

گرم کردن پلاسما با امواج برنشتاین الکترونی از طریق واگردانی امواج عادی و فراعادی در لایه UHR

اکبر پروازیان^۱ و مرتضی حسین پور^۱

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه قم

(دریافت مقاله: ۸۶/۸/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۱۱/۲۰)

چکیده

یکی از راههای گرم کردن پلاسمای محصور شده به روش مغناطیسی، تاباندن امواج رادیویی در بازه میکروموج به داخل پلاسما با فرکانسی برابر فرکانس پلاسما ($\omega_{RF} = \omega_p$) است. امروزه گرم کردن پلاسمای همجوشی با چگالی بالا از طریق تشدید سیکلوترونی الکترون (ECRH) توسط امواج برنشتاین الکترونی (EBWs) مورد توجه قرار گرفته است. کاربرد امواج الکترومغناطیسی عادی (O-mode) و فراعادی (X-mode) در این زمینه به $\omega_p \leq \omega_c$ محدود می شود (ω_c فرکانس زاویه ای سیکلوترونی الکترون است) چرا که به مرکز پلاسما دست نمی یابند و بنابراین پاسخگوی پلاسماهای خیلی چگال که در مرکز پلاسما وجود دارد ($\omega_p \gg \omega_c$) نیستند. اما این محدودیت توسط جفت کردن مد عادی با مد فراعادی که در نهایت به یک موج برنشتاین الکترونی واگردانیده می شود، برداشته شده است. مسئله مهم در فرآیند واگردانی مد، محاسبه ضریب واگردانی مد بهینه است که به شدت نسبت به چگالی حساس می باشد. این حساسیت خود را در پارامتر η و مقیاس طول چگالی (L_n) در لایه تشدید دورگه بالا (UHR) نشان می دهد. از این رو انتخاب مقیاس طول چگالی مناسب اهمیت ویژه ای در بازدهی واگردانی مد دارد. با انجام محاسبات برای توکامک MAST با میدان مغناطیسی $4.75T$ در مرکز پلاسما واگردانی مد بهینه را در $I_{\eta} = 4/94 cm$ ($\sim 72/5\%$) به دست آوردیم، که به معنای لزوم تنظیم ویژگیهای فنی دستگاه برای این مقیاس طول چگالی است.

واژه های کلیدی: گرم کردن پلاسما، تشدید سیکلوترونی الکترون، موج عادی، موج فراعادی، تشدید دورگه بالا، موج برنشتاین الکترونی، واگردانی مد

۱. مقدمه

در دهه های اخیر برهم کنش موج الکترومغناطیسی با پلاسما مورد مطالعه بوده است که گرم کردن پلاسما را نیز شامل می شود. گرم کردن بهینه و مؤثر، نیازمند سازوکارهای جذب قوی موج در پلاسما است، بدین منظور گرم کردن با تشدید سیکلوترونی الکترون^۱ در فرکانسهای چند ده گیگاهرتز روش مناسبی است. برای این کار امواج الکترومغناطیسی عادی ($\vec{E} \parallel \vec{B}_0$) یا فراعادی ($\vec{E} \perp \vec{B}_0$) را که در راستای عمود بر میدان مغناطیسی منتشر می شوند ($\vec{k} \perp \vec{B}_0$) با انتخاب زاویه مناسب تابش و فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما ($\omega_{RF} = \omega_p$) به درون پلاسما می تابانند

تا انرژی خود را به الکترونها و یونها منتقل کنند. اما گرم کردن پلاسما با موج عادی^۲ (مد O) تنها برای چگالیهای زیر قطع ($\omega < \omega_p$) امکان پذیر است چرا که نمی تواند به داخل پلاسما نفوذ کند. گرم کردن با موج فراعادی^۳ (مد X) نیز از طرفی که میدان قویتر است امکان پذیر است، از این رو کاربرد این دو موج به فرکانسهای پلاسمایی کمتر از فرکانس سیکلوترونی الکترون ($\omega_p / \omega_c \leq 1$) محدود می شود. در پلاسماهای خیلی چگال در مرکز پلاسما که در آن $\omega_p / \omega_c \gg 1$ است، فرکانسهای پایین تر مدهای عادی و فراعادی با $\omega \approx \omega_c$ در لبه پلاسما قطع می شوند

۲. Ordinary mod (O-mode)

۳. Extraordinary mode (X-mode)

۱. Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH)

بسیاری از اصول بنیادی آزمایشگاهی و تئوری در سالهای ۱۹۸۰-۱۹۶۰ پایه گذاری شدند، کاربرد امواج برنشتاین الکترونی به فن آوری میکروموج ($\lambda \sim mm$) محدود می شد. در آن زمان برای گرم کردن پلاسما توسط امواج برنشتاین الکترونی چشمه های میکروموج با توان بالا در دسترس نبود و نیز، پارامترهای پلاسما که در آزمایشهای همجوشی به دست می آمد، برای گرم کردن پلاسما با امواج برنشتاین الکترونی کافی نبود. رشد و توسعه چشمه های میکروموج پرتوان در بازه فرکانسهای ۱۶۰-۲۸ GHz و توان بالای ۱۰۰ kW و نیز امکان عملکرد پلاسما ی خیلی چگال در استلریترها، هلیترونها، پینچهای میدان معکوس و توکامکهای کروی، آغازگر تعداد زیادی از آزمایشهای جدید بود. به ویژه در عملکرد پلاسماهای خیلی چگال، که پلاسما برای امواج سیکلوترونی الکترونی الکترومغناطیسی غیرقابل دسترس بود، امواج برنشتاین الکترونی برای گرم کردن، رانش جریان و اندازه گیری دما به کار گرفته شد. در ادامه چشم اندازی از این راهکار مورد اشاره قرار خواهد گرفت.

۲. فیزیک امواج برنشتاین الکترونی

معمولاً برای بررسی رفتار موج سیکلوترونی الکترونی در پلاسماهای همجوشی، توصیف انتشار موج با تقریب شناخته شده^۲ WKB مناسب است. اینجا فرض بر این است که مقیاس طولهای نوعی پارامترهای پلاسما، در مقایسه با طول موج، بزرگ و تغییرات زمانی در مقایسه با فرکانس آرام است. در حد فرکانس بالای تقریب WKB فرض می شود یونها ثابت و فقط عهده دار شبه ختشی ای هستند؛ بنابراین حرکت یونها را نادیده می گیریم. برای نوع الکترومغناطیسی امواج، دور از یک تشدید، می توان تانسور دی الکترونیک «پلاسما سرد»، \bar{K} ، را با S ، P و D که پارامترهای استیکس^۳ نامیده می شوند به کار برد [۷]، و حرکت گرمایی الکترون را نادیده گرفت:

$$\bar{K} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix} \quad (1)$$

و اگر چه فرکانسهای بالاتر این مدها با $\omega \geq \omega_p$ می توانند به مرکز پلاسما دست یابند اما نمی توانند به طور مؤثر روی الکترونها مستهلک شوند و انرژی خود را به آنها منتقل کنند. برای این مشکل راه حلی وجود دارد: در حالت خاصی که سرعت فاز دو موج با یکدیگر برابری می کند انرژی از یک موج به موج دیگر، در فرآیند «واگردانی مد» منتقل می شود [۱]، بر این اساس انرژی موج تابیده شده به درون پلاسما، باعث برانگیزش موج پلاسما گردیده و انرژی موج پلاسما به گرمای الکترون و یون تبدیل می شود. این فرآیند در بازه میکروموج در دستگاههای همجوشی نظیر توکامک [۲] به کار می رود.

اخیراً محدودیتهای به کارگیری تشدید سیکلوترونی الکترون برای گرم کردن در چگالیهای بالاتر از قطع، توسط جفت کردن O مد با X مد که در نهایت به یک موج برنشتاین الکترونی واگردانیده می شود، برداشته شده است. این تدبیر هوشمندانه در زاویه فرودی خاصی ممکن است، که شواهد آزمایشگاهی دلیل صحت این مدعاست [۳]. امواج برنشتاین الکترونی توسط واگردانی مد X در لایه تشدید دورگه بالا^۱ (UHR) در نزدیکی لبه پلاسما برانگیخته می شوند. مد O نیز از طریق مد X آرام به امواج برنشتاین الکترونی متصل می شود، بدین گونه که توان از مد O تابشی، ابتدا به مد X آرام منتقل شده و به دنبال آن در نزدیکی لایه UHR به امواج برنشتاین الکترونی واگردانیده می شود. امواج برنشتاین الکترونی، بعد از برانگیزش، بدون برخورد با قطعات چگالی به طرف مرکز پلاسما منتشر می شوند. بنابراین این امواج، انرژی و اندازه حرکت خارجی را در نواحی غیر قابل دسترس پلاسما برای مدهای O و X به الکترونها منتقل می کنند [۳ و ۴]. اندرکنش امواج برنشتاین الکترونی از طریق واگردانی مد در توکامکها [۵] به اثبات رسیده است. این امواج به ویژه برای گرم کردن و رانش جریان در پلاسماهای کروی با β ی بالا، مانند MAST [۶] که در آن $\omega_p / \omega_c \gg 1$ می باشد، روش مناسبی است. به چند دلیل، علاقمندی به امواج برنشتاین الکترونی در فیزیک پلاسما همجوشی در سالهای گذشته به شدت رشد کرده است. اگر چه

۲. Wentzel-Kramer-Brillouin approximation

۳. Stix parameters

۱. Upper Hybrid Resonance

اکنون در مقایسه با تقریب پلاسما سرد مؤلفه‌های \bar{K} تابعی از مجهول N هستند. این امواج به احترام «آیری بی برنشتاین» و مقاله اصلی او در سال ۱۹۵۸ [۸] امواج برنشتاین الکترونی (EBW) نامیده می‌شود. امواج برنشتاین الکترونی (EBW)، هارمونیکهای مد برنشتاین الکترونی اند. این امواج نوع خاصی از امواج سیکلوترونی الکترونی (CE) اند که امواجی الکترواستاتیک با طول موج کوتاه در پلاسما گرم مغناطیده هستند. این امواج طولی که با حرکت همدوس الکترونها گرداگرد مرکز هدایت‌شان تولید می‌شوند، طول موجی در حدود چهار برابر شعاع چرخش الکترون دارند [۹ و ۱۰]. برای انتشار موج به صورت عمود بر میدان مغناطیسی، قسمت موهومی در رابطه پاشندگی از بین می‌رود که به نامیرایی انتشار موج، بجز در نزدیکی تشدید سیکلوترونی، می‌انجامد. بسته به هارمونیکهای تشدید سیکلوترونی ($\omega = n\omega_c$)، ضریب شکست نامتناهی شده و امواج به شدت دچار میرایی سیکلوترونی می‌شوند [۹]. برای کاربرد پلاسما بسیار مفید و جالب است که انتشار امواج برنشتاین الکترونی، توسط قطعه‌های چگالی محدود نمی‌شود، چرا که بردار موج با افزایش چگالی بهنجار، $(\omega_p/\omega)^2$ ، حقیقی باقی می‌ماند.

در تشدید سیکلوترونی دورگه بالا $(\omega_{UHR} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2})$ ، تقریب الکترواستاتیکی ($\bar{E} \parallel \bar{B}_0$) دیگر معتبر نیست، چرا که موج X ویژگی الکترواستاتیکی اتخاذ می‌کند، ضریب شکست آن بزرگ شده و میدان الکتریکی طولی غالب می‌شود. سرانجام ریشه‌ها درهم آمیخته و هر دو مد X و EBW بر هم منطبق می‌شوند؛ موج فراعادی به یک موج برنشتاین الکترونی جفت می‌شود و بالعکس. از دیدگاه تمام‌موج، موج X بر یک قطبش طولی دلالت دارد، که وقتی به لایه UHR می‌رسد، نمایان می‌شود. در نزدیکی لایه UHR سرعت فاز به شدت کاهش می‌یابد تا اینکه به سرعت گرمایی نزدیک شود. در اینجا طول موج تا حد شعاع چرخش الکترون کاهش یافته و یک موج برنشتاین الکترونی برانگیخته می‌شود. زمانی که امواج برنشتاین الکترونی تولید می‌شوند به سوی پلاسما چگال انتشار می‌یابند تا اینکه توسط اندرکنش سیکلوترونی قوی نزدیک هارمونیک تشدید جذب می‌شوند.

که در اینجا $P = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ ، $S = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 - \omega_c^2)$ ، فرکانس سیکلوترونی ω_p و فرکانس پلاسما می‌باشد. رابطه پاشندگی که از معادله موج به دست می‌آید، جوابهای شناخته شده یعنی مد عادی (مد O) و مد فراعادی (مد X) را در حالت انتشار عمود بر میدان مغناطیسی نشان می‌دهد:

$$N_O^2 = P, \quad N_X^2 = (S^2 - D^2)/S. \quad (2)$$

این جوابها برای انتشار موازی با میدان مغناطیسی موج R^۱ و موج L^۲ به ترتیب $N_L^2 = S - D$ و $N_R^2 = S + D$ می‌باشد. ولی اعتبار تقریب WKB در حالتی که موج به قطع (جایی که ضریب شکست صفر می‌شود) برمی‌خورد از دست می‌رود. در اینجا دیگر طول موج در مقایسه با مقیاس طول وابسته به پارامترهای پلاسما قابل چشم‌پوشی نیست، که این موضوع برای برانگیزش امواج برنشتاین الکترونی توسط واگردانی مد، مهم است. در حالت تشدید (جایی که ضریب شکست نامتناهی می‌شود) اگر طول موج به اندازه شعاع (لارمور) دوران الکترون برسد، تقریب پلاسما سرد درهم می‌شکند. در اینجا می‌بایست اصطلاحاً آثار شعاع لارمور متناهی^۳ به حساب آورده شود. برای این منظور از رهیافت نظریه جنبشی به کارگیری تانسور دی‌الکتریک «گرم» چندین ویژگی جدید در مقایسه با تانسور دی‌الکتریک «سرد» بیان می‌گردد. تانسور دی‌الکتریک گرم نه تنها تابعی از ω_c و ω_p بلکه تابعی از دما و بردار موج نیز هست که به نوع جدیدی از حل‌های رابطه پاشندگی، مدهای الکترواستاتیکی، منجر می‌شود. ویژه بردارهای تانسور دی‌الکتریک در حالت انتشار عمودی ($\bar{k} \perp \bar{B}_0, N_{||} = 0$)، مدهای ممکن انتشار موج هستند. یک ویژه بردار تعمیم مد عادی با رابطه پاشندگی $N^2 = K_{zz}$ است. دو ویژه مد دیگر قطبشی عمود بر میدان مغناطیسی دارند. بدون از دست دادن کلیت مسئله می‌توان انتشار را به جهت y تعمیم داد. بنابراین رابطه پاشندگی به صورت زیر در می‌آید:

$$N^2 = (K_{xx} K_{yy} + K_{xy}^2) / K_{xx} \quad (3)$$

۱. Right-hand wave (R-Wave)

۲. Left-hand wave (L-Wave)

۳. Finite Larmor radius (FLR)

عملی است. میکاوا [۱۶] در ادامه کار پرنیپلتر [۱۷]، با محاسبات ردیابی پرتو با تانسور دی الکتریک گرم در هندسه به اصطلاح «ورقه‌ای»^۱ برای پارامترهای پلاسما همجوشی نشان داد که امواج برنشتاین الکترونی داخل پلاسما خیلی چگال منتشر می‌شوند و در صورتی که میدان مغناطیسی درست انتخاب شده باشد توان را در مرکز پلاسما انتقال^۲ می‌دهد.

۳. واگردانی مد

از آنجا که امواج برنشتاین الکترونی، امواج بار فضایی^۳ هستند، در خلاء وجود ندارند و برای انتشار نیازمند پلاسما مغناطیده‌اند. بنابراین برانگیزش آنها فقط در داخل پلاسما امکان‌پذیر است. اوایل، امواج برنشتاین الکترونی توسط آنتنهای الکترواستاتیکی که داخل پلاسما جای داده می‌شد، برانگیخته می‌شدند. این روش برای امواج میلیمتری که در پلاسماهای همجوشی دمای بالا مورد نیازند مناسب نبود، چرا که ساختارهای آنتن می‌بایستی از مرتبه شعاع چرخش الکترون باشد. این‌گونه ساختارها نمی‌تواند در دمای بالای محیط پلاسما همجوشی دوام بیاورد. بنابراین فقط واگردانی مد از امواج الکترومغناطیسی روش مناسبی برای تولید امواج برنشتاین الکترونی در پلاسماهای همجوشی است. سه طرح که پیشنهاد شده بود، در ادامه بحث ارائه می‌شود.

۳.۱. تابانیدن موج از طرفی که میدان قوی است

در این روش که فقط با هارمونیک یکم موج X امکان پذیر است، امواج فراعادی آرام (SX) زمانی که به لایه UHR می‌رسند به امواج برنشتاین الکترونی واگردانیده می‌شوند. از این رو پلاسما باید برای امواج فراعادی شفاف باشد ($n < 10^{18} m^{-3}$). این رویه برای راه‌اندازی پلاسما و رانش جریان موج برنشتاین الکترونی به کار می‌رود. ولی وقتی چگالی پلاسما در قطع دست‌چپی بالاست انتشار موج فراعادی دیگر ممکن نیست؛ بنابراین، این

در پارامترهای پلاسما همجوشی، جذب بسیار بالاست و بنابراین پلاسما می‌تواند مانند لایه‌ای اپتیکی برای امواج برنشتاین الکترونی فرض شود. از اینرو دو مکانیسم جذب را می‌توان بررسی نمود. در حالت انتشار شبه عمود $N_{\parallel} < v_{th}/c = \beta$ جذب با اندرکنش سیکلوترونی الکترونی نسبتی غالب بوده و گواه پهن‌شدگی با افزایش جرم نسبیتی است. در اغلب برنامه‌های تابش موج رادیویی، شرط $N_{\parallel} > v_{th}/c = \beta$ برآورده می‌شود و جذب پهن‌شدگی دوپلری غیرنسبیتی می‌تواند فرض گرفته شود. در مقام مقایسه، جذب یک موج الکترومغناطیسی با N و جذب موج برنشتاین با β^{-3} متناسب است. ضریب شکست N معمولاً به دلیل کوچکی طول موج موج برنشتاین الکترونی بزرگ است، در حالی که N_{\parallel} از مرتبه واحد است. برای هارمونیک دوم مد X جذب عمده با β متناسب است. توان موج برنشتاین الکترونی در ناحیه‌ای خیلی کوچکتر از ناحیه مشابه برای امواج الکترومغناطیسی جذب می‌شود و به‌طور قابل توجهی جذب امواج برنشتاین الکترونی با N_{\parallel} متناهی، با کاهش دما، افزایش می‌یابد. می‌توان محاسبات با جزئیاتی بیشتر را در این رابطه در مرجعهای [۱۰ و ۱۱] پیدا کرد. در گذشته ادراک بنیانی و تأیید آزمایشگاهی فیزیک موج برنشتاین الکترونی آغازگر برنامه‌هایی برای به‌کارگیری امواج برنشتاین الکترونی جهت گرم‌کردن پلاسما همجوشی و تشخیص دما شده بود. در دسترس نبودن پلاسماهای خیلی چگال برای روشهای گرم‌کردن پلاسما و تشخیص دما با امواج سیکلوترونی الکترونی الکترومغناطیسی مانع بزرگی بود، که برای امواج برنشتاین الکترونی این محدودیت چگالی وجود نداشت و انگیزه کاربرد این امواج شد [۱۲ تا ۱۵]. امواج برنشتاین الکترونی یک جذب تشدید مؤثر اضافی‌ای دارند که امکان گرم‌کردن پلاسما را در هارمونیکهای بالاتر ($n > 2$) فرکانسهای تشدید ا ارائه می‌دهند، در حالی که برای گرم‌کردن پلاسما با امواج سیکلوترونی الکترونی الکترومغناطیسی، این امواج فقط برای فرکانسهایی در هارمونیک یکم موج عادی و فراعادی و هارمونیک دوم موج فراعادی مفیدند. گرم‌کردن با هارمونیکهای بالاترشان فقط برای شرط دمای بالای خاصی

۱. Slab

۲. Deposit

۳. Space charge waves

$$\eta = \frac{\omega_c L_n}{c} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \nu(L_n/L_B)}} \left[\frac{\sqrt{1 + \alpha^2} - 1}{\alpha^2 + (L_n/L_B)\sqrt{1 + \alpha^2}} \right]^{\nu/2},$$

$$\alpha = \left[\frac{\omega_p}{\omega_c} \right]_{UHR},$$

$$L_B = \frac{B}{\partial B / \partial x}, \quad L_n = \frac{n_e}{\partial n_e / \partial x} \quad (5)$$

c سرعت نور در خلاء، L_B مقیاس طول میدان مغناطیسی و L_n مقیاس طول چگالی است. در حالتی که $L_B \gg L_n$ باشد پارامتر بادن به صورت

$$\eta \approx \frac{\omega_c L_n}{c \alpha} [\sqrt{1 + \alpha^2} - 1]^{\nu/2}, \quad (6)$$

در می‌آید. ضریب واگردانی مد شامل یک بخش مستقل از فاز $C(\eta, \phi)$ است که پوش منحنی $C_{\max} = 4e^{-\pi\eta}(1 - e^{-\pi\eta})$ را نمایش می‌دهد. بیشینه توان واگردانی ممکن ($C = 1$) فقط موقعی می‌تواند به دست آید که $e^{-\pi\eta} = 0.5$ و $(\phi/2 + \theta) = m\pi$ باشد، یعنی: $\eta \approx 0.22$. فاکتورهای فاز θ و ϕ پیامد فازینگ امواج در کاواکی است که توسط قطعه‌های R و L ساخته شده و همچنین تابعی از L_n هستند که به صورت عددی و به ترتیب زیر برآورد می‌شوند [۲۲ و ۲۳]. آرگومان تابع ψ گاما را می‌توان با کمک تابع ψ :

$$\psi(z) = \frac{d[\ln \Gamma(z)]}{dz} = \frac{\Gamma'(z)}{\Gamma(z)},$$

$$\psi(1+z) = \psi(1) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z}{n(n+z)}, \quad z \neq -1, -2, -3, \dots \quad (7)$$

$$\psi(1) = -0.5772156649$$

و به‌کارگیری رابطه زیر با قرار دادن $-\eta/2$ به‌جای y ، محاسبه کرد:

$$\arg \Gamma(iy) = y\psi(1) + \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{y}{1+n} - \arctan \frac{y}{1+n} \right) + \frac{\pi}{2}, \quad (8)$$

زاویه ϕ نیز به صورت:

$$\phi = \pi - 2\theta + \arccos \left(\frac{N_R^y - N_I^y}{N_R^y + N_I^y} \right), \quad (9)$$

تعریف می‌شود که در اینجا N_I و N_R بخشهای حقیقی و موهومی N بوده و از رابطه

$$N = \ln \left(\frac{i\eta}{\eta} \right) + \pi \left[i \coth \left(\frac{\pi\eta}{2} \right) + \cot \left(\frac{\pi\eta}{2} \right) \right]$$

$$-\frac{1}{\eta} - \frac{i}{\eta} + \psi \left(1 + \frac{\eta}{2} \right) - \psi \left(1 + \frac{i\eta}{2} \right), \quad (10)$$

رویه را نمی‌توان برای گرم کردن مرکز پلاسما چگال به کار برد. آزمایشهای تابانیدن از طرفی که میدان قوی است توسط نویسندگان زیادی گزارش شده است. برای نمونه به آزمایش مک درموت و دیگران [۱۸] در توکامک ورساتور ۲ و ویلهلم و دیگران [۱۹] در استرلیتر وندلشتاین A-۷ اشاره می‌شود.

۳.۲. واگردانی XB مستقیم

روش دیگر برانگیختن امواج برنشتاین الکترونی، تاباندن موج فراعادی (موج X) از خلاء به داخل پلاسما است، که یک شیب گرادیان چگالی با یک مقیاس طول چگالی^۱ از مرتبه^۱ طول موج خلاء موج پرتابی دارد. مد فراعادی تند (FX) از میان ناحیه ناپایدار بین قطع موج R و لایه UHR تونل‌زنی می‌کند و به مد فراعادی آرام (SX) جفت می‌شود و در نتیجه، مد در لایه UHR به امواج برنشتاین الکترونی واگردانیده می‌شود. در توصیف خطی، امواج X کاملاً به امواج برنشتاین الکترونی (EBWs) واگردانیده می‌شوند. این عمل «فرآیند واگردانی مد XB» نامیده می‌شود. این فرآیند شامل قطع موج R، واقع در سمت چگالی پایین لایه UHR، می‌باشد. لایه UHR و قطع موج L مد SX در سمت چگالی بالای لایه UHR واقع شده است. یعنی، قطعها تداخل سنجی را ارائه می‌کنند که فازهای موج در لایه UHR برای فرآیند واگردانی مد XB بهینه است. نظریه واگردانی مد XB توسط رام و دیگران در مرجع [۲۰] مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شده که واگردانی مد XB می‌تواند روی بازه گسترده‌ای از فرکانسها و زوایای فرودی کارآمد باشد. ضریب توان واگردانی مد به صورت زیر می‌باشد:

$$C = 4e^{-\pi\eta}(1 - e^{-\pi\eta}) \cos^2(\phi/2 + \theta), \quad (4)$$

که θ آرگومان تابع گاما ($\theta = \arg \Gamma(-i\eta/2)$)، ϕ اختلاف فاز بین انتشار مد SX به طرف قطع L و مؤلفه بازتابیده منتشره به طرف لایه UHR و η پارامتر بادن [۲۱، ۲۰ و ۲۲] است که توسط بسط پتانسیل موج حول UHR برای پیدا کردن موضع مکان قطع R به دست می‌آید:

۱. Density scale length

دیگر مکانیسم اتلاف در حالتی می‌تواند رخ دهد که طول موج برابر یا بزرگتر از طول گرادیان چگالی باشد. در اینجا تقریب WKB اعتبارش را از دست می‌دهد و می‌بایست آثار موجی بررسی شود. در واقع بخشی از موج فراعادی آرام (SX)، که به طرف لایه UHR منتشر می‌شود به موج برنشتاین الکترونی واگردانیده نمی‌شود اما دورتر از ناحیه ناپایدار یک موج فراعادی تند (FX) را برمی‌انگیزد [۲۰]، که پلاسما را ترک کرده و بهره واگردانی XB را کاهش می‌دهد. اگر لایه UHR در لبه پلاسما سرد باشد، اتلاف‌های دیگری می‌تواند به وسیله میرایی برخوردی در لایه UHR رخ دهد. این اثر به ویژه در حالت گرادیان تخت در لایه UHR، مهم می‌شود [۱۰]. آزمایش‌هایی روی این رویه واگردانی در توکامکهای NSTX [۲۲ و ۲۵] و CDX-U [۲۶] انجام شده است.

۳.۳. واگردانی OXB

مسئله کلیدی در تولید امواج برنشتاین الکترونی تولیدکردن موج X آرام (SX) است که به سوی UHR انتشار یابد. این مسئله به نخستین هارمونیک امواج برنشتاین الکترونی، فقط در چگالیهای پایین محدود می‌شود. برای هارمونیکهای بالاتر، لایه UHR کاملاً توسط قطع R امواج X پوشیده می‌شود. پرنهیلتر برنامه‌های را مبنی بر دو واگردانی مد پیشنهاد کرد [۱۷]. نخست، یک موج عادی (O) از بیرون با زاویه فرود مایل یا ضریب شکست موازی غیر صفر $N_{||}$ ، تابانیده می‌شود. برای مقدار بهینه $N_{||,opt}$ مد O و مد X در چگالی بحرانی پلاسما جایی که $\omega = \omega_p$ است برهم منطبق می‌شوند این بدین معناست که هر دو مد سرعت‌های فاز و گروه یکسانی دارند و توان بدون بازتاب منتقل می‌شود. پرنهیلتر برای هندسه ورقه‌ای، حلی تحلیلی را جهت مسیرهای پرتو در تقریب پلاسما «سرد» پیدا کرد. زاویه بهینه تابش می‌تواند از رابطه پاشندگی آلترا-اپتون-هارتری برای انتشار مایل موج به دست آید [۲۷]:

$$N^2 = 1 - \frac{2\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega(\omega^2 - \omega_p^2) - \omega_c^2 \sin^2 \theta \pm \Gamma} \quad (13)$$

$$\Gamma = \sqrt{\omega_c^2 \sin^4 \theta + 4\omega^{-2}(\omega^2 - \omega_p^2)\omega_c^2 \cos^2 \theta}$$

به دست می‌آیند. پارامتر \bar{n} که در اینجا ظاهر شده تعریفی مشابه با \bar{n} دارد:

$$\bar{n} \cong (\omega_c L_n / c\alpha) [\sqrt{1 + \alpha^2} + 1]^{1/2} \quad (11)$$

بخشهای حقیقی و موهومی تابع ψ مورد نیاز هم از رابطه‌های زیر محاسبه می‌شود:

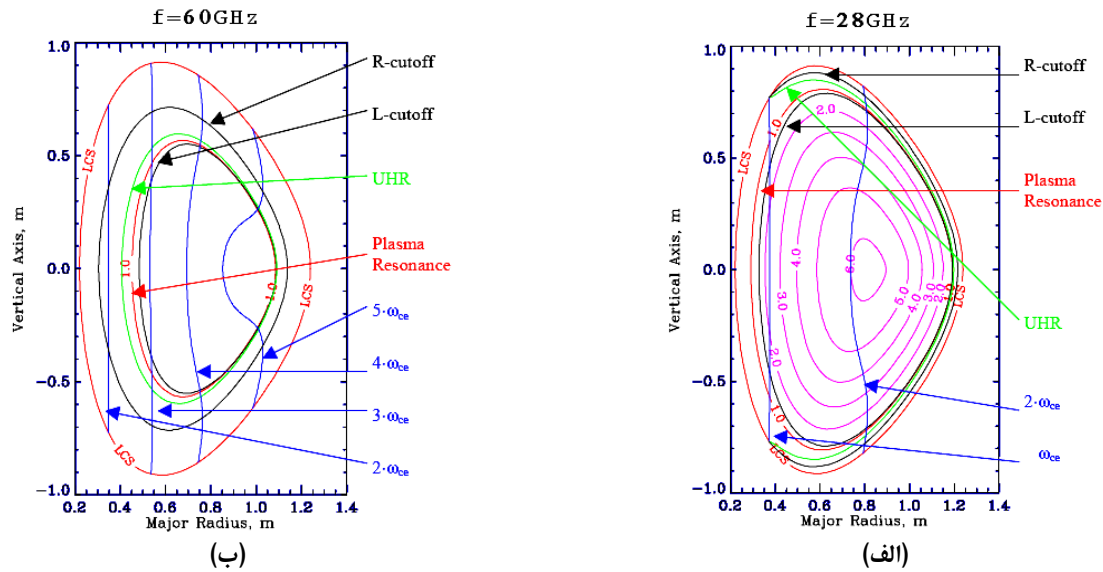
$$\text{Re}\{\psi(\nu + iy)\} = \psi(\nu) + y^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + y^2)} \quad (12)$$

$$\text{Im}\{\psi(\nu + iy)\} = -\frac{1}{2y} + \frac{\pi}{2} \coth(\pi y)$$

پس از محاسبه فاکتور فاز $(\phi/2 + \theta)$ به روش بالا می‌توان ضریب واگردانی مد، C، را برآورد کرد. فاکتورهای فاز از لحاظ مدوله کردن C به عنوان تابعی از L_n مهم هستند. در مجموع تنظیم فاکتور فاز، واگردانی XB را به افت وخیز چگالی بسیار حساس می‌کند.

اکنون ما باید آثاری را در لایه UHR بررسی کنیم که می‌تواند بهره واگردانی مد XB را کاهش دهد. در حد تقریب WKB واگردانی کامل است، اما واگردانی می‌تواند با احتساب آثار غیرخطی و موجی تنزل یابد. افزون بر این میرایی برخوردی^۱ نباید در هیچ شرایطی نادیده گرفته شود. در حالت گرم کردن از طریق امواج برنشتاین الکترونی با توان بالا آثار غیرخطی چگالی بروز می‌کند. به ویژه در لایه UHR سرعت گروه به شدت کاهش می‌یابد که یک چگالی انرژی بالا و بنابراین یک میدان الکتریکی با دامنه‌ای بزرگ را تولید می‌کند. در اینجا بخشی از موج ورودی می‌تواند به وسیله ناپایداری پارامتریک به امواج دختر تنزل یابد. ناپایداری پارامتریک ویژگی‌ای برای واگردانی XB در توان گرمایشی بالا می‌باشد و پیش از این در آزمایش‌های تابانیدن از طرف قوی میدان اندازه‌گیری شده است [۷ و ۱۸ و ۱۹ و ۲۴]. این پیامد مهم است، چرا که ناپایداری پارامتریک ردپای واگردانی XB با توان بالا است. برای گرم کردن پلاسماهای خیلی چگال ناپایداری پارامتریک نخستین بار در استلریتر W7-AS اندازه‌گیری شده است [۲۱]. در MAST نیز ناپایداری پارامتریک با چگالی بالا می‌رود، که بر بهبود جفت‌شدگی با گرادیان چگالی دلالت دارد.

۱. Collisional damping



شکل ۱. سطح مقطع پلاسمای خیلی چگال MAST برای یک پروفایل چگالی سهمی گون ساده که مکانهای قطع، تشدید، لایه UHR و هارمونیکهای سیکلوترونی الکترونی پلاسما را برای موجهای پرتابی از خلاء با $N_{\parallel} = 0/5$ و $N_{\perp} = 0$ در دو فرکانس ۲۸GHz (الف) و ۶۰GHz (ب) نشان می دهد.

به عنوان نمونه شکل ۱ سطح مقطعی از پلاسمای توکامک MAST را با مکانهای قطع، تشدید، لایه UHR و هارمونیکهای سیکلوترونی الکترونی پلاسما برای موجهای تابشی از خلاء با $N_{\parallel} = 0/5$ و $N_{\perp} = 0$ در دو فرکانس ۲۸GHz و ۶۰GHz نشان می دهد. زاویه بهینه تابش برای پروفایل چگالی سهمی گون ساده در رژیم محصورسازی پایین^۱ برای این دو حالت به صورت زیر خواهد شد:

(الف) برای فرکانس ۲۸GHz، چگالی بحرانی $n_{crit.} = 9/72 \times 10^{18} m^{-3}$ می باشد و لایه UHR در فاصله ۷cm از لبه پلاسما قرار می گیرد. در موضع ξ_R (مکان قطع R)، $Y = 0/3757$ ، بنابراین $N_{\parallel, opt} = 0/5226$ شده و زاویه بهینه پرتاب $\theta = 31/5^{\circ}$ به دست می آید.

(ب) برای فرکانس ۶۰GHz، چگالی بحرانی $n_{crit.} = 4/5 \times 10^{19} m^{-3}$ می باشد و لایه UHR در فاصله ۲۷cm از لبه پلاسما قرار می گیرد. در موضع ξ_R ، $Y = 0/214$ ، بنابراین $N_{\parallel, opt} = 0/4198$ شده و زاویه بهینه تابش $\theta = 25^{\circ}$ به دست می آید [۲۸].

در اینجا θ زاویه انتشار نسبت به میدان مغناطیسی، علامت «+» به مد O و علامت «-» به مد X تعلق دارد. برای $\Gamma = 0$ هر دو مد برهم منطبق می شوند. این زمانی رخ می دهد که $\theta = 0$ و $\omega_p = \omega$ باشد. فرض کنیم یک ورقه پلاسما با \vec{B} در راستای Z و گرادیان n_e در راستای X باشد. در نتیجه تقارن، N_{\parallel} ثابت باقی می ماند. به علاوه $\theta = 0$ معادل است با: $N_x = N_y = 0$ در چگالی بحرانی ($\omega = \omega_p$). بنابراین رابطه پاشندگی را می توان به صورت ساده زیر نوشت:

$$\omega > \omega_p: N_{\parallel}^2 = 1 - \omega_p^2 / (1 \pm \omega_c / \omega), \quad (14)$$

$$\omega < \omega_p: N_{\parallel}^2 = 1 - \omega_p^2 / (1 \mp \omega_c / \omega),$$

که علامت «بالا» به مد O و علامت «پایین» به مد X مرتبط است.

از آنجایی که شرط $N_{\parallel} \leq 1$ باید در خلاء برای $\omega < \omega_p$ برآورده شود فقط انتشار مد O امکان پذیر است. برای $\omega > \omega_p$ فقط مد X می تواند منتشر شود و در $\omega = \omega_p$ هر دو مد برهم منطبق می شوند. بنابراین زاویه بهینه تابش با $Y = \omega_c \omega^{-1} |_{crit.}$ توسط رابطه زیر داده می شود:

$$\sin^2 \theta_{opt} = N_{\parallel, opt}^2 = Y / (1 + Y), \quad (15)$$

۱. Low confinement (L-mode)

فقط اگر چگالی پلاسما بالای چگالی قطع موج O باشد، فرآیند OXB می‌تواند رخ دهد. نخستین آزمایشها در توکامک کروی MAST که روی اندازه‌گیری گسیل موج برنشتاین الکترونی برای بررسی ضریب واگردانی مد متمرکز شده بود نشان می‌داد در مقایسه با پروفایل دمای اندازه‌گیری شده توسط پراکندگی تامسون بهره‌ واگردانی BXO (فرآیند معکوس OXB) می‌تواند به صد در صد، حتی برای هارمونیکهای بالاتر برسد. متأسفانه، بازسازی پروفایل دما از گسیل موج برنشتاین الکترونی در توکامکهای کروی نسبتاً مشکل است چرا که نیازمند آگاهی از پیکربندی مغناطیسی واقعی است، که به شدت به وسیله جریانه‌های داخلی بزرگ تغییر می‌کند. به عبارت دیگر، بهره‌ واگردانی بالا گسترش برنامه‌های گرم کردن OXB را در توکامک MAST تقویت می‌کند. در آزمایشهای ابتدایی گرم کردن در توکامک MAST (۲۵۰kW, ۶۰GHz) نخستین نشانه‌های گرم کردن OXB، به وسیله افزایش انرژی پلاسما در طول گرم کردن از طریق موج برنشتاین الکترونی کشف شد [۳۴]. گذشته از اتلافها بهره‌ واگردانی OX با افزایش چگالی، و بنابراین توان چگالی در لایه UHR بالا می‌آید. در MAST ناپایداری پارامتریک می‌تواند برای گرم کردن با OXB نیز آشکار شود [۳۵].

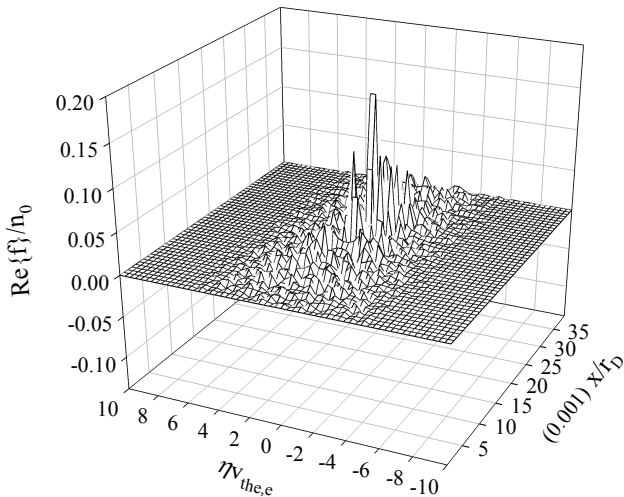
۳.۴. تأثیر افت و خیزهای چگالی روی فرآیندهای واگردانی مد
در بررسیهایمان تاکنون فرض می‌شد لایه واگردانی هموار باشد، که در واقع، در نتیجه افت و خیزهای چگالی، ناهموار و پرتلاطم است. بردارهای موج این افت و خیزها بیشتر جهت‌گیری قطبی دارند [۳۶]، که یک باریکه واگردانی قطبی مؤثر خیلی بزرگتر از نوع ذاتی آن را، وارد می‌کند و می‌تواند ضریب واگردانی OX را به طور قابل ملاحظه‌ای کاهش دهد. بهره گرمایی قابل توجه فقط در یک مقیاس طول چگالی خیلی کوچک یا یک دامنه افت و خیز پایین دیده می‌شود که می‌توان آن را در آزمایشها بررسی نمود.

برنامه واگردانی مد XB بیشتر از برنامه OXB به افت و خیزهای چگالی حساس است. برای کل واگردانی مد XB تنظیم دقیق فاکتور فاز یا فاصله بین قطع R و L مورد نیاز است.

برای تابشهای غیربینه معمولاً یک ناحیه ناپایدار ($N_x^2 < 0$) بالا یا پایین چگالی بحرانی وجود دارد. اگر این ناحیه در مقایسه با طول موج کوچک باشد کسر بزرگی از توان موج از میان آن ناحیه منتقل می‌شود. این بدین معناست که فرآیند واگردانی OX نه فقط برای زاویه فرودی خاص θ_{opt} رخ می‌دهد بلکه برای یک روزه زاویه‌ای، که به طول موج خلاء و گرادیان چگالی بستگی دارد نیز رخ می‌دهد. پارامتر کلیدی در اینجا مقیاس طول چگالی بهنجار، $k_e L_n$ است، وقتی $\omega = \omega_p$ می‌باشد. تحلیل فرمولی برای روزه زاویه‌ای توسط پرنهیلتر [۲۹]، وینتسنر و بتچلر [۳۰]، زیهاروف [۳۱] و مژولس [۳۲] داده شده است. چهار فرمول با محاسبات تمام موج، توسط هانسن [۳۳] مقایسه شدند. بهترین سازگاری با فرمول زیهاروف و مژولس حاصل شد. دومی را که اغلب به کار برده می‌شود در زیر می‌آوریم.

$$T(N_{||}, N_y) = \exp \left\{ -\pi k_e L_n (Y/2)^{1/2} \left[2(1+Y)(N_{||,opt} - N_{||})^2 + N_y^2 \right] \right\} \quad (16)$$

محاسبات تمام موج نشان می‌دهد که فرمول تحلیلی برآورد معقولی از T عبور به عنوان ضریب توان مد O فرودی با زاویه مایل از میان ناحیه تشدید پلاسما در لبه پلاسما ناهمگن، به واسطه شرط $k_e L_n \geq 10$ داده می‌شود. واگردانی OX رفتاری همانند زاویه بروستر در اپتیک رانشان می‌دهد. وقتی یک باریکه از میان وجه مشترک با انتخاب مناسب زاویه تابش و قطبش‌اش، بدون بازتاب عبور می‌کند، یک مرتبه امواج X تولید می‌شوند و تا حد قطع مد X چگالی بالا که قطع L نامیده می‌شود منتشر شده، در آنجا به طرف لایه UHR بازتابانیده می‌شوند. تا اینجا تقریب پلاسما سرد، که به معنای چشم‌پوشی از آثار دمایی است، برای توصیف انتشار موج کافی بود. در لایه UHR به ترتیب عدد موج افزایش (طول موج کاهش) می‌یابد، که بدین گونه به اندازه شعاع چرخش الکترون می‌رسد و باید تقریب پلاسما «گرم» به حساب آورده شود. در اینجا مد X بر مد برنشتاین الکترونی منطبق می‌شود. لازمست به خاطر بسپاریم که



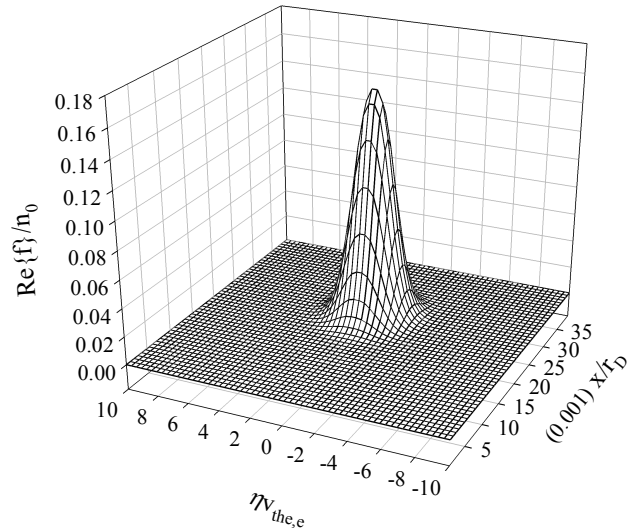
شکل ۳. نمودار سه بعدی تابع توزیع الکترونی $f(x, \eta, t)$ در زمان $t_{mid} = 154\omega_p^{-1} s$. محورهای افقی مکان و سرعت تبدیل فوریه یافته بهنجار و محور قائم بخش حقیقی تابع توزیع را نشان می‌دهد.

گرم کردن پلاسما با امواج رادیویی در بازه میکروموج است در حدود $n_e = 4/5 \times 10^{19} m^{-3}$ می‌باشد که برآورده فرکانس موج تابشی یعنی ۶۰GHz است. شبیه‌سازی رفتار ذرات پلاسما با حل عددی معادلات و لاسوف-ماکسول حاکی از پیشرفت زمانی توزیع ماکسولی ذرات پلاسما، به سوی تعادل است. شکل‌های ۲ تا ۵ بیانگر این مطلب است.

میدان مغناطیسی خارجی در توکامک، مجموع میدان مغناطیسی چنبره‌ای و قطبی است: $B_{total} = B_{tor.} + B_{pol.}$ که در دستگاه MAST با نسبت منظر کوچک میدان مغناطیسی چنبره‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$B_{tor.} = B_0 (1 + r \cos \theta / R)^{-1} \quad (17)$$

در اینجا فاصله از مرکز پلاسما و شعاع بزرگ توکامک است. با توجه به اینکه در طرف ضعیف میدان $\theta = 0$ و در طرف قوی میدان $\theta = \pi$ خواهد شد، از این رو میدان در صفحه میانی به صورت $B = B_0 R/x$ در می‌آید (x فاصله از مرکز توکامک است). با توجه به ساختار هندسی دستگاه MAST و تابع شار مغناطیسی در آن $(\Psi(r, z))$ ، میدان مغناطیسی قطبی در صفحه میانی به صورت زیر پیشنهاد شده است [۲۸]:

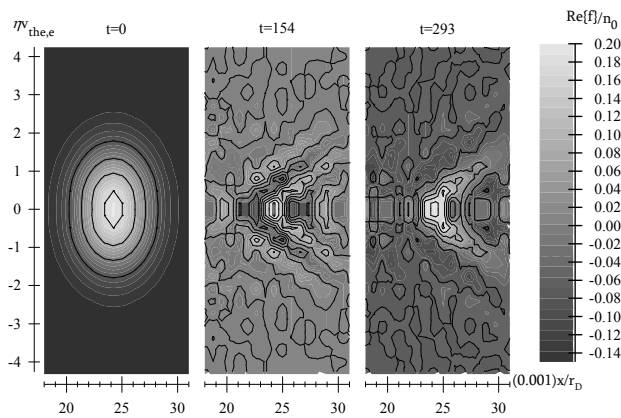


شکل ۲. نمودار سه بعدی تابع توزیع الکترونی اولیه $f(x, \eta, 0)$. محورهای افقی مکان و سرعت تبدیل فوریه یافته بهنجار و محور قائم بخش حقیقی تابع توزیع را نشان می‌دهد.

در اینجا افت و خیز چگالی ضخامت لایه ناپایدار را تغییر می‌دهد، در حالی که برای واگردانی OX فقط زاویه فرود تغییر می‌کند. تأثیر افت و خیزهای چگالی روی بهره واگردانی در CDU-X نیز بررسی شده [۲۶] که افت و خیزهای بزرگی در سیگنال گسیلی مشاهده شده است. محاسبات ردیابی پرتو نشان داد که مکان گسیل موج برنشتاین الکترونی مشاهده شده به حالت عمودی پلاسما حساس است. این نتایج نشان‌دهنده این است که دستیابی به واگردانی XB مستقیم کارآمد برای شرایط آزمایشگاهی پلاسما همجوشی مشکل است.

۵. شبیه سازی پلاسما MAST

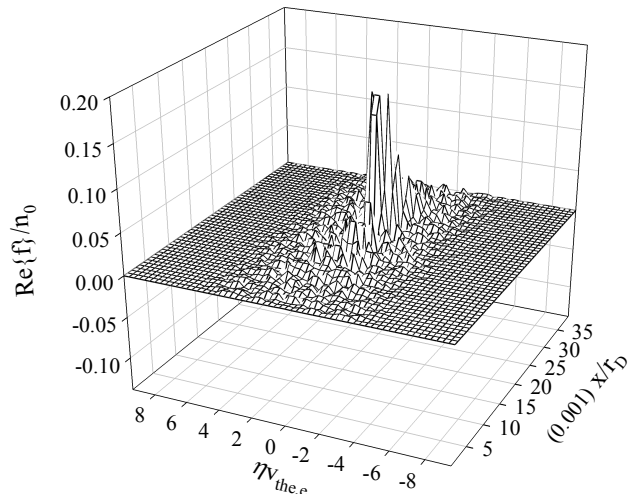
در این بخش به بررسی و تحلیل نتایج می‌پردازیم که از شبیه سازی پلاسما توکامک کروی MAST (با $R = 0.116m$ و $a = 0.0558m$) به دست آورده‌ایم. با قرار گرفتن در صفحه استوایی میانی که میدان مغناطیسی در مرکز صفحه بر آن عمود است نواری باریک از این صفحه را در راستای شعاعی ملاک کارمان قرار می‌دهیم. یادآوری می‌کنیم تابش عمودی امواج الکترومغناطیسی به درون پلاسما از این موضع انجام می‌شود. چگالی پلاسما برای هدف مورد نظر ما که دستیابی به ضریب واگردانی مد بهینه جهت



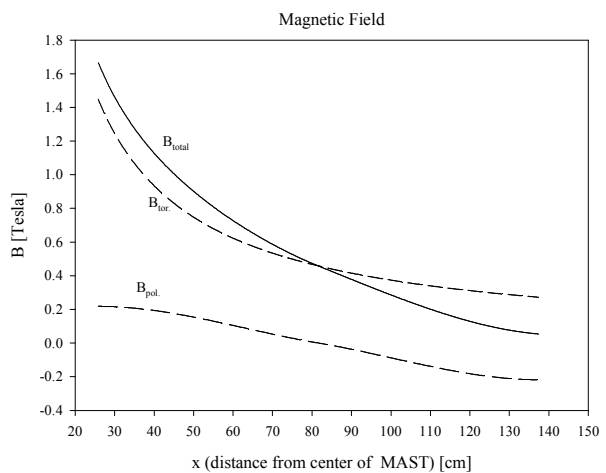
شکل ۵. نمودار نقش برجسته تحول زمانی تابع توزیع الکترونی $f(x, \eta, t)$ در زمانهای $t = 0, 154, 293 \omega_p^{-1} s$. محور افقی مکان، محور قائم سمت چپ تبدیل فوریه سرعت بهنجار را نشان می‌دهد. سمت راست مقیاسهای بخش حقیقی تابع توزیع بهنجار است.

پلازما $458 T$ خواهد شد. نمودار مربوط به کاهش میدان مغناطیسی به عنوان تابعی از مکان را در شکل ۶ ملاحظه می‌نمایید. در مواردی مشاهده شده است میدان مغناطیسی قطبی را نادیده می‌گیرند، اما از آنجا که ضریب واگردانی مد به شدت به ساختار مغناطیسی حساس است لحاظ کردن این میدان ضروری است. همان‌گونه که در نمودار هم مشاهده می‌شود تاثیر میدان قطبی در میدان کل قابل توجه است.

با به کارگیری چگالی زمینه $n_0 = 4/5 \times 10^{19} m^{-3}$ معادلات ولاسوف - ماکسول به طور خودسازگار پروفایل چگالی را تولید می‌کند. در این معادلات به طور متوسط اختلالی از مرتبه $|n_1/n_0| \approx 1/7425 \times 10^{-2}$ بر چگالی زمینه تحمیل می‌شود. با در دست داشتن داده‌های پروفایل چگالی می‌توانیم تصویری درست از فرکانسهای گوناگون پلازما داشته باشیم. در شکل ۷ تصویری کلی از فرکانسهای مرتبط را که همگی به فرکانس موج تابشی بهنجار شده‌اند برای فرکانس موج تابشی $60 GHz$ ($\lambda_{vac} = 5 mm$) مشاهده می‌کنید. از روی نمودار پیداست که فرکانس پلازما در طرف ضعیف میدان بر فرکانس موج تابشی منطبق شده و تا هارمونیک سیکلوترونی چهارم پوشش داده



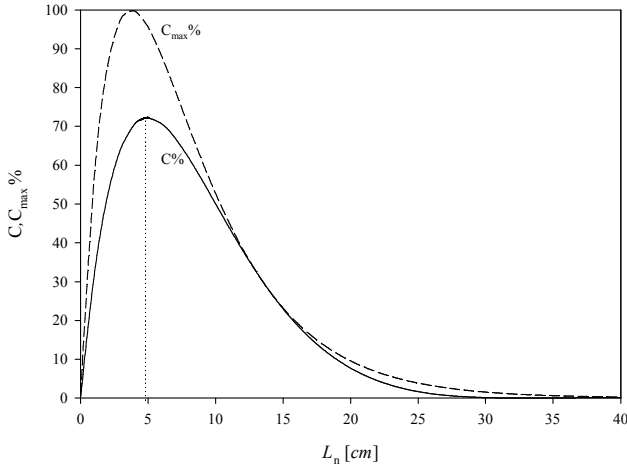
شکل ۴. نمودار سه بعدی تابع توزیع الکترونی $f(x, \eta, t)$ در زمان $t_{end} = 293 \omega_p^{-1} s$. محورهای افقی مکان و سرعت تبدیل فوریه یافته بهنجار و محور قائم بخش حقیقی تابع توزیع را نشان می‌دهد.



شکل ۶. نمودار میدانهای مغناطیسی چنبره‌ای (B_{tor})، قطبی (B_{pol}) و مجموع این دو (B_{total}) در مقابل فاصله از مرکز توکامک.

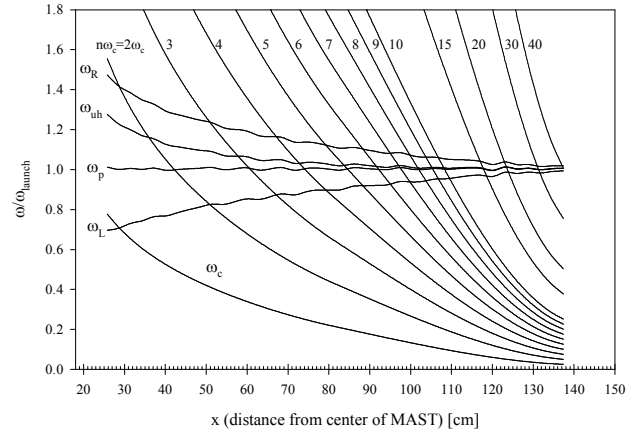
$$B_{pol} = B' \left[\frac{x-R}{a} + \left(\frac{x-R}{a} \right)^2 - \left(\frac{x-R}{a} \right)^3 \right], \quad R < x \leq R+a \quad (18)$$

که $B' = -0.218 T$ [۲۸] میدان مغناطیسی قطبی پس از آخرین لایه پلازما می‌باشد. میدان قطبی در فاصله $R-a \leq x < R$ نسبت به مرکز پلازما متقارن است. بنابراین میدان کل در مرکز

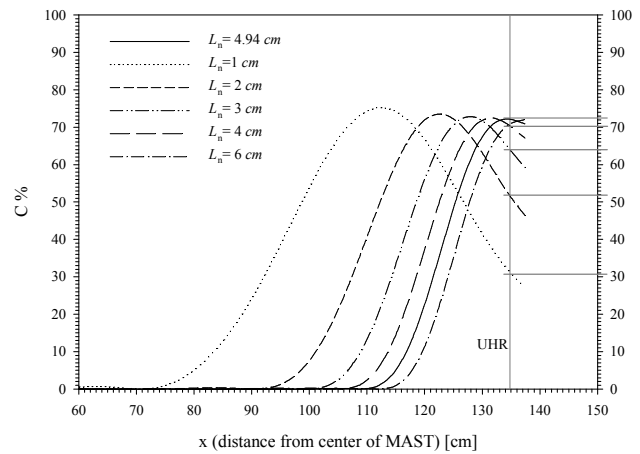


شکل ۸. نمودار درصد ضریب واگردانی مد (C) و ضریب واگردانی مد بیشینه (C_{max}) به عنوان تابعی از مقیاس طول چگالی در لایه UHR.

بازدهی بیشینه لازمست تا مقیاس طول چگالی (L_n) مناسب را استنتاج کنیم. L_n با توجه به رابطه‌های (۴) و (۶) هم با $C_{max} = 4e^{-\pi\eta}(1 - e^{-\pi\eta})$ در ارتباط است و هم در محاسبه ضریب فاز $\cos^2(\phi/2 + \theta)$ به کار می‌رود. یعنی ضریب واگردانی مد، C ، تحت تأثیر فازینگ امواج هم قرار دارد. بنابراین می‌توان منحنی‌های ضریب واگردانی مد (C) و ضریب واگردانی مد بیشینه (C_{max}) را به عنوان تابعی از L_n رسم کرد. همان‌گونه که شکل ۸ نشان می‌دهد مقیاس طول چگالی‌ای که موجب می‌شود بهره واگردانی مد در موضع رخدادش بیشینه گردد مقدار $L_n = 4/94 \text{ cm}$ می‌باشد. نکته دیگر اینکه فاز امواج تأثیر زیادی در بهره واگردانی مد دارد که نباید نادیده گرفته شود. در واقع اگر ما مجبور به انتخاب L_n ‌هایی به غیر از مقدار پیشنهادی بالا باشیم شرایطی بر لایه UHR تحمیل می‌شود که موجب کاهش C خواهد شد. کاهش ضریب واگردانی مد در شکل ۹ به صورت محل تلاقی خطهای افقی کوتاه با هر یک از منحنی‌ها در موضع UHR نشان داده شده است. برای نمونه تعدادی از این مقادیر را در جدول ۱ آورده‌ایم. مطلب آخر در مورد فراهم آوردن شرایط مناسب برای واگردانی بهینه این است که مقیاس طول چگالی (L_n) در نزدیکی آخرین لایه پلاسما با تغییر طول



شکل ۷. نمودارهای ω_L ، ω_R ، ω_{uh} ، ω_p و هارمونیکهای سیکلوترونی، $n\omega_c$ ، به دست آمده از پروفایل چگالی و میدان مغناطیسی برحسب مکان که همگی به فرکانس پرتابی بهنجار شده‌اند.

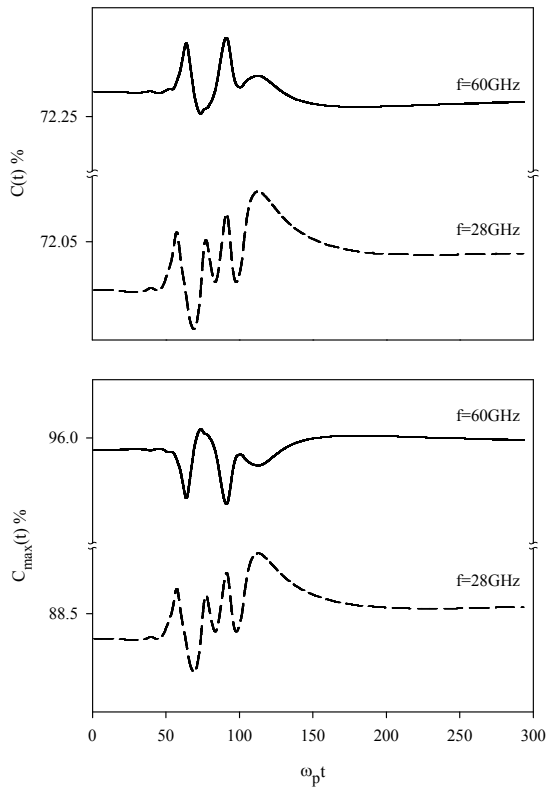


شکل ۹. نمودار درصد ضریب واگردانی مد در برابر فاصله از مرکز توکامک برای L_n ‌های مختلف. محل تلاقی خط UHR با هر یک از منحنیها بیانگر مقدارهای مختلفی برای $C\%$ می‌باشد. بهترین حالت مربوط به $L_n = 4/94 \text{ cm}$ است.

می‌شود. با توجه به اینکه شعاع چرخش الکترون در لایه UHR (جایی که واگردانی مد XB رخ می‌دهد) حدود یک چهارم طول موج خلاء موج فرودی است ($\rho_e = v_{th,e}/\omega_c = \lambda_{vac}/4$) مکان این لایه را مشخص نموده و سپس ضریب واگردانی مد را محاسبه می‌کنیم. این لایه در فاصله $2/6 \text{ cm}$ از لبه پلاسما قرار می‌گیرد. پس از تشخیص موضع واگردانی مد، برای داشتن

جدول ۱. برخی مقادیر ضریب واگردانی مد و ضریب واگردانی مد بیشینه به ازای مقیاس طول چگالیهای مختلف. مقادیر مطلوب پررنگ تر نوشته شده‌اند.

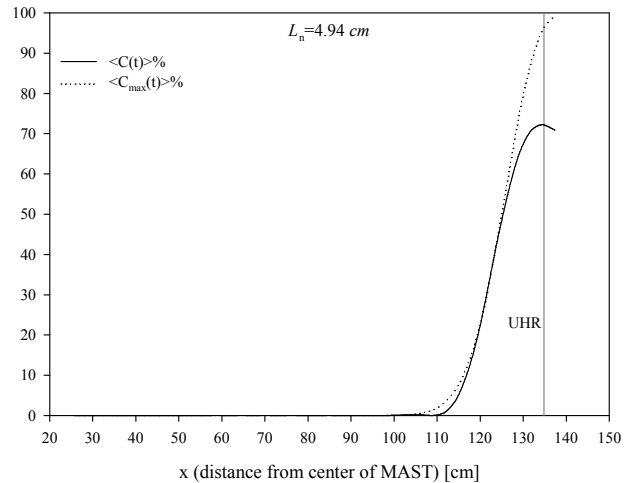
L_n [cm]	۱	۲	۳	۴	۴/۹۴	۵	۶	۷	۸	۹	۱۰	۱۱
C_{max} %	۵۶	۸۵	۹۷	۹۹	۹۵/۹	۹۵	۸۸	۷۹	۷۰	۶۱	۵۲	۴۵
C %	۳۱	۵۲	۶۴	۷۰	۷۲/۲۵	۷۱	۶۷	۶۲	۵۶	۵۰	۴۴	۳۸



شکل ۱۱. مقایسه نمودارهای درصد ضریب واگردانی مد و ضریب واگردانی مد بیشینه بر حسب زمان (بدون بعد) در لایه UHR برای دو فرکانس پرتابی ۶۰GHz و ۲۸GHz.

بیشینه، C_{max} ، هم به بهره حدود ۹۶٪ دست می‌یابد.

در پایان خوب است مقایسه‌ای بین فرکانسهای متعارف موج فرودی ۶۰GHz ($n_0 = 4/5 \times 10^{19} m^{-3}$) و ۲۸GHz ($n_0 = 9/7 \times 10^{18} m^{-3}$) داشته باشیم. علت انتخاب فرکانس ۶۰GHz یکی این است که توان فرکانس ۲۸GHz کمتر از نصف توان فرکانس ۶۰GHz است. دیگر آنکه در شرایط یکسان بهره واگردانی در فرکانس ۲۸GHz کمتر از فرکانس ۶۰GHz است که تایید این مطلب در شکل ۱۱ نشان داده شده است. آخرین دلیل ما چگالی پلاسما برای هر یک از این دو فرکانس



شکل ۱۰. نمودار درصد ضریب واگردانی مد و ضریب واگردانی مد بیشینه در برابر فاصله از مرکز توکامک به ازای مقیاس طول چگالی پیشنهادی $L_n = 4/94 cm$. محل تلاقی خط نشان عمودی لایه UHR با هر یک از منحنیها مقادیر این دو ضریب را مشخص می‌کند.

اتصال (L_c) کنترل می‌شود. با توجه به ارتباط L_c با L_n به صورت زیر [۲۲]:

$$L_n \approx \left[\left(\frac{k_B T_e}{\sqrt{e} B} \right)^2 \frac{m_i}{k_B T_i} \right]^{1/4} \sqrt{L_c}, \quad (SI) \quad (19)$$

دستیابی به چنین مقیاس طول چگالی‌ای در دستگاه MAST به معنای تنظیم ویژگیهای فنی دستگاه در بهترین حالت، برای $L_c = 1/96 m$ می‌باشد. (در لایه UHR: $B = 0.608 T$ ؛ شکل ۶ و $T_i \approx T_e = 140 eV$ اگر به هر دلیلی دستیابی به مقیاس طول چگالی پیشنهادی ممکن نباشد، تن دادن به مقیاس طول چگالی دیگری، به معنای کاهش ضریب واگردانی مد و در نتیجه کاهش بهره‌وری گرم کردن با امواج رادیویی در بازه میکروموج است. در شکل ۱۰ بیشترین بهره ضریب واگردانی مد، C ، در لایه UHR، به ازای مقیاس طول چگالی پیشنهادی ($L_n = 4/94 cm$) به $72/25\%$ می‌رسد و ضریب واگردانی مد

تشدیدی مؤثر اضافی دارند که امکان گرم کردن پلاسما را در هارمونیکهای بالاتر (> 2) فرکانسهای تشدید ارايه می‌دهند. فقط اگر چگالی پلاسما بالای چگالی قطع موج O باشد، فرآیند OXB می‌تواند رخ دهد. در اغلب برنامه‌های تابش موج رادیویی، شرط $N_{||} > v_{th}/c$ برآورده می‌شود و جذب پهن‌شدگی دوپلری غیرنسبیتی می‌تواند فرض گرفته شود. جذب امواج برنشتاین الکترونی با $N_{||}$ متناهی، با کاهش دما، افزایش می‌یابد. گسیل موج برنشتاین الکترونی می‌تواند برای اندازه‌گیری دمای پلاسما به کار رود، چرا که همه فرآیندهای واگردانی مد دست‌کم تا زمانی که $\vec{v}B \parallel \vec{v}n_e$ باشد، برگشت‌پذیرند. برنامه واگردانی مد XB بیشتر از برنامه OXB به افت و خیزهای چگالی حساس است. برای کل واگردانی مد XB تنظیم دقیق فاکتور فاز یا فاصله بین قطع R و L مورد نیاز است. در حالیکه برای واگردانی OX فقط زاویه فرود تغییر می‌کند. نتایج آزمایشگاهی نشان‌دهنده این است که دستیابی به واگردانی XB مستقیم کارآمد برای شرایط آزمایشگاهی پلاسما همجوشی مشکل است. بهره واگردانی با احتساب آثار غیرخطی و موجی تنزل می‌یابد. در حالت گرم کردن از طریق امواج برنشتاین الکترونی با توان بالا آثار غیرخطی چگالی بروز می‌کند. انتشار موج برنشتاین الکترونی به شدت به پیکربندی مغناطیسی حساس است؛ بنابراین برای همه کدها مشکل اصلی در مقایسه نتایج ردیابی پرتو با نتایج آزمایشگاهی عدم قطعیت در پیکربندی مغناطیسی است. داده‌های شبیه‌سازی پلاسما توکامک MAST با میدان مغناطیسی 4.5 T در مرکز پلاسما نشان می‌دهد بهره ضریب واگردانی مد بهینه با مقیاس طول چگالی $L_n = 4/94 \text{ cm}$ به $72/25\% \sim$ خواهد رسید.

است، بدیهی است چگالیهای بالاتر به هدف دستیابی به توان همجوشی صنعتی برای تولید برق نزدیکتر است.

۶. نتیجه‌گیری

برای بررسی رفتار موج سیکلوترونی الکترونی در پلاسماهای همجوشی، با نادیده گرفتن حرکت گرمایی الکترون (تقریب پلاسما سرد) توصیف انتشار موج با تقریب WKB مناسب است. اعتبار تقریب WKB در حالتی که موج به قطع برمی‌خورد از دست می‌رود. در حالت تشدید نیز اگر طول موج به اندازه شعاع (لارمور) دوران الکترون برسد، تقریب پلاسما سرد درهم می‌شکند. در اینجا می‌بایست آثار شعاع لارمور متناهی به حساب آورده شود. واگردانی مد XB روی بازه گسترده‌ای از فرکانسها و زوایای فرودی کارآمد بوده و نسبت به افت و خیزهای چگالی بسیار حساس است. فرآیند واگردانی OX نه فقط برای زاویه فرودی خاص θ_{opt} رخ می‌دهد بلکه برای یک روزه زاویه‌ای، که به طول موج خلاء و گرادیان چگالی بستگی دارد نیز رخ می‌دهد. محاسبات تمام‌موج نشان می‌دهد که فرمول تحلیلی برآورد معقولی از T ، به واسطه شرط $k \cdot L_n \geq 10$ می‌باشد. در واگردانی OX تقریب پلاسما سرد، که به معنای چشم‌پوشی از آثار دمایی است، برای توصیف انتشار موج کافی است. در لایه UHR طول موج کاهش می‌یابد، که بدین‌گونه به اندازه شعاع چرخش الکترون می‌رسد و باید تقریب پلاسما «گرم» به حساب آورده شود. در اینجا مد X بر مد برنشتاین الکترونی منطبق می‌شود. در توصیف خطی، امواج X کاملاً به امواج برنشتاین الکترونی واگردانیده می‌شوند. این امواج یک جذب

مراجع

1. A Jaun, *Review of Mode-Conversion Calculations in Toroidal plasma*, Alfvén Laboratory, Royal Institute of Technology, SE-100 44 Stockholm, Sweden (1999).
2. W M Manheimer, *Infrared and millimeter waves, in Instrumentation*, Academic Press, New York, 2 (1979) 299.
3. J Decker and A K Ram, *Relativistic description of electron Bernstein waves*, PSFC/JA-06-27, MIT, Cambridge MA 02139 USA (2006).
4. A K Ram and A Bers, *Excitation and Emission of Electron Cyclotron Waves in Spherical Tori*, PSFC/JA-03-15, MIT, Cambridge MA 02139 USA (2003).
5. V Shevchenko, Y Baranov, M O'Brien and A Saveliev, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 2650054.
6. R J Akers and et al., *Phys. Plasmas* **9** (2002) 3919.
7. T H Stix, *Waves in Plasmas* New York, Springer (1992).
8. I B Bernstein, *Phys. Rev.* **109** (1958) 10.

24. D G Bulyginsky et al., *Plasma Phys. Rep.* **2** (1986) 138.
25. M Ono et al., *Proc. 17th Int. Atomic Energy Agency Fusion Energy Conference*, Vienna: IAEA, **3** (1999) 1135.
26. B Jones et al., *Phys. Rev. Lett* **90** (2003) 165001.
27. F R Hansen et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **27** (1985) 1077.
28. J Preinhaelter et al., *UKAEA FUS 444*, EURATOM/UKAEA Fusion (2000).
29. J Preinhaelter, *Czech J. Phys. B* **25** (1975) 39.
30. R Weitzner and D B Batchelor, *J. Phys. Fluids* **22** (1979) 1355.
31. A A Zharov, *Sov. J. Plasma Phys.* **10** (1984) 642.
32. E Mjølhus *J. Plasma Phys.* **31** (1984) 7.
33. F R Hansen, J P Lynov, C Marilo and V Petrillo *J. Plasma Phys.* **39** part **2** (1988) 319–37.
34. V Shevchenko et al., *Proc. 13th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating*, Nizhny Novgorod, Russia (2004) 255.
35. A Surkov, G Cunningham, A Gurchenko, E Gusakov, V Schevchenko and F Volpe, *32nd EPS Conf. on Plasma Physics* (Tarragona) **29C** (ECA) (2005) 5.103.
36. B Brānas, M Hirsch, J S'anchez, V Zhuravlev, *Rev. Sci. Instrum.* **70** (1999) 1025–9.
9. N M Nora and A Parvazian, *J. of Plasma Phys.* **73** (2007) 73-484.
10. F Volpe, *Ph.D. Thesis Ernst Moritz Arndt University, Greifswald* (2003).
11. F Volpe, H P Laqua and W7-AS Team, *Rev. Sci. Instrum.* **74** (2003) 1409–13.
12. H P Laqua and H J Hartfuss, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 10.
13. F W Crawford et al., *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 229.
14. G Landauer, *IPP-Report 2/53* Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (1996).
15. F Leuterer, *Plasma Phys.* **14** (1972) 499–521.
16. T Meakawa, S Tanaka, Y Terumichi and Y Hamada, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1379.
17. J Preinhaelter and V Kopeck'y, *J. Plasma Phys.* **10** (1973) 1.
18. F S McDermott et al., *Phys. Fluids* **25** (1982) 1488.
19. R M Wilhelm et al., *Plasma Phys. Control Fusion* **26** (1984) 1433–44.
20. A K Ram, A Bers and C N Lashmore-Davies *Phys. Plasmas* **7** (2000) 4084–9.
21. K Budden, *The Propagation of Radio Waves*, Cambridge: Cambridge University Press (1985) 596–602.
22. G Taylor et al., *Phys. Plasmas* **10** (2003) 1395–400.
23. A K Ram, A Bers, S D Shultz and V Fuchs, *Phys. Plasmas* **3** (1996) 1976.