش جداساز برخوردار است، و این خود امکان طراحی و نصب منحرف کننده در این توکامک را فراهم می‌سازد. لازم به یادآوری است که شبیه‌سازی، از نوع مرز آزاد بوده و مشکلات حل از این نوع در این جا به خوبی برطرف شده‌اند.

در این جا لازم است به عنوان نمونه به کد ترابرد ASTRA [۱۳ و ۱۴] اشاره کرد، که یکی از کدهای کارآ و مؤثر در محاسبه‌ی ساز و کارهای ترابرد در رآکتورهای توکامک می‌باشد. در سال ۱۹۸۷ کد ترابرد ترانزیستور در مؤسسه‌ی کورچاتف برای محاسبات خودکار ترابرد، با امکانات برنامه نویسی قابل توجهی از نظر ورودی و خروجی طراحی و آماده شد. در ادامه‌ی کار و تکمیل آن برای شرایط تخلیه‌های حاضر آزمایش‌های توکامک با در نظر گرفتن فرایندهای فیزیکی پیش‌تر، کد ASTRA نوشته شد، که توسط آن امکان مطالعه‌ی توکامک‌هایی با سطح مقطع نادایره‌وار، محاسبه‌ی مولدهای جریان و گرمایش پلاسما، شکل پلاسما، تراکم بی‌دررو، شرایط مرزی خودسازگار پلاسما و تحلیل داده‌های تجربی و پردازش آن‌ها در توکامک‌های JET, T-T10, ASDEX, TEXT, JT-60, TFTR و ... فراهم شد. در این کد، برنامه‌نویسی در محیط فرترن صورت گرفته است. در کد ASTRA برای توصیف ترابرد از معادلات یک بعدی میانگین‌گیری شده بر روی سطح مدل نئو کلاسیک در دستگاه گاوسی استفاده شده است که ترابرد انرژی، ذره و میدان مغناطیسی را توصیف می‌کنند. در این جا معادله‌ی تعادل گراد - شفرانف با مرز ثابت با در نظر گرفتن شکل سطوح، کشیدگی و مثلث گونی آن‌ها حل می‌شود. در ضمن معادله‌ی تعادل نیز میانگین‌گیری شده و یک بعدی است و مختصه‌ی متغیر، شعاع فرعی می‌باشد. معادلات، انتگرال‌گیری شده و با هم به شکل هم‌زمان حل می‌شوند. این کد کاربردهای بسیاری پیدا کرده است [۱۶]. علاوه بر این، آن را می‌توان با کدهای دیگری همراه ساخت، که برای شبیه‌سازی جامع پلاسما چون محرک‌های گرمایشی و جریان غیراهمی بسیار مناسب است.

از دیگر کدهای ترابرد، می‌توان از کد DINA نام برد که در آن تعادل دو بعدی و ترابرد یک بعدی با مرز آزاد پلاسمای

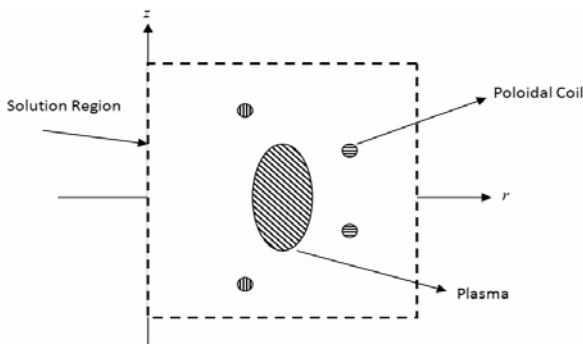
تابع نوع دوم لژاندر، $Q_{\frac{1}{2}}(x)$ ، در $x=1$ به سمت بی‌نهایت میل می‌کند. حل تحلیلی شار مغناطیسی قطبی چهارقطبی مغناطیسی آزمون شکل ۳ به کمک تابع گرین برای سیستم با تقارن محوری، در شکل ۴ نشان داده شده است.

۲-۲ حل عددی

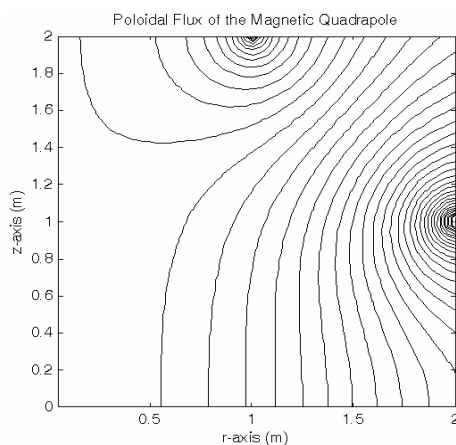
در این جا ما با استفاده از روش عددی وردشی اجزاء محدود بر اساس شبکه‌های مثلثی مرتبه‌ی اول، به حل مسئله تعادل می‌پردازیم. به سادگی می‌توان نشان داد که معادله‌ی (۱) را می‌توان از نوع معادله‌ی اوپلر-استوگرادسکی در نظر گرفت که به این ترتیب تابع زیرانتگرال آن عبارت خواهد بود از

$$\Pi(\psi) = \iint \left(\frac{1}{2r} |\nabla \psi|^2 - \mu_0 J_r \psi \right) dr dz \quad (6)$$

عملگر گرایان در دستگاه مختصات استوانه‌ای عبارت است از $\nabla = \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z}$. در روش اجزاء محدود ناحیه‌ی حل را که



شکل ۳- نمونه‌ی ناحیه حل دو بعدی با چهار قطبی مغناطیسی آزمون.



شکل ۴- شار مغناطیسی قطبی چهار قطبی مغناطیسی آزمون شکل ۳ به روشی تحلیلی با استفاده از تابع گرین.

مغناطیسی نوشت. به این معادله، معادله‌ی گراد-شفرانف گفته می‌شود [۳ و ۴]. شکل بسته‌ی معادله گراد-شفرانف در دستگاه مختصات استوانه‌ای (r, ϕ, z) عبارت است از:

$$\frac{1}{r} \Delta^* \psi = -\mu_0 J_\phi \quad (1)$$

که در آن $\psi = rA_\phi$ شار قطبی مغناطیسی است و A_ϕ مؤلفه چنبره‌ای پتانسیل مغناطیسی برداری است. همچنین $J_\phi \equiv J_r$ چگالی جریان چنبره‌ای و Δ^* عملگر بیضوی گراد-شفرانف می‌باشد، یعنی:

$$\Delta^* = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2)$$

در این جا r و z به ترتیب مختصات شعاعی و طولی در سیستم مختصات استوانه‌ای شکل ۳ هستند.

۱-۲ حل تحلیلی

در این جا حل تحلیلی معادله‌ی گراد-شفرانف، (۱) به روش تابع گرین [۱۷] جهت مقایسه و آزمودن حل عددی آن با استفاده از روش عددی (که بحث آن در ادامه خواهد آمد)، ذکر می‌شود. با توجه به مسئله‌ی تابع گرین موجود به دنبال حل‌هایی به شکل زیر هستیم

$$\psi(r, z) = \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') J_r(\mathbf{r}') dr' dz' \quad (3)$$

که در آن $\mathbf{r} = r\hat{r} + z\hat{z}$ بردار مکان و $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ تابع گرین می‌باشد که از حل معادله زیر به دست می‌آید

$$\Delta^* G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\mu_0 r \delta(r-r') \delta(z-z') \quad (4)$$

تابع $\delta(\cdot)$ دلتای دیراک است. بنابراین پس از انجام عملیات لازم خواهیم داشت [۶]

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\sqrt{rr'}}{2\pi} Q_{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2}{2rr'} \right] \quad (5)$$

حال برای تمامی گره‌ها می‌توان نوشت

$$\sum_e \int_{S^e} \int_r \frac{1}{r} dr dz B^{eT} B^e \psi^e = \mu_0 \sum_e \int_{S^e} \int_r N^{eT} N^e dr dz J_t^e \quad (8)$$

که بیانگر دستگاه معادله‌ی زیر می‌باشد

$$K \psi = F \quad (9)$$

که در آن ماتریس ضرایب K و بردار نیروی F به ترتیب دارای ابعاد $N \times N$ و $N \times 1$ می‌باشند (N تعداد کل گره‌ها می‌باشد). بردار $N \times 1$ بعدی $\Psi = K^{-1} F$ آرایه‌ی مقادیر گره‌ای مجهول تابع شار قطبی را مشخص می‌کند.

۳- ترابرد

ترابرد ذرات، انرژی، و اندازه حرکت در عرض میدان مغناطیسی را می‌توان به اشکال گوناگون، مورد مطالعه قرار داد. معمولاً نظریه، جنبشی برای تخمین ضرایب تراپردی چون ضریب پخش و هدایت گرمایی به کار می‌رود. سپس در یک حالت معین می‌توان از معادلات سیالی استفاده کرد. معادلات دو سیالی از نظریه‌ی جنبشی (که متغیرهای مستقل کم‌تری دارند) ساده‌تر هستند، اما میان الکترون‌ها و یون‌ها فرق می‌گذارند، در حالی که در معادلات MHD تک‌سیالی و بدون لحاظ کردن ترابرد [۲۰] این طور نیست. آهنگ ترابرد هر دو گونه می‌تواند کاملاً متفاوت باشد زیرا فرایندهای متفاوتی دارند.

همچنین در جریان ترابرد، یک دستگاه معادلاتی برای توصیف نفوذ اتم‌های خنثی و ناخالصی از دیواره به درون پلاسما مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲۱ تا ۲۶]. قابل ذکر است که اخیراً مؤلفین ضریب هدایت نئو کلاسیک پلاسمای توکامک دماند را به‌طور نیمه تحلیلی محاسبه نموده‌اند [۲۷].

برای بیان معادلات در محاسبه‌ی ترابرد، محصورسازی پلاسما را در چنبره‌ای با تقارن محوری و سطح مقطع دایره‌وار، و با نسبت منظر بزرگ ($R/a \gg 1$) در نظر می‌گیریم. با میانگین‌گیری از معادلات روی سطح مغناطیسی مسئله به شکل متغیر یک‌بعدی یعنی شعاع فرعی r (با مختصه شار Ψ) درمی‌آید. معادلات ترابرد حاصل بیانگر جریان انتقال ذره و انرژی از یک سطح مغناطیسی به سطح بعدی هستند.

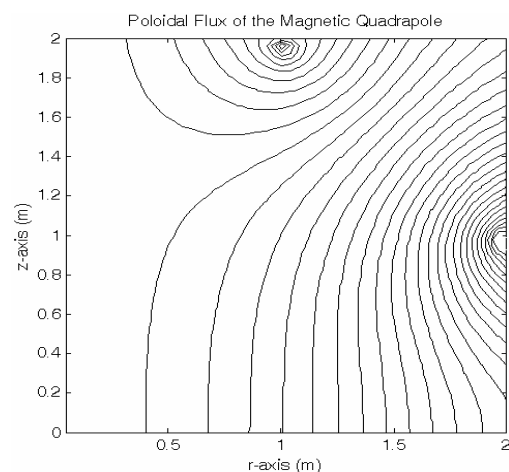
در شکل ۴ نمایش داده شده است، به اجزاء کوچک و مجزا تقسیم می‌کنیم. سپس، در هر جزء یک شکل فرضی از مجهول در نظر گرفته می‌شود، که تابعی از مختصات و رئوس مثلثی ثابت مربوط به آن جزء می‌باشد. این رئوس به گره معروف هستند، و معمولاً بین دو یا چند جزء مشترک می‌باشند. معمولاً در مسئله اجزای محدود به دنبال مقادیر گره‌ای توابع مجهول هستیم، که با یک سری عملیات جبری و کمینه‌سازی هم‌زمان (۶) به دست می‌آیند. در شکل ۵ حل عددی شار مغناطیسی قطبی چهارقطبی مغناطیسی آزمون شکل ۳، به کمک اجزاء محدود برای سیستم با تقارن محوری دیده می‌شود. همان‌طور که انتظار می‌رود موافقت بسیار خوبی بین حل عددی شکل ۵ و حل تحلیلی شکل ۴ در این مورد مشاهده می‌شود.

اگر جزء‌های اختیاری در این روش مثلث باشند، با استفاده از درون‌یابی خطی، تغییرات تابع مورد نظر در سطح جزء مثلثی e م خطی خواهد بود، به طوری که داریم

$$\psi^e(r, z) = a^e + b^e r + c^e z$$

بنابراین با توجه به [۱۸ و ۱۹] خواهیم داشت

$$\begin{aligned} \Pi(\psi) &\approx \sum_e \Pi^e(\psi^e) \\ &= \sum_e \int_{S^e} \int_r \left(\frac{1}{2r} \psi^{eT} B^{eT} B^e \psi^e - \mu_0 J_t^{eT} N^{eT} N^e \psi^e \right) dr dz \end{aligned} \quad (7)$$



شکل ۵- شار مغناطیسی قطبی چهار قطبی مغناطیسی آزمون به روش وردشی المان متناهی؛ تطبیق قابل قبولی با حل تحلیلی در شکل ۴ دیده می‌شود.

$$\Gamma = -\frac{n\varepsilon^{1/2}\rho_\theta^2}{\tau_e} \left(K_{11}A_e + K_{12}\frac{T_e'}{T_e} \right) - K_{13}n\varepsilon^{3/2}\frac{E_{\parallel}}{B_p} (m^{-2}s^{-1})$$

$$\left(q_e + \frac{5}{2}T_e\Gamma \right) = -\left(nT_e\varepsilon^{3/2}\frac{\rho_\theta^2}{\tau_e} \right) \left(K_{12}A_e + K_{22}\frac{T_e'}{T_e} \right) -$$

$$K_{23}T_e'\varepsilon^{3/2}\frac{E_{\parallel}}{B_p} (Wm^{-2})$$

$$J_{\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} - \left(\varepsilon^{3/2}\frac{nT_e'}{B_p} \right) \left(K_{13}A_e + K_{23}\frac{T_e'}{T_e} \right) -$$

$$K_{33}\varepsilon^{3/2}\sigma_{\parallel} E_{\parallel} (Am^{-2})$$

$$q_i = -\left(n\varepsilon^{3/2}\frac{m_i}{m_e\tau_e} \right) K_{21}T_i' - bT_i\frac{\Gamma}{Z} (1+v_*^2\varepsilon^3) (Wm^{-2}) \quad (13)$$

جدول ۱- پارامترهای ترابرد.

مقدار	پارامتر
Z	بار یونی
$\tau_e = 6\pi(2\pi m_e)^{1/2} \frac{e_0^2 T_e^{3/2}}{nZ^2 e^4 L}$	زمان برخورد الکترون
$\tau_i = 12\pi(\pi m_i)^{1/2} \frac{e_0^2 T_i^{3/2}}{nZ^2 e^4 L}$	زمان برخورد یون
r	شعاع فرعی
R ₀	شعاع اصلی محور مغناطیسی
$\varepsilon = r/R_0$	نسبت منظر
B _p	میانگین میدان مغناطیسی قطبی
$\rho_\theta = (2m_e T_e)^{1/2} / eB_p$	شعاع چرخش قطبی الکترون‌ها
$\Gamma = n_e u_{er} = n_i u_{ir}$	میانگین شار شعاعی ذرات
$\sigma_{\parallel} = \frac{1.08+Z}{0.773+0.29Z} \frac{ne^2\tau_e}{m_e}$	هدایت موازی
q _e	میانگین شار شعاعی گرمایی الکترون
q _i	میانگین شار شعاعی گرمایی یون
B _i	میدان مغناطیسی چنبره‌ای
J _∥	میانگین چگالی جریان موازی
E _∥	میانگین میدان الکتریکی موازی
P _e = nT _e	میانگین فشار الکترون
P _i = nT _i	میانگین فشار یون
$v_{*e} = \frac{r(B_p)}{\varepsilon^{3/2}\tau_e \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{1/2}}$	نسبت فرکانس موثر برخورد الکترون به فرکانس جهش الکترون
$v_{*i} = \frac{r(B_p)}{\varepsilon^{3/2}\tau_i \left(\frac{T_i}{m_i}\right)^{1/2}}$	نسبت فرکانس موثر برخورد یون به فرکانس جهش یون
n = n _e = n _i	چگالی ذره

که در آن‌ها داریم

در حالت کلی ترابرد نئو کلاسیک، نه کمیت مجهول -P_e، n، E_∥، q_i، q_e، Γ، J_∥، B_p، P_i تابعی از شعاع فرعی r و زمان t به دست آیند. اگر دمای T_i و T_e برحسب یکای انرژی، بیان شوند، معادلات ایستگی ذره و انرژی برای P_e و P_i را بر اساس تئوری نئو کلاسیک می‌توان به شکل زیر نوشت [۲۲]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r\Gamma = S_n (m^{-3}s^{-1})$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial P_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(q_e + \frac{5}{2}T_e\Gamma \right) = -\frac{3m_e n(T_e - T_i)}{m_i \tau_e} +$$

$$E_{\parallel} J_{\parallel} - \frac{\Gamma}{n} \frac{\partial P_i}{\partial r} + bA_i \frac{\partial T_i}{\partial r} + S_e (Wm^{-3})$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial P_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(q_i + \frac{5}{2}T_i\Gamma/Z \right) =$$

$$\frac{3m_e n(T_e - T_i)}{m_i \tau_e} + \frac{\Gamma}{n} \frac{\partial P_i}{\partial r} - bA_i \frac{\partial T_i}{\partial r} + S_i (Wm^{-3}) \quad (10)$$

که در آن S_i، S_e، S_n سایر منابع یا تلفات ذره، انرژی الکترون و یون، در اثر باز ترکیب یون‌ها یا یونش اتم‌های خنثی، یا خروج و ورود ذرات از مرز پلازما از طریق برهم کنش‌های مرزی و یا واکنش‌های هم جوشی می‌باشند. پارامترهای معادلات (۱۰) در جدول ۱ آمده‌اند و همگی روی سطوح مغناطیسی میانگین گیری شده‌اند. هم چنین ضرایب A_i و b عبارت‌اند از

$$A_i = \Gamma/Z (1+v_*^2\varepsilon^3)$$

$$b = \frac{\left(\frac{1.17 - 0.3v_{*i}^{1/2}}{1 + 0.7v_{*i}^{1/2}} \right) - 2.1v_{*i}^2\varepsilon^3}{1 + v_{*i}^2\varepsilon^3} \quad (11)$$

در این حالت معادلات ماکسول شکل یک بعدی دارند یعنی،

$$\frac{\partial B_p}{\partial t} = \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial r} (T/s)$$

$$\mu_0 J_{\parallel} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} rB_p (T/m) \quad (12)$$

چهار معادله‌ی باقی مانده، مقادیر Γ، J_∥، q_e، q_i را برحسب حاصل ضرب ضرایب ترابرد در گرادیان‌ها می‌دهند یعنی

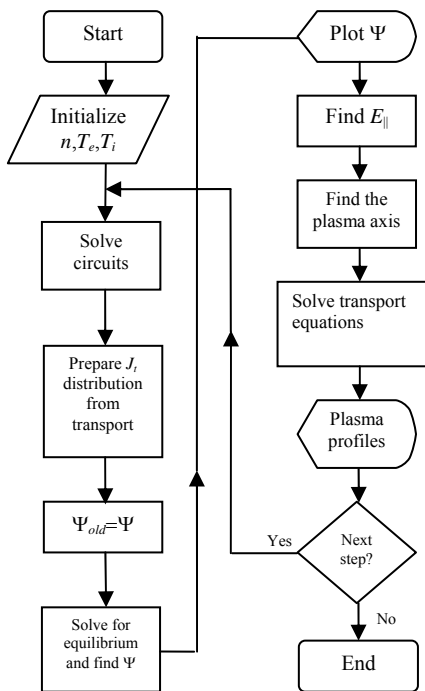


پلازما، لازم است که دستگاه معادلات توصیف کننده‌ی میدان‌ها، نیروها و رفتار پلازما به صورت هم‌زمان مورد بررسی قرار گیرند. با توجه به همین اصل است که بررسی خود سازگار پلازما مطرح می‌شود. در حقیقت بررسی تعادل، وقتی کامل می‌شود که معادلات آن به طور هم‌زمان به همراه معادلات ترابرد به صورت خودسازگار حل شوند.

روندنمای الگوریتم حاضر، در شکل ۶ نمایش داده شده است [۲۸]. شبیه‌سازی با معرفی متغیرهای اولیه و مقادیر پروفیل چگالی پلازما، دماهای الکترون و یون آغاز می‌شود. در گام نخست معادله‌ی توصیف کننده‌ی تعادل پلازما در یک توکامک با آرایش چنبره‌ای را که به معادله "گراد-شفرانف" مشهور است با توجه به تقریب تقارن محوری، برحسب شار مغناطیسی قطبی

جدول ۲- ضرایب ثابت در روابط (۱۴).

mn	$K_{mn}^{(0)}$	a_{mn}	b_{mn}	c_{mn}
11	1.04	2.01	1.53	0.89
12	1.20	0.76	0.67	0.56
22	2.55	0.45	0.43	0.43
13	2.30	1.02	1.07	1.07
23	4.19	0.57	0.61	0.61
33	1.83	0.68	0.32	0.66



شکل ۶- روند نمای شبیه‌سازی ترابرد و تعادل خودسازگار.

در نظر می‌گیریم. در گام بعدی ترابرد (شامل ترابرد جرم، انرژی و حرارت) در راستای عمود بر سطوح مغناطیسی بر اساس

$$A_e = \left(\frac{T_i}{Z T_e} \right) \left[\frac{P'_i}{P_i} - b \frac{T'_i}{T_i} (1 + v_{*e}^2 \varepsilon^2) \right] + \frac{P'_e}{P_e} - \frac{2 T'_e}{5 T_e} (m^{-1})$$

$$A_i = \frac{\Gamma}{Z (1 + v_{*e}^2 \varepsilon^3)} (m^{-2} s^{-1})$$

$$b = \frac{\left(\frac{1.17 - 0.35 v_{*i}^{\frac{1}{2}}}{1 + 0.7 v_{*i}^{\frac{1}{2}}} \right) - 2.1 v_{*i}^2 \varepsilon^3}{1 + v_{*i}^2 \varepsilon^3}$$

$$K_2 = \frac{0.66}{1 + 1.03 v_{*i}^{\frac{1}{2}} + 0.31 v_{*i}} + \frac{1.17 v_{*i} \varepsilon^3}{1 + 0.74 v_{*i} \varepsilon^{\frac{3}{2}}}$$

پرایم بیانگر مشتق شعاعی است و ضرایب K_{mn} عبارت‌اند از

$$K_{mn} = K_{mn}^{(0)} \left\{ \frac{1}{1 + a_{mn} v_{*e}^{\frac{1}{2}} + b_{mn} v_{*e}} + \frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}} (c_{mn}^2 n / b_{mn}) v_{*e}^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{\frac{3}{2}}}{1 + c_{mn} v_{*e}^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{\frac{3}{2}}} \right\}$$

$$m, n = 1, 2$$

$$K_{m3} = \frac{K_{m3}^{(0)}}{\left(1 + a_{m3} v_{*e}^{\frac{1}{2}} + b_{m3} v_{*e} \right) \left(1 + c_{m3} v_{*e} \varepsilon^{\frac{3}{2}} \right)}$$

$$n = 3, m = 1, 2, 3$$

(۱۴)

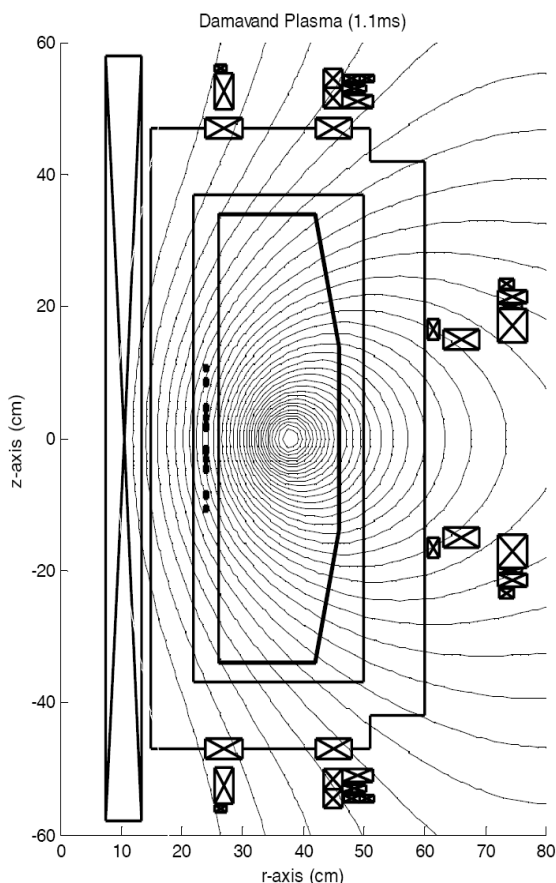
که به آن‌ها ضرایب ترابرد می‌گویند. ضرایب ثابت $a_{mn}, K_{mn}^{(0)}$ در جدول ۲ آورده شده‌اند. در این جا دستگاه معادلات ترابرد به روش تفاضل محدود در دستگاه مختصات شار حل شده است.

۴- شبیه‌سازی

مسئله اصلی در تئوری پلازما دستیابی به میدان‌های الکترومغناطیسی و حرکات ذره در پلازما می‌باشد. این در شرایطی است که چگالی و سرعت ذرات مشخص باشند. میدان‌ها را می‌توان از معادلات ماکسول به دست آورد. سپس با استفاده از میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، می‌توان نیروهای وارد بر ذرات باردار را تعیین کرد. بدین ترتیب رفتار پلازما مشخص خواهد شد. پارامترهای جدید پلازما خود میدان‌های الکترومغناطیسی و ویژگی‌های دیگری را به دنبال دارند، و این عملیات به صورت چرخه‌وار تکرار می‌شود. به منظور حفظ ویژگی خودسازگاری

آزاد که از دشوارترین حالات بررسی تعادل است، مورد بررسی قرار گرفت. روش جدید اجزاء محدود وردشی برای حل معادلات تعادل مورد استفاده قرار گرفت. زمان تشکیل پلازما حدود چند ده میکروثانیه می‌باشد. پس از خیزش جریان و تداوم پلازما شاهد از هم گسیختگی آن و افت ولتاژ حلقه و پایان تخلیه هستیم. بر اساس نتایج شبیه‌سازی، که مختصراً در شکل‌های ۷، ۸ و ۹ نمایش داده شده‌اند، می‌توان سناریوی تشکیل و از هم گسیختگی پلازما را به مراحل زیر تقسیم کرد:

- مرحله‌ی فروریزش^(۳)، تشکیل پلازما (شکل ۷)
- رشد جریان پلازما در مجاورت دیواره‌ی بیرونی چنبره و در نتیجه ارتقای فروریزش
- بسته‌شدن سطوح مغناطیسی
- تشکیل آرایش جداساز (شکل ۸)
- مرحله‌ی قبل از پیش فروپاشی^(۴) (شکل ۹-ا)

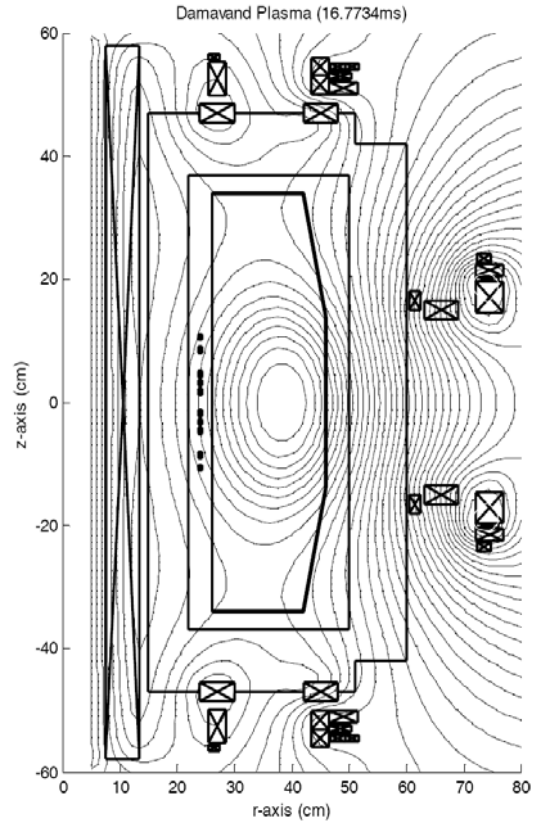
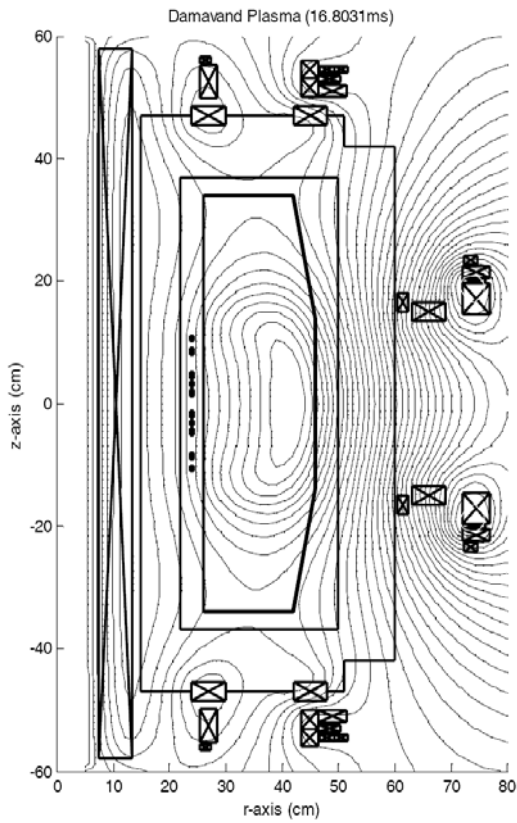


شکل ۷- شرایط اولیه‌ی تشکیل پلازما در دوتریم در اثر ایجاد یونش به واسطه‌ی میدان الکتریکی القایی چنبره‌ای.

معادلات ترابرد نئوکلاسیک میانگین‌گیری شده روی سطوح شار فرمول‌بندی می‌شود. در واقع معادلات ترابرد تنها تابع یک پارامتر می‌باشند. بدین ترتیب، مدل فیزیکی سیستم در حوزه‌های تعادل و ترابرد به دست می‌آید. با داشتن مدل فیزیکی کامل، به حل عددی و تحلیلی آن می‌پردازیم. برای این منظور، باید روش عددی مناسب طراحی شود که در این جا از روش اجزاء محدود وردشی برای حل عددی استفاده شده است. مزیت این روش آن است که مطالعه‌ی خطا و کد کردن آن‌ها ساده‌تر است و به دلیل استفاده‌ی گسترده از آن‌ها در سایر شبیه‌سازی‌ها همه‌ی نقاط ضعف یا قوت آن‌ها آشکار می‌شود. هم‌چنین سعی می‌کنیم با بهنجارسازی پارامترها و بهره‌گیری از دستگاه مختصات استوانه‌ای به حل مسئله پردازیم. در گام بعدی الگوریتم حل عددی مسئله را طراحی خواهیم کرد. در این قسمت نمودار یا روندنمای برنامه‌ی لازم ترسیم می‌شود. نیازهای مربوط به هر بلوک معین و الگوریتم‌های کلی طراحی شده‌اند. این بخش اساس کار نرم‌افزاری است که از این پس آغاز خواهد شد. لازم به یادآوری است که نحوه‌ی ارتباط کاربر با کامپیوتر از نکات ظریف طراحی این قسمت می‌باشد. هم‌چنین داده‌های توکامک دماوند به عنوان بخشی از اطلاعات مفروض برنامه به شمار می‌روند. پس از پایان طراحی کلی برنامه و الگوریتم‌ها، نوبت کار مهندسی نرم‌افزار است که طی آن فلوچارت به یک برنامه‌ی شی‌گرا بسط می‌یابد. بلوک‌ها به الگوریتم‌ها و زیربرنامه‌های جزئی‌تر تقسیم می‌شوند، و برنامه کامل می‌گردد. معمولاً این قسمت از نظر مدت کار، حجیم‌ترین بخش فعالیت شبیه‌سازی است. علاوه بر رهیافت عددی، در این جا از حل تحلیلی مناسب و دقیق برای آزمودن روش عددی، همان‌گونه که پیش‌تر اشاره شد، استفاده شده است. بنابراین صحت حل عددی و امتیازهای آن مورد بررسی قرار می‌گیرد و از سوی دیگر چون مسئله موردنظر یک مسئله‌ی مرز آزاد است با حل تحلیلی در مرزها می‌توان نقاط ضعف حل عددی را نیز به دست آورد و به رفع آن‌ها همت گمارد.

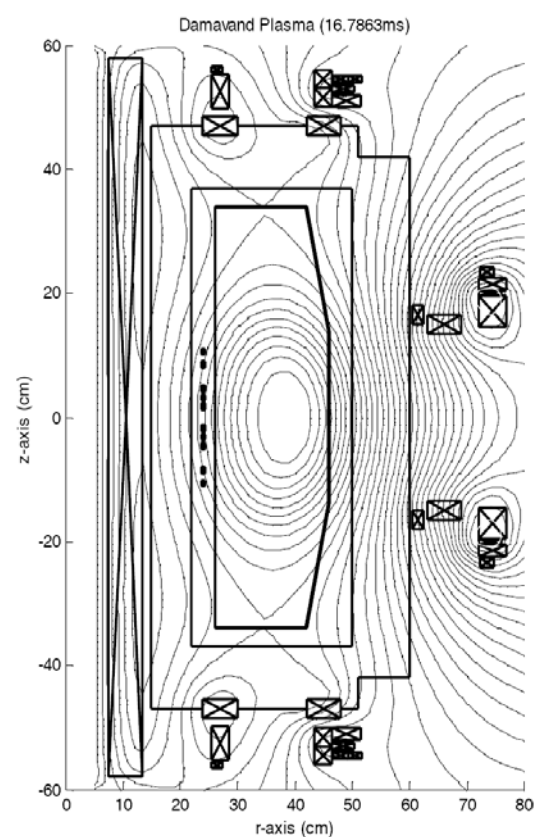
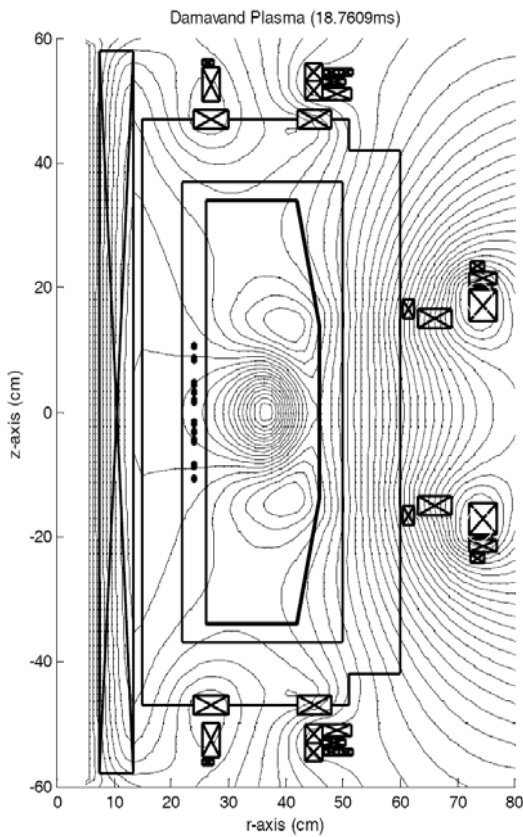
۵- نتایج محاسبات عددی

در این جا به یک کد ترابرد $\frac{1}{p}$ بعدی برای پلازما توکامک دست یافتیم، که در آن معادلات تعادل و ترابرد به صورت خودسازگار حل می‌شوند. هم‌چنین در آن، حل تعادل در دو بعد، و حل ترابرد در یک بعد انجام می‌گیرد. در این جا تعادل مرز



(a)

(a)

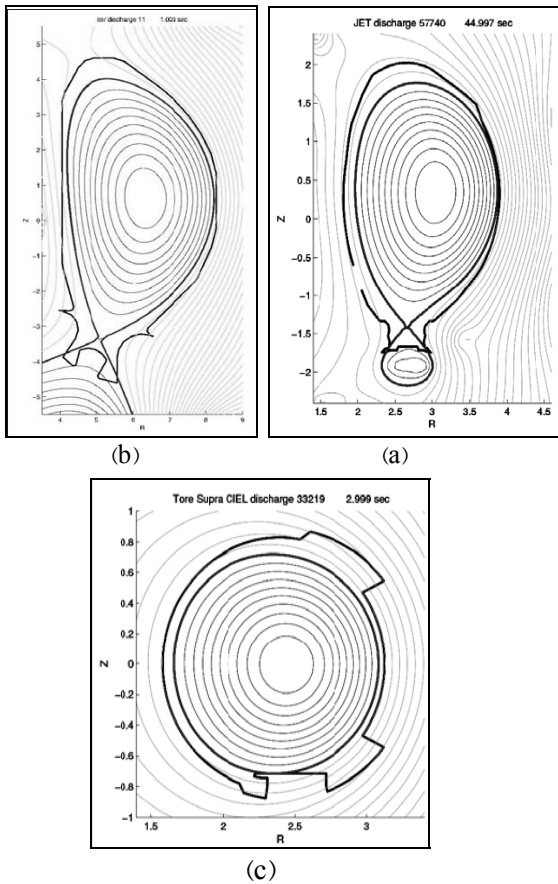


(b)

(b)

شکل ۹- (a) آغاز ناپایداری‌های پلاسما، (b) فروپاشی کامل پلاسما.

شکل ۸- مراحل تشکیل آرایش جداساز در پلاسمای دماوند.



شکل ۱۰- نمونه‌هایی از شبیه‌سازی تعادل در توکامک‌های گوناگون [۷]:
 (a) آرایش جداساز ITER با یک گره؛ (b) آرایش جداساز JET با یک گره؛ (c) Tore Supra بدون گره.

۶- جمع‌بندی و نتیجه‌گیری

در این جا ما الگوریتم جدید و مناسبی را برای شبیه‌سازی ترابرد نئوکلاسیکی در توکامک‌های کوچک به دست آوردیم. الگوریتم براساس کد وردشی اجزاء محدود برای حل تعادل در دو بعد با تقارن محوری، و حل یک بعدی معادلات ترابرد به روش تفاضل محدود می‌باشد. بنابراین معادلات تعادل و ترابرد جدا در نظر گرفته شده، و در داخل و خارج پلاسما به یک شکل مورد بررسی قرار می‌گیرند. کد وردشی اجزاء محدود به شکلی بهینه شده است که اجرای هر گام، زمانی تنها چند ثانیه تحت ویندوز کامپیوترهای شخصی با نرم‌افزار MATLAB طول می‌کشد. از توکامک کوچک موجود یعنی، دماوند برای آزمودن کد و الگوریتم موجود استفاده شد.

- تشدید فروپاشی^(۵)
 - تقسیم پلاسما به حلقه‌های جداگانه (شکل ۹-ب)
 - فروپاشی اصلی
 - آغاز نوسانات قوی ناشی از فروپاشی
 - از بین رفتن پلاسما و صفر شدن جریان آن
- در نهایت، روند تحولات پلاسما در مدت تخلیه، یعنی در مدت ۲۰ میلی‌ثانیه (بیش‌ترین مدت تخلیه‌ی اندازه‌گیری شده برای دماوند)، را با توجه به شبیه‌سازی می‌توان به شکل زیر تفسیر کرد.
- مرحله‌ی فروریزش پس از ۱/۱ میلی‌ثانیه آغاز شده، و جریان پلاسما به تدریج در مجاورت دیواره‌ی بیرونی چنبره که ناحیه‌ی تشکیل پلاسما است، افزایش می‌یابد (۱/۱۰۰۰ms). سپس در حضور جریان پلاسما و میدان‌های خارجی قطبی سطوح بسته‌ی مغناطیسی آرایش می‌یابند. ۱۶/۷۷۳۴ میلی‌ثانیه پس از فروریزش پلاسما، توکامک دماوند، نواحی جداساز خطوط میدان که نمایانگر سطوح مرزی هستند، پدید می‌آیند. در این جا با توجه به متقارن بودن توکامک دماوند نسبت به صفحه‌ی استوایی در $Z=0$ ، می‌توان مشاهده کرد که پلاسما تعادلی دماوند در کامل‌ترین آرایش تعادلی خود دارای فرم جداساز با دو گره^(۶) است. این نتیجه را می‌توان به عنوان مهم‌ترین دست‌آورد این شبیه‌سازی به حساب آورد، زیرا امکان مطرح شدن توکامک دماوند به عنوان یکی از توکامک‌های کوچک با پیشرفته‌ترین آرایش‌های تعادلی را مطرح می‌سازد. گفتنی است کلیه‌ی توکامک‌های عظیم مانند JET، همچنین طرح‌های رآکتورهای هم‌جوشی مغناطیسی بر مبنای توکامک مانند ITER و ARIES-AT دارای آرایش جداساز، و با یک گره^(۷) می‌باشند که امکان نصب منحرف‌کننده^(۸) برای آن‌ها را فراهم می‌آورد. اصولاً توکامک دماوند ظرفیت طراحی و نصب دست کم دو منحرف‌کننده در بالا و پایین خود را دارا می‌باشد (شکل ۱۰).
- ۱۶/۸۰۳۱ میلی‌ثانیه بعد از فروریزش مرحله‌ی قبل از پیش فروپاشی پلاسما آغاز می‌شود و در مدت ۱۸/۶۸۰۴ میلی‌ثانیه این آشفستگی در پیکربندی پلاسما به تدریج گسترش می‌یابد. پلاسما به چند حلقه تقسیم می‌شود و آرایش ناپایداری به خود می‌گیرد (۱۸/۷۰۶۸ms). سپس مرحله فروپاشی اصلی آغاز می‌شود (۱۸/۷۳۱۲ms)، و در حجم پلاسما نوسان و اختلال دیده می‌شود (۱۸/۷۶۰۹ms). پلاسما در نهایت از بین رفته و ضمن برخورد دیواره‌ی چنبره جریان آن صفر می‌گردد (۱۹/۵۵۴۹ms) و این پایان تخلیه است.



- | | |
|--|------------------------------|
| ۱- Breakeven | ۵- Enhancement of Disruption |
| ۲- ITER: International Thermo-Nuclear Experimental Reactor | ۶- Double-Null |
| ۳- Breakdown Stage | ۷- Single-Null |
| ۴- Pre-Pre-Disruption | ۸- Divertor |

References:

1. K. Niu, "Nuclear Fusion," Cambridge University Press, Cambridge (1989).
2. J.P. Freidberg, "Plasma Physics and Fusion Energy," Cambridge University Press (2007).
3. W.M. Stacey, "Fusion Plasma Physics," Wiley-VCH (2005).
4. J. Wesson, "Tokamaks," 3rd ed, Oxford University Press (2004).
5. <http://www.iter.org/>.
6. <http://www.fusiongrid.org/>
7. A.H.A. Bécoulet, P. Strand, H. Wilson, M. Romanel, "Integrated Tokamak Modeling: The Way Towards Fusion Simulators," Proceedings of IAEA Fusion Energy Conference (2006).
8. J. Mandrekas, "Fusion Simulation Project Status and Plans," US Fusion Energy Sciences Advisory Committee Meeting (March 2, 2007).
9. S. Itakura, "Broader Approach Project," ITER Australia Workshop, Sydney (October 12-13, 2006).
10. A.H. Kritiz, "PTRANSP: Predictive TRANSP Code," US-Japan Workshop (29-31 January, 2007).
11. J.P.H.E. Ongena, M. Evard, D. McCune, "Numerical Transport codes," Fusion Science and Technology, **49**, 337-345 (2006).
12. C.E. Singer, D.E. Post, D.R. Mikkelsen, M.H. Redi, A. McKenney, A. Silverman, F.G.P. Seidl, P.H. Rutherford, R.J. Hawryluk, W.D. Langer, L. Foote, D.B. Heifetz, W.A. Houlberg, M.H. Hughes, R.V. Jensen, G. Lister, J. Ogden, "BALDUR: A One-Dimensional Plasma Transport Code," Computer Physics Communications, **49**, 275-398 (1988).
13. G.V. Pereverzev and P.N. Yushmanov, "ASTRA, Automated System for Transport Analysis in a Tokamak," Report IPP 5/98, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (2002).
14. J.Y. Kim, M.H. Ju, H. Jhang, A.R. Polevoi, G.V. Pereverzev, "Simulation Study of KSTAR Target Operating Modes using ASTRA," 27th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, **24B**, 336-339 (2000).
15. D.A. Batchelor, M. Beck, A. Becoulet, R.V. Budny, C.S. Chang, P.H. Diamond, J.Q. Dong, G.Y. Fu, A. Fukuyama, T.S. Hahm, D.E. Keyes, Y. Kishimoto, S. Klasky, L.L. Lao, K. Li, Z. Lin, B. Ludaescher, J. Manickam, N. Nakajima, T. Ozeki, N. Podhorszki, W.M. Tang, M.A. Vouk, R.E. Waltz, S.J. Wang, H.R. Wilson, X.Q. Xu, M. Yagi, F. Zonca, "Simulation of Fusion Plasmas: Current Status and Future Direction," Plasma Science and Technology, **9**, 312-387 (2007).
16. W.M. Tang, "Advanced computations in plasma physics," Physics of Plasmas, **9**, 1856-1872 (2002).
17. F. Dini, S. Khorasani, R. Amrollahi, "Green Function of Axisymmetric Magnetostatics," Iranian Journal of Science and Technology, **A28**, 197-204 (2004).
18. R. Amrollahi, S. Khorasani, F. Dini, "Time-Domain Self-Consistent Plasma Equilibrium in Damavand Tokamak," Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, **3**, 161-165 (2000).
19. F. Dini, S. Khorasani, R. Amrollahi, "Variational Finite Element Method for Axisymmetric Magnetohydrodynamic Equilibrium," Scientia Iranica, **10**, 419-425 (2003).
20. ر. امراللهی، ف. دینی، س. خراسانی، "تبادل پلاسمای کشیده در توکامک دماوند،" مجموعه مقالات اولین کنفرانس کاربردهای فیزیک و علوم هسته‌ای در پزشکی و صنعت، ۲۶۴-۲۵۹، تهران (۱۳۷۸).

21. J.T. Hogan, "Multifluid tokamak transport models," in *Methods on Computational Physics*, J. Killeen, Ed, New York, Academic, **16**, 131-164 (1976).
22. F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, "Theory of plasma transport in toroidal confinement systems," *Reviews of Modern Physics*, **48**, 239-308 (1976).
23. R.J. Hawryluk, "An Empirical approach to Tokamak transport," in *Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions*, ed. by B. Coppi, G.G. Leotta, D. Pfirsch, R. Pozzoli, E. Sindoni, (CEC, Brussels, 1980), Vol. 1, 19-46.
24. T.J. Dolan, "Fusion Research," Pergamon Press, New York, Chapter 8 (1982).
25. A.H. Boozer, "Physics of magnetically confined plasmas," *Reviews of Modern Physics*, **76**, 1071-1141 (2004).
26. L.C. Woods, "Theory of Tokamak Transport," Wiley-VCH Verlag (2006).
27. ف. دینی و س. خراسانی، "محاسبه ضریب هدایت نئوکلاسیک با استفاده از کسر ذرات به دام افتاده برای پلاسمای توکامک کشیده دماوند،" *مجله علوم و فنون هسته‌ای*، شماره ۴۰، ۲۵-۳۳ (۱۳۸۶).
28. S. Khorasani, F. Dini, R. Amrollahi, "New algorithm for time-domain simulation of neo-classical transport," *Proceedings of 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion (On CD-ROM)*, Montreux (2002).