

مروری بر محصورسازی لختی الکترومغناطیسی پلاسمای گرمای در مقایسه با محصورسازی چنبره‌ای

راشد، امین* (۱) - صدیق زاده، اصغر (۲)

دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه اتمی مولکولی
سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه گداخت

چکیده:

بررسی‌های موجود برای محصورسازی یک پلاسما بتای بالا و تهی از میدان، در یک راکتور کاسپی پلی-ول ارائه شده است. برتری‌ها و کمبودهای این راکتور نسبت به تکامک‌های تجاری، بیان شده است. مشکل اصلی، بالا بودن شدید نرخ از دست رفتن ناهمسانگردی مکانی چگالی پلاسما و ناپایداری‌های فضای سرعت است که به ترتیب منجر به از بین رفتن چگالی بالای توان گداخت و اتلاف پلاسما می‌شود؛ لذا برتری این پیکره بندی به سیستم‌های چنبره‌ای در مدت زمانی کمتر از چند ثانیه از بین می‌رود. نشان خواهیم داد با فرض عملی بودن راه حل‌های ارائه شده برای کمبودها، پلی-ول، دارای خواص محصورسازی قابل مقایسه‌ای با راکتورهای چنبره‌ای است.

کلمات کلیدی: پلاسما، کاسپ، پلی-ول، محصورسازی لختی الکترواستاتیکی، *Polywell IEC*

مقدمه:

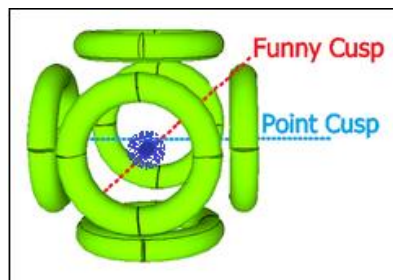
می‌توان گفت پلی-ول از ترکیب دو ایده قدیمی محصورسازی پلاسما بدست آمده است، محصورسازی کاسپی (Cusp containment) و محصورسازی لختی الکترواستاتیکی (Inertial electrostatic confinement or IEC)، در ادامه برتری و ضعف هر یک گفته خواهد شد و خواص حاصل از تلفیق این دو ایده را نشان می‌دهیم. روش محصورسازی کاسپی پلاسما دارای دو ویژگی مهم است. پایداری کامل مگنتوهیدرودینامیکی در مقابل آشفتنگی‌های با دامنه محدود و امکان نگه داری پلاسما با بتای بالا ($\beta \sim 1$) [1] [2] است؛ و دو ضعف این روش، بالا بودن نرخ از دست رفتن ناهمسانگردی چگالی پلاسما به علت برخورد‌های کولنی [3] و نرخ بالای اتلاف ذرات از سیستم به علت پراکنده شدن سرعت‌های ذرات به داخل مخروط اتلاف در نتیجه برخورد ذرات با سطوح میدان مغناطیسی محصورکننده است [4]. در سال ۱۹۵۵، در حالی که هنوز ایده تکامک به دنیا معرفی نشده بود؛ گراد [5] برتری‌های روش محصورسازی با آینه‌های کاسپی را نشان داد و توانست نرخ اتلاف پلاسما از این سیستم‌ها را بدست آورد. تلاش‌های زیادی برای مشاهده آزمایشگاهی

نتایج گراد انجام شد، اما هیچ کدام موفق نبودند و نرخ اتلاف بسیار بیش از پیش بینی های گراد بود، پس از او، گروسمن در ۱۹۶۶ توانست با اعمال تصحیحاتی بر کار گراد، به مقادیر واقعی اتلاف نزدیک شود [6]. با ادامه تلاش‌های منجر به شکست برای محصورسازی کاسپی پلاسما [7] و نتایج امید بخش سیستم‌های جدید چنبره‌ای بخصوص تکامک‌ها، جوامع علمی تصمیم به تمرکز کامل روی سیستم‌های چنبره‌ای گرفتند؛ و لذا دیگر روی این شیوه کار نشد.

در سمت دیگر در سال ۱۹۶۷ هرش [8] توانست با شیوه محصورسازی لختی الکترواستاتیکی، از یک سوخت D-T به شار نوترونی برابر با 10^{11} نوترون در ثانیه برسد (مقایسه کنید با شار نوترونی مورد انتظار از ایترا که برای سوخت DD 10^{14} نوترون در ثانیه). در این ایده یک الکتروود کروی مشبک (گرید) در داخل یک محفظه خلاء به پتانسیل منفی بالایی متصل می‌شود و گاز دوتریوم و تریتیوم به داخل این محفظه وارد می‌شوند. پس از یونیده شدن گازها؛ یون‌ها به سرعت به سمت پتانسیل منفی که می‌بینند شتاب می‌گیرند و به راحتی به انرژی‌های از مرتبه انرژی لازم برای گداخت می‌رسند. در ابتدا تصور می‌شد از این ایده می‌توان برای گداخت در مقیاس صنعتی برای تولید برق استفاده کرد، اما به سرعت مشخص شد که اتلاف ذرات در اثر برخورد به گرید چنان زیاد است که یک راکتور با توان مگاواتی باید ابعادی بیش از ۱۰ متر داشته باشد [9] و همچنین در اثر این برخوردها گرید چنان داغ می‌شود که در مدت چند دقیقه به دمای ذوب خود می‌رسد [10]. لذا بعد از مدتی این ایده فقط به عنوان یک منبع نوترون در کاربردهای غیر از تولید توان الکتریکی استفاده شد. در ادامه پلی-ول را به عنوان ترکیبی از این دو ایده معرفی می‌کنیم و رفتار الکترون‌ها و یون‌ها در آن را با استفاده از دو شیوه مرسوم تحلیل پلاسما یعنی نظریه مدار تک ذره و نظریه جنبشی ارائه می‌کنیم. سپس نشان خواهیم داد که چگونه مشکلات این دو ایده در ترکیبشان در حد چگالی بالا ($\beta \sim 1$) رفع می‌شود.

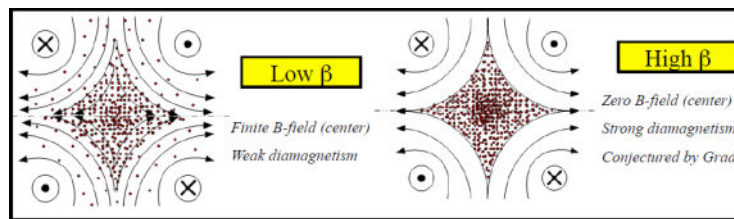
روش کار پلی-ول :

رابرت بازارد در سال ۱۹۸۵ پتنت پلی-ول را ارائه کرد [11]، که در آن بجای گرید فلزی برای ایجاد چاه پتانسیل منفی، از میدان مغناطیسی آئینه‌های کاسپی برای محصورسازی مجموعه‌ای از الکترون‌ها استفاده می‌شود، و مشکل نرخ بالای اتلاف ذرات در آئینه‌های کاسپی، توسط هندسه پلی-ول برطرف می‌شود. با این پیکره‌بندی کاسپ‌های خطی که اصلی‌ترین محل خروج ذرات بودند از بین می‌رود. در شکل ۱ سیم‌پیچ‌های سازنده میدان محصورکننده و ابر الکترونی محصورشده و کاسپ‌های هدردهنده ذرات مشخص شده است.

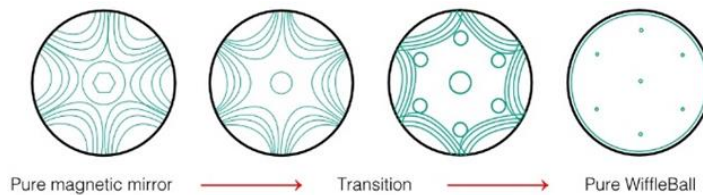


شکل شماره (۱): نمای از پلی-ول

گرماد نشان داد [1][2][5] که برای یک شاره با رسانای کامل، معادلات شاره‌ای پلاسما در حد چگالی بالا دارای جواب ریاضی برای میدان مغناطیسی خواهد بود که در آن پلاسما بطور کامل از میدان مغناطیسی محصورکننده‌اش جدا خواهد شد (شکل ۲). پیرو این تئوری گرماد؛ بازارد ادعا کرد که اگر یک پلاسما با بتای بسیار بالا وارد پلی-ول شود به علت تولید جریان دیامغناطیسی پلاسما، کاسپ‌های نقطه‌ای موجود عملاً بسته خواهند شد و خواص محصورسازی بهبود شدیدی می‌یابد و آن را مد ویفل-بال نامید (شکل ۳). این ادعا تا سال ۲۰۱۵ بی‌اثبات ماند، تا اینکه شرکت بازارد، ۸ سال پس از مرگش درستی آن را نشان داد [12].



شکل شماره (۲): بهبود محصورسازی در حالت چگالی بالای پلاسما



شکل شماره (۳): بسته شدن کاسپ‌های نقطه‌ای در حالت چگالی بالای پلاسما و تشکیل ویفل-بال

پلی-ول مشکل اتلاف شدید ذرات در اثر برخورد با گرید در IEC و خروج ذرات از کاسپ‌های خطی در آینه‌های کاسپی را حل می‌کند و می‌توان چگالی بالای توان همجوشی IEC را توسط کاند مجازی ایجاد شده بدست آورد. مسائلی که می‌بایست بررسی شوند به دو گروه مربوط به چاه پتانسیل (الکترون‌ها) و تابع توزیع پلاسما گداخت (یون‌ها) تقسیم می‌شود. درباره چاه سوال این است که الکترون‌ها را تا چه مدت می‌توان در مرکز به صورت پایدار محصور نگه نداشت و میزان اتلاف الکترون‌ها از کاسپ‌ها چقدر است؟ [13] [14] خلاء محیط چه اثری بر آن دارد؟ [15] اثر پارامترهای میدان مغناطیسی و چگالی الکترون چگونه است؟ [16] [17] آیا ویفل-بال برای الکترون‌ها اتفاق می‌افتد؟ [12] میزان اتلاف‌های تابشی (مانند تابش ترمزی یا سنکروترونی) چقدر است؟ [18]

می‌توان ادعا کرد که تمامی مسائل مربوط به چاه پتانسیل، در حد Low-beta بطور تئوری و عملی؛ و در حد High-beta فقط بصورت عملی؛ در مراجع معرفی شده جواب داده شده است. و حاصل آنکه رژیم کاری یک راکتور پلی-ول باید بصورت پالسی بوده و فقط در حد High-beta می‌تواند موثر باشد. اما سوالات مربوط به پلاسما گداخت، عبارتند از شکل تابع توزیع، میزان اتلاف‌های ذرات از کاسپ و میزان اتلاف

های تابشی؛ که محل بحث دو سوال اول است و در مورد سوم رایدن نشان داد بجز سوخت D-T همه انواع سوخت ها اتلاف تابش ترمزی بیش از مقدار توان گداخت تولید شده دارند [18].

رفتار الکترونها :

میدان محصورکننده الکترونی پلی-ول از برهم نهی شش حلقه با جریانهای معکوس برای حلقه‌های روبه-روی هم در یک ساختار مکعبی تولید می‌شود که با فرض چسبیده بودن حلقه‌های مجاور به هم می‌توان میدان مرکز پلی-ول را به صورت زیر بدست آورد [19]:

$$\vec{B} = \frac{35\mu_0 I}{128\sqrt{2}a^4} \left((-2x^3 + 3x(y^2 + z^2))\vec{x} + (-2y^3 + 3y(x^2 + z^2))\vec{y} + (-2z^3 + 3z(x^2 + y^2))\vec{z} \right)$$

به وضوح مشخص است که در نقطه مبدا میدان به عبارت زیر تقلیل می‌یابد:

$$B = \frac{I}{R} B' = \frac{35\mu_0 I}{64\sqrt{2}R} r^3 = \alpha r^3$$

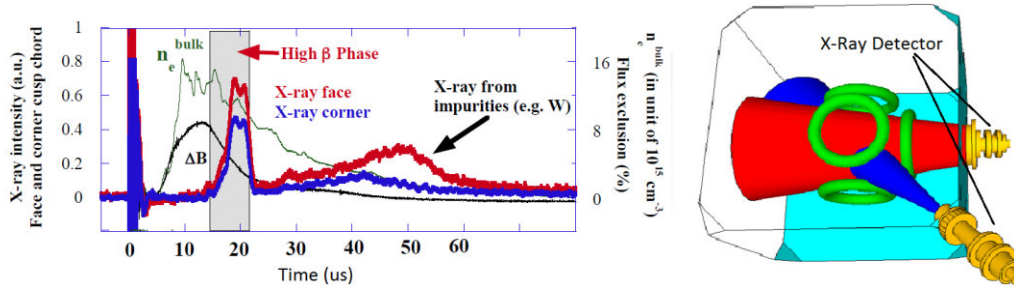
براساس اصول محصورسازی توسط اولین ناوردای بی‌درو (یا همان ثابت بودن گشتاور مغناطیسی) ذرات (الکترونها) در صورتی که داخل مخروط اتلاف نباشند در برخورد با کاسپ‌ها بازتاب می‌شوند. اما وجود یک ناحیه بدون میدان در مرکز هندسه باعث پراکندگی گشتاور مغناطیسی شده و ذرات در هربار گذر از این ناحیه مقداری جدید برای گشتاور مغناطیسی، بدست می‌آورند (به واسطه برخوردهای تصادفی کولونی). لذا امکان محصور ماندن ابدی وجود ندارند و الکترونها سرانجام وارد مخروط اتلاف می‌شوند. در چگالی کم (low beta) نرخ ازدست رفتن ذرات به صورت زیر است [18]:

$$P_{e \text{ loss cusp}} \approx 3.98 \cdot 10^{-11} A \left(\frac{r_e}{R} \right) \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \left[2 + \left(\frac{R}{r_e} \right)^3 \right] \times N k_H^2 \frac{(e\Phi_{\text{well}})^2 \sqrt{T_{e0} n_{ce}}}{B^2}$$

که در آن r_e ، r_c و R به ترتیب شعاع هسته، بالک و دستگاه هستند. A عددی از مرتبه ۱، N تعداد کاسپ‌ها و k_H عددی برای تعیین نسبت شعاع کاسپ با شعاع لارمور الکترون است. n_{ce} چگالی هسته الکترونی، B شدت میدان در محل کاسپ T_{e0} دمای اولیه تزریق الکترونها و Φ_{well} عمق چاه ایجاد شده است. اما در شرایط ویفل-بال و محصورسازی قوی لازم است که چگالی الکترون زیاد باشد. بنابراین اگر $\beta=1$ قرار دهیم:

$$P_{e \text{ loss cusp}} \approx 0.988 A \left[1 + 2 \left(\frac{r_e}{R} \right)^3 \right] N k_H^2 e \Phi_{\text{well}} \sqrt{T_{e0}}$$

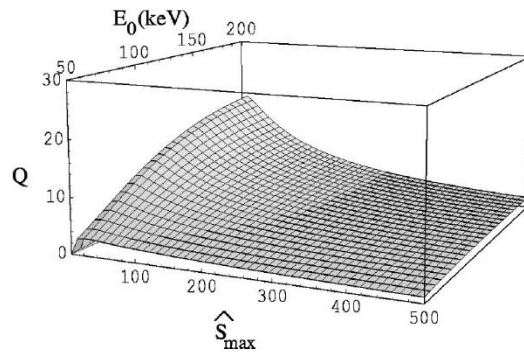
در سال ۲۰۱۵ نشان داده شد [12] که در حالت $\beta=1$ یا چگالی بالا، پدیده ویفل-بال و بسته شدن کاسپ‌ها به علت جریان دیامغناطیسی الکترونها واقعا اتفاق می‌افتد. و نرخ اتلاف پس از از بین رفتن شرایط ویفل-بال برابر عبارت فوق است. در شکل ۴؛ $\Delta\Phi$ شار دیامغناطیس و n_e چگالی الکترون‌های محصور شده می‌باشد.



شکل شماره (۴) چیدمان و نتایج آزمایش پلی-ول در مد ویفل-بال

رفتار یون‌ها :

ابتدا حامیان IEC مدعی بودند که تابع توزیع یون‌ها در این سیستم‌ها تک-انرژی بوده و علت چگالی بالای توان گداخت نیز همین است [20]، سپس حامیان پلی-ول نیز همین ادعا را کردند [21][22][23]، اما نویس اثبات کرد [3] که علت چگالی بالای گداخت IEC (با چاه مجازی یا گریدی) تابع توزیع تک-انرژی نیست، بلکه تمرکز بالای یون‌ها در هسته دستگاه است که ناشی از یک ناهمسانگردی فضای در چگالی بوده؛ و به خاطر نرخ بالای برخوردهای بدون گداخت این ناهمسانگردی در مدت بسیار کوتاهی به حالت همسانگرد واهلیده می‌شود. همچنین نشان داد که برای هر نوع سوختی حتی D-T؛ انرژی بازیابی لازم برای جلوگیری از این واهلش حداقل ۱۰ برابر توان گداخت تولید شده است. گرچه نویس نشان داد که توان گداخت یک توزیع ماکسولی با یک توزیع تک-انرژی تفاوت زیادی ندارد، پس از آن رایدر [24] با حل معادله فوکر-پلانک، نشان داد که تمام پلاسماهای گداخت در عدم تعادل ترمودینامیکی، بجز D-T؛ برای ترمال نشدن تابع توزیعشان حداقل ۲ برابر توان گداختی که تولید می‌کنند انرژی بازیابی لازم دارند. لذا بعد از این دو مقاله رایدر و نویس در ۱۹۹۵ دیگر کاری روی هیچ نوع از IEC‌ها به هدف تولید برق نشد، اما در سال‌های اخیر با واقعی کردن تعدادی از پیش شرط‌های ساده کننده رایدر و نویس و به لطف توان محاسباتی کامپیوترهای امروزی؛ نشان داده شده که نتایج این دو غلط بوده است. مهمترین ساده سازی‌ها عبارت بودند از در نظر نگرفتن میدان‌های خودسازگار، شکل چاه پتانسیل مربعی و اینکه نرخ برخوردها متناسب با توان دوم چگالی هستند؛ در سال ۲۰۰۰؛ چاکون و همکاران [25] با حل عددی معادله فوکر-پلانک به صورت کوپل شده با معادله پواسون برای تعیین میدان‌های خودسازگار ذرات توانستند، ابتدا با فرض‌های نویس و رایدر نتایج ایشان را بازتولید کنند و نشان دادند که با در نظر گرفتن میدان‌های خودسازگار و استفاده از شکل چاه پتانسیل واقعی (سه‌موی بجای مربعی) می‌توان به گداختی با بهره $Q \sim 10$ رسید. در شکل ۵، بهره را برای چاه سه‌موی، برحسب شدت چشمه و انرژی متوسط توزیع ماکسولی یون‌ها می‌بینید.



شکل شماره (۵) نمودار بهره نهایی گداخت در چاه پتانسیل سهموی بحسب شدت چشمه و انرژی میانگینی یون‌ها

البته باید مدنظر داشت که این نتیجه برای دستگاه پنینگ-ترپ به دست آمده که در آن از کاتد حقیقی استفاده می‌شود، لذا در این جنبه با پلی-ول متفاوت است، ولی رفتار تنهای یون‌ها را می‌توان با رفتار تنهای یون‌ها در پلی-ول مقایسه کرد. در طرف دیگر در سال ۲۰۰۴، فیش از آزمایشگاه پلاسما پرینستون نشان داد [26] [27] که در یک پلاسما بسیار چگال ($\beta=1$) فرض رایدربنی بر متناسب بودن برخوردهای دوجسمی با $\int d^3x |n(x)|^2$ اشتباه بوده، و باید برخوردهای بین یون‌های تک-انرژی و جمعیت یون‌های ترمال شده را نیز به حساب آورد.

بحث و نتیجه گیری :

سه شرط برای یک گداخت منجر به تولید توان وجود دارد [28]؛ سطح مقطع بیان می‌دارد که بیشترین شدت واکنش گداخت در دمای 14keV انجام می‌شود. از معیار لاسون بدست می‌آید که باید حاصل ضرب سه‌گانه بیش از حد $nT_{TE} > 3 \times 10^{21} \text{ keV.s.m}^{-3}$ باشد و در نهایت اتلاف گرمایی ذرات آلفای تولید شده در واکنش منجر به شرط $p_{TE} > 20 \text{ atm.s}$ می‌شود.

در سیستم‌های چنبره‌ای تاکنون به دمای 6keV در تکامک JET و حاصل ضرب سه‌گانه $1/53 \times 10^{21}$ keV.s.m³ در تکامک JT-60 رسیده‌ایم. البته با صرف حدود ۵۰ سال زمان و بیش از چندصد میلیارد دلار هزینه؛ اما در پلی-ول انرژی الکترون‌های تزریقی تعیین کننده عمق چاه پتانسیل و متعاقباً دمای یون‌ها است و از لحاظ فشار نیز می‌توان به راحتی می‌توان به فشارهای از مرتبه ($\beta=1$) رسید [12]؛ مقایسه کنید با چگالی تکامک ایتر ($\beta=0.03$) [29]. همچنین چاکون نشان داد که می‌توان به بهره‌ای از مرتبه‌ی ۱۰ رسید که دقیقاً برابر مقدار بهره در نظر گرفته شده برای ایتر است.

در واقع تنها دو سوال تا اثبات عملی بودن یک راکتور گداخت پلی-ول باقی مانده، اول میزان اتلاف یونی و اثبات حالت ویفل-بال برای یون‌ها و دوم شکل تابع توزیع آنها. از لحاظ تئوری گراد نشان داده که نرخ اتلاف ذرات از یک کاسپ در شرایط $\beta=1$ با معادله زیر تعیین می‌شود [30] که در آن $r_{e,i}$ شعاع کاسپ است و عددی بین شعاع لارمور الکترون و یون است:

$$\frac{I_{e,i}}{e} = \frac{\pi}{9} n_{e,i} v_{e,i} \times \pi (r_{e,i}^{gyro})^2$$

اگر فرض کنیم این نرخ صحیح اتلاف یونی باشد، زمان محصورسازی 0/5 ثانیه برای الکترون‌های ۱۰۰ keV در دستگاهی با سیم‌پیچ‌های به شعاع ۱ متر و میدانی به شدت ۷ تسلا؛ برای رسیدن به گداخت منجر به تولید توان خالص؛ کافی است. اما در جواب سوال شکل تابع توزیع یون و ویفل-بال یونی هنوز هیچ کار عملی یا شبیه‌سازی در شرایط $\beta=1$ برای یون‌ها در حضور الکترون‌ها انجام نشده است. برای حل این سوال شبیه‌سازی هم‌زمان خواص برخوردی مونت‌کارلویی منجر به گداخت و میدان‌های خودسازگار لازم است، که در بررسی‌های به عمل آمده تنها کدی که چنین قابلیت‌هایی دارد، بسته نرم‌افزاری VSim است [31].

مراجع :

- [1] Proceedings of the Conference on Thermonuclear Reactions (U.S. Atomic Energy Commission, Washington DC, 1955), p. 386.
- [2] Proceedings of the Conference on Thermonuclear Reactions (U.S. Atomic Energy Commission, Washington DC, 1955), p. 376.
- [3] Phys. Plasmas 2, 3804 (1995)
- [4] Phys. Plasmas 18, 112501 (2011)
- [5] Proceedings of the Conference on Thermonuclear Reactions (U.S. Atomic Energy Commission, Washington DC, 1955), p/1538
- [6] Phys. Fluids 9, 2478 (1966)
- [7] E. Kintner, The New York Times, Science Section, (20 May 2010)
- [8] J. Appl. Phys. 38, 4522 (1967)
- [9] Electrostatic and electromagnetic high-temperature plasma traps, OA Lavrentev, Annals of the New York Academy of Sciences, (1975)
- [10] Miley G H, Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion Fundamentals and Application (New York: Springer), p 115 (2014)
- [11] google.com/patents/US4826646
- [12] Phys. Review X 5, 021024 (2015)
- [13] Phys. Plasmas 20, 102701 (2013)
- [14] Phys. Plasmas 18, 112501 (2011)
- [15] Phys. Plasmas 17, 052510 (2010)
- [16] J Fusion Energy 31:341–345 (2012)
- [17] Phys. Plasmas 21, 092502 (2014)
- [18] Phys. Plasmas 2, 1853 (1995)
- [19] Electrostatic potential measurements and point cusp theories applied to a low beta Polywell fusion device, Matthew Carr, Ph.D. thesis, (2013)
- [20] J. Appl. Phys. 38, 4522 (1967)
- [21] Phys. Fluids B4, 1788 (1992)
- [22] Fusion Technology 19, 273 (1991)



بیست و سومین کنفرانس هسته‌ای ایران



۱۳۹۵ اسفندماه ۱۵ و ۱۶ دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات

- [23] Fusion Technology 22, 42 (1992)
- [24] Phys. Plasmas 4, 1039 (1997)
- [25] Phys. Plasmas 7, 4547 (2000)
- [26] Physics Letters A, 329: 76–82 (2004)
- [27] Phys. Plasmas 22, 112116 (2015)
- [28] Nature Physics 12, 384–386 (2016)
- [29] Nucl. Fusion 39, 2137 (1999)
- [30] Phys. Plasmas 2, 146 (1995)
- [31] txcorp.com/VSim