

## تعیین تغییرات شعاعی و زمانی دمای الکترونیهای پلاسما در توکامک IR-T1 با استفاده از تابش سیکلوترونی الکترونها ECE

محبوب حسین پور<sup>۱</sup>، عباس انواری<sup>۱</sup> و محمود قرآن نویس<sup>۲</sup>

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

۲. مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، پونک، تهران

(دریافت مقاله: ۸۵/۳/۱ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۴/۲)

### چکیده

در این مقاله اندازه‌گیری مشخصات پلاسما به روش ECE مورد مطالعه قرار گرفته و با استفاده از آن پروفیل دمای الکترونها در سطح مقطع پلاسمای توکامک IR-T1 اندازه‌گیری شده است. در این اندازه‌گیری برای سنجش تابشهای سیکلوترونی گسیل شده از پلاسما از یک طیف سنج پنج کاناله هترودین با قدرت تفکیک زمانی بالا استفاده شده و نتایج به دست آمده برای نمایش پروفیل دما در سطح مقطع پلاسما مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین تغییرات این پروفیل بر حسب زمان نیز اندازه‌گیری و معرفی شده است.

واژه‌های کلیدی: توکامک IR-T1، تابش سیکلوترونی الکترون، دمای الکترون

### ۱. مقدمه

اندازه‌گیری مشخصات پلاسما به ویژه اندازه‌گیری موضعی دما در توکامکها اطلاعات مفیدی را در مطالعه و شناخت این نوع ماشینها از نظر محبوس سازی و تحقیقات همجوشی هسته‌ای به دست می‌دهد. روشی که امروزه جایگزین روش استفاده از پراکندگی ناهمدوس نور لیزر از پلاسما [۱] در اندازه‌گیری مشخصاتی مانند دما یا چگالی شده است استفاده از تابش سیکلوترونی الکترونها محبوس در پلاسمای توکامک می‌باشد. آزمایشهای تجربی نشان داده‌اند که اندازه‌گیری تابشهای سیکلوترونی به ویژه هنگامی که در هارمونیکهای اول و دوم خود و نیز در امتداد شعاع اصلی چنبره اندازه‌گیری شوند می‌تواند با دقت بالایی در تعیین دمای موضعی الکترونها در سطح مقطع توکامک مورد استفاده قرار گیرند. تابش

سیکلوترونی همچنین می‌تواند اطلاعات ارزشمندی درباره توزیع چگالی، مدهای برشی، جهت میدان مغناطیسی و نیز انرژی تابشی اتلافی در پلاسما به دست دهد [۲]. مطلوب‌ترین حالت در استفاده از تابش سیکلوترونی حالتی است که الکترونها پلاسما تابشی شبیه تابش جسم سیاه داشته باشند. عدم همپوشانی هارمونیکهای تابشی نیز در آنالیز امواج دریافتی نقش مهمی را بازی می‌کند. در این مقاله ابتدا تابش سیکلوترونی و نحوه اندازه‌گیری مشخصات پلاسما به کمک آن بررسی شده و سپس به ساختار آزمایش و بررسی نتایج گرفته شده از آن پرداخته شده است.

### ۲. روابط اساسی

در یک تابع توزیع ماکسولی درحد غیر نسبیته شدت تابش

در روابط فوق  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_{ce}}$ ،  $V_{te} = \left(\frac{2KT_e}{m_e}\right)^{1/2}$  سرعت الکترونها،  $R$  شعاع بزرگ توکامک،  $\omega_{pe}$  و  $\omega_{ce}$  به ترتیب فرکانس پلاسما و فرکانس سیکلوترونی الکترونها هستند. برای هارمونیک دوم نیز ضخامت اپتیکی برای دو قطبش عادی و غیرعادی چنین می باشد:

$$\tau_{n=2}^{ord} = \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{V_{te}}{C}\right)^4 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\right) \frac{R}{\lambda}$$

$$\tau_{n=2}^{eXte} = \pi^2 \left[ \frac{\epsilon - \frac{\omega_{pr}^2}{\omega_{ce}^2}}{\epsilon - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}} \right] \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(\frac{V_{te}}{C}\right)^2 \frac{R}{\lambda}$$

چنانچه ملاحظه می شود وجود توان چهار در عامل  $\left(\frac{V_{te}}{C}\right)^4$  در مد غیر عادی هارمونیک اول و نیز در مد عادی هارمونیک دوم برقراری شرط  $\tau > 1$  را بسیار مشکل می کند در حالی که هارمونیک اول مد عادی و هارمونیک دوم مد غیر عادی از این نظر مطلوب ترند و لذا معمولاً اندازه گیریها در این مدها صورت می گیرد. اندازه گیری در هارمونیکهای بالاتر از دو نیز به دلیل آنکه عامل  $\omega_{ce}$  در مخرج کسر مقدار  $\tau$  را کاهش می دهد مطلوب نمی باشد. در اندازه گیریهای انجام شده در این مقاله چنانچه توضیح داده خواهد شد هارمونیک اول مد عادی نیز به علت قرار گرفتن در ناحیه قطع، غیر قابل استفاده بوده و فقط از هارمونیک دوم مد غیر عادی استفاده شده است.

### ۳. شرح آزمایش

مشخصات توکامکی که در این مقاله مورد آزمایش قرار گرفته است به شرح زیر است:

شعاع بزرگ توکامک	$R_o = 45 \text{ cm}$
شعاع کوچک توکامک	$a = 12.5 \text{ cm}$
میدان مغناطیسی چنبره ای	$B_t = 0.5 \sim 0.6 \text{ (T)}$
چگالی پلاسما	$n = 1/3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
جریان پلاسما	$I_p = 18 - 20 \text{ KA}$

طول موج تابشهای سیکلوترونی مورد اندازه گیری با مشخصات این توکامک در محدوده میلی متر و یا زیر میلی متر بوده و طیف

سیکلوترونی الکترونها وابسته به دمای آنها است و چون فرکانس تابشی به شدت میدان مغناطیسی محل تابش بستگی دارد می توان دمای اندازه گیری شده را به فرکانس تابش دریافت شده از آن محل مربوط نمود. بدین ترتیب با توجه به تغییرات فضایی میدان مغناطیسی در یک توکامک، با فرض اینکه میدان ساختار چنبره ای داشته باشد، تمام نقاط لایه های استوانه ای که در یک شعاع خاص قرار گرفته اند، در فرکانس یکسانی تابش می کنند [۳]. الکترونها محصور شده در میدان مغناطیسی چنبره ای توکامک را می توان در هارمونیکهای متفاوت و نیز در مدهای مختلف مورد بررسی قرار داد اما از آنجا که پلاسما باید از دیدگاه اپتیکی در امتداد انتشار امواج تابشی ضخیم باشد، اندازه گیریها را در هارمونیکهای و مدهایی انجام می دهیم که چنین شرایطی را ارضاء نمایند. این شرایط به ویژه زمانی بهتر برقرار می شود که اندازه گیریها در هارمونیکهای پایین و در امتداد شعاع اصلی چنبره و یا در امتداد گرادیان شعاعی دما و چگالی صورت پذیرد.

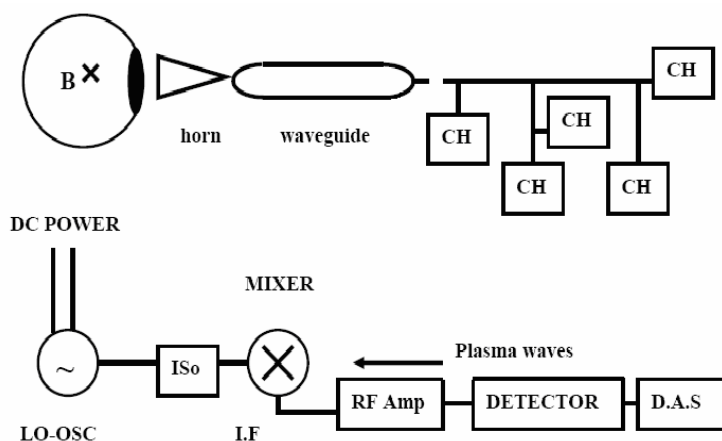
با استفاده از قانون تابش کیرشهف، شدت تابش سیکلوترونی الکترونها در هارمونیکهای مختلف از رابطه زیر به دست می آید [۴].

$$I(\omega) = \frac{\omega^2 KT}{8\pi^2 C^2} (1 - e^{-\tau}), \quad \tau = \int_{-a}^a \alpha dr,$$

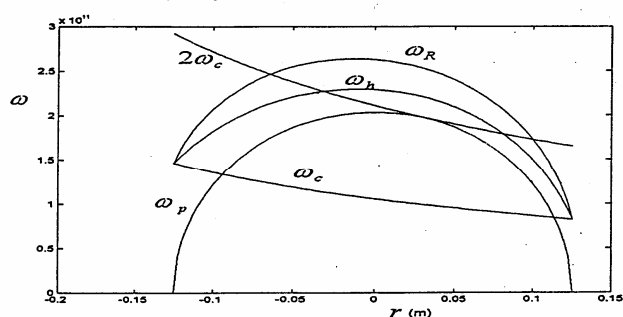
که در آن  $\tau$  ضخامت اپتیکی،  $\alpha$  ضریب جذب و  $a$  شعاع پلاسماست. شرط تابش جسم سیاه وقتی برقرار است که مقدار ضخامت اپتیکی حداقل از یک بزرگتر باشد. این مقدار برای هارمونیکهای اول تابش در دو نوع قطبش عادی (که در آن میدان الکتریکی موج تابشی عمود بر امتداد انتشار است) و قطبش غیر عادی (که در آن میدان الکتریکی در امتداد انتشار است) به صورت زیر نشان داده می شود [۵]:

$$\tau_{n=1}^{ord} \approx \frac{\pi^2}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(\frac{V_{te}}{C}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\right)^{1/2} \frac{R}{\lambda},$$

$$\tau_{n=1}^{extr} \approx \frac{\sqrt{2}}{2} \pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(\frac{V_{te}}{C}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\right)^{3/2} \frac{R}{\lambda},$$



شکل ۱. شمای کلی سیستم آشکارسازی و اندازه‌گیری ECE.



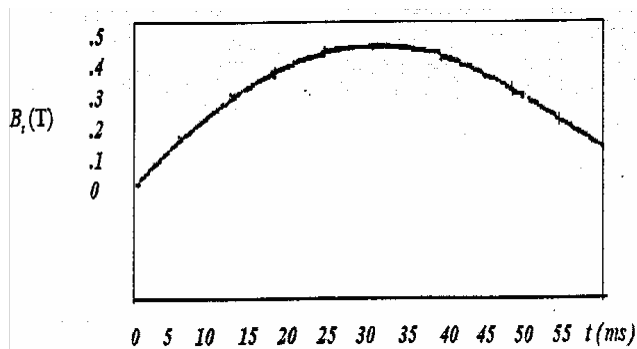
شکل ۲. منحنی تغییرات فرکانسهای هارمونیک اول  $\omega_{ce}$  و دوم  $2\omega_{ce}$ ، فرکانس پلاسما  $\omega_p$  و فرکانس قطع  $\omega_R$  و فرکانس تشدید  $\omega_h$ .

فرکانسها کاملاً متمایز شده و به طور دقیق‌تر مورد بررسی قرار گیرند.

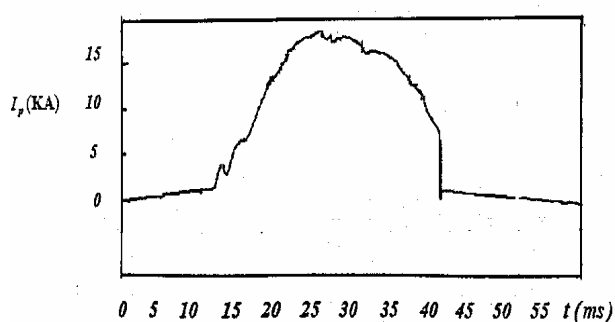
در شکل ۲ تغییرات فرکانس سیکلونرونی هارمونیکهای اول و دوم  $\omega_{ce}$  و  $2\omega_{ce}$  بر حسب موقعیت مکانی آنها در سطح مقطع پلاسما و نیز فرکانس الکترونی پلاسما  $\omega_p$  و فرکانس تشدید هیبرید بالا  $\omega_h$  و فرکانس قطع  $\omega_R$  با توجه به شرایط پلاسمای مورد آزمایش رسم شده‌اند چنانچه دیده می‌شود دریافت موج در هارمونیک اول به دلیل قرار گرفتن در ناحیه قطع (زیر منحنی  $\omega_p$ ) مقدور نیست و تنها هارمونیک دوم می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد که آنهم طبق شکل در بازه فرکانسهای خاصی قابل دریافت است. این محدودیتها از نحوه قرار گرفتن منحنیهای فوق نسبت به یکدیگر ناشی می‌شوند که بسته به شرایط کار توکامکهای مختلف، متفاوت است [۶].

فرکانس آنها بین ۳۵ تا ۴۰ GHz می‌باشد. شدت تابش نیز در حد  $10^{-2} \text{ cm}^{-1} \text{ Sr}^{-1} \text{ WHz}^{-1}$  است و لذا آشکارسازهای این تابش باید از حساسیت بالایی برخوردار باشند. از آنجا که از بین سیستمهای مختلف طیف سنجی، گیرنده‌های میکروویو هترودین به علت قدرت تفکیک فرکانسی بالا یعنی  $\frac{\Delta f}{f} \sim 10^{-3}$  و همچنین قدرت تفکیک زمانی کمتر از یک میکروثانیه در مقایسه با طیف سنجهای تبدیل فوریه‌ای، از کاربرد بیشتری برخوردارند، طیف سنج مورد استفاده در این آزمایش نیز از همین نوع انتخاب شده است که در ۵ کانال متفاوت عمل می‌کند.

شکل (۱) نمای کلی گیرنده ECE را نشان می‌دهد. با استفاده از این دستگاه، تابشی که در امتداد عمود بر میدان مغناطیسی و در راستای شعاع بزرگ چنبره توکامک منتشر می‌شود اندازه‌گیری شده است. شیپور گیرنده توسط موجبری با ابعاد مناسب به دستگاه پنج کاناله هترودین متصل است. پنج نوسانگر موضعی پنج فرکانس تعیین شده را بین فرکانسهای ۳۵ الی ۴۰ گیگا هرتز تولید می‌کنند، که عبارتند از ۳۵/۸۵، ۳۶/۲۵، ۳۸/۱۲، ۳۸/۲۲، ۳۸/۲۲ گیگا هرتز. امواج تابش شده از پلاسما ضمن ورود به قسمت میکسر با امواج این نوسانگرهای موضعی کوپل شده و پس از عبور از تقویت کننده‌ها به سوی دستگاه پردازش داده‌ها هدایت می‌شوند. بدین ترتیب نوسانگرهای موضعی موجب می‌شوند که امواج دریافتی از پلاسما در این



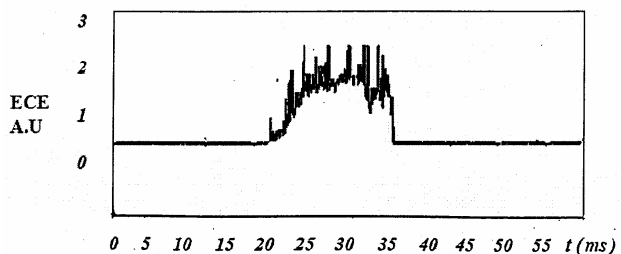
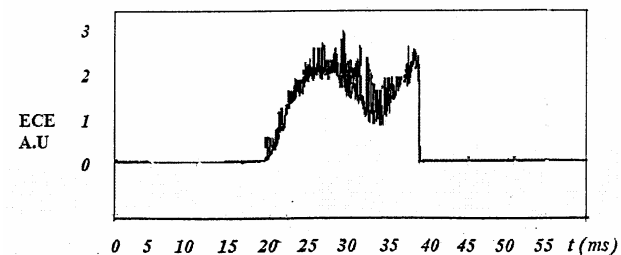
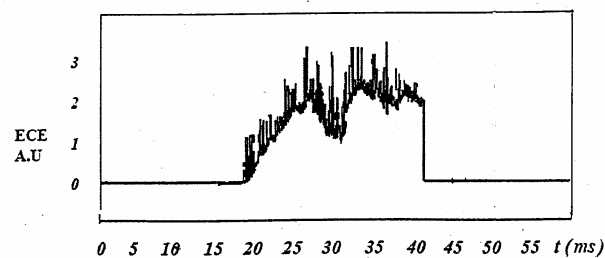
شکل ۴. تغییرات میدان مغناطیسی چنبره‌ای توکامک در مدت محبوس سازی.



شکل ۵. تغییرات جریان پلاسمای توکامک در مدت زمان محبوس سازی.

الکتریکی خارجی صورت پذیرفته و افزایش و کاهش را در مدت ۵۵ میلی ثانیه نشان می دهد توانسته است پلاسمایی را با جریان ماگزیمم ۱۸ کیلوآمپر در مدت زمان ۲۵ میلی ثانیه در داخل چنبره توکامک ایجاد نماید. تابشهای ECE نیز در همین زمان فعال بوده‌اند. نوساناتی که در منحنی جریان در همین مدت زمان دیده می شوند مربوط به ناپایداریهای پلازما است.

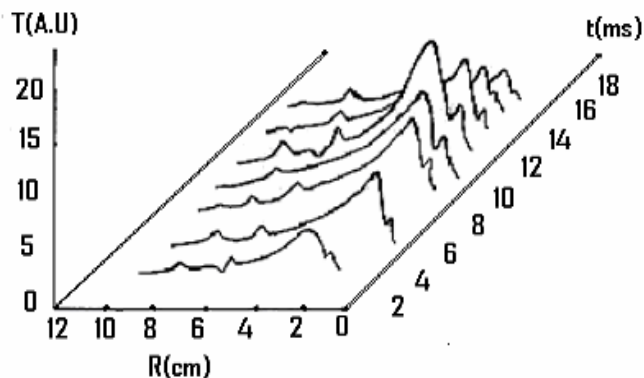
برای تعیین پروفیل مکانی دما باید شدت موج دریافت شده از هر یک از منحنیهای ECE را در یک لحظه مشخص و یکسان برای همه (لحظه‌ای بین ۱ تا ۲۵ میلی ثانیه طبق شکل) تعیین و نتیجه را به محل دریافت موج مربوطه در امتداد شعاع چنبره نسبت دهیم. از آنجا که هر یک از منحنیهای ECE در فرکانس خاصی دریافت شده‌اند محل صدور آن فرکانس را می توان به کمک رابطه  $\omega = \frac{vqB}{m}$  به میدان مغناطیسی مربوطه نسبت داد و با داشتن پروفیل مکانی B که در توکامکها به



شکل ۳. تغییرات ECE در طی زمان محبوس سازی در سه فرکانس مختلف از بالا به پایین به ترتیب ۳۸/۲۲-۳۶/۲۵-۳۵/۰۹ گیگاهرتز.

از طرف دیگر هارمونیک دوم دارای دو قطبش عادی و غیر عادی است که از آنها با بحثی که قبلاً انجام شد تنها قطبش غیر عادی آن شرط تابش جسم سیاه یعنی  $\tau > 1$  را ارضا می نماید. بدین ترتیب مد غیرعادی هارمونیک دوم وسیله مناسبی را در این حالت برای اندازه گیری اطلاعات گسیل شده از پلازما به دست می دهد. اینک با استفاده از رابطه تابش کیرشهف شدت موج مربوط به مد غیر عادی هارمونیک دوم را در ۵ فرکانس مشخص بالا بر حسب زمان محبوس سازی اندازه گیری می کنیم. شکل ۳ تغییرات زمانی شدت موج دریافتی را به ازاء چند کانال فرکانسی مختلف در مدت زمان ۲۵ میلی ثانیه نشان می دهد.

شکلهای ۴ و ۵ به ترتیب تغییرات زمانی میدان مغناطیسی چنبره‌ای توکامک و تغییرات زمانی جریان پلازما را در زمان محبوس سازی نشان می دهند. به طوری که دیده می شود برقراری میدان مغناطیسی در توکامک که توسط تخلیه



شکل ۷. نمایش سه بعدی تغییرات دمای الکترونی بر حسب شعاع و زمان محبوس سازی.

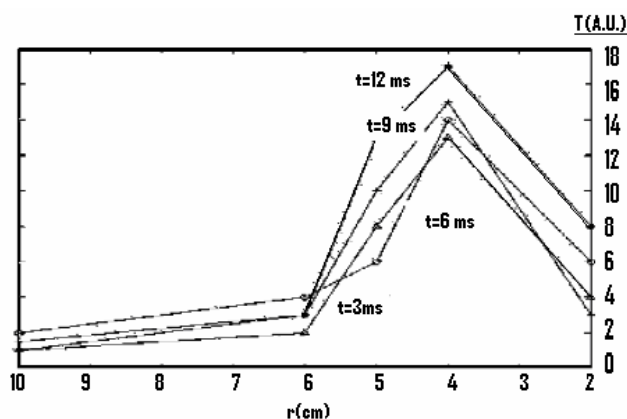
کوچک امری طبیعی است و می تواند با بالا بودن آهنگ ترکیب مجدد در مرکز پلاسما مرتبط باشد [۷].

#### ۴. نتیجه گیری

در این مقاله دمای پلاسمای حاصل از توکامک IRF1 در سطح مقطع پلاسما مورد بررسی قرار گرفته و تغییرات شعاعی آن اندازه گیری شده است. همچنین تغییرات زمانی پروفیل دما در طول مدت محبوس سازی تعیین و ارائه شده است. استفاده از ECE در تعیین دمای پلاسما تکنیک شناخته شده و دقیقی است که با بالا رفتن فناوری طراحی گیرنده های میکروویو و کالیبره کردن بسیار دقیق آنها می توان اطلاعات مورد نظر را از دمای الکترونها و نحوه توزیع آن به دست آورد.

#### قدردانی

بدین وسیله از همکاری مرکز تحقیقات فیزیک پلاسمای دانشگاه آزاد اسلامی (پونک) به دلیل در اختیار گذاشتن امکانات پژوهشی تشکر می گردد.



شکل ۶. منحنی تغییرات شعاعی دما در چند زمان متفاوت محبوس سازی.

صورت  $\frac{1}{R}$  می باشد محل صدور موج را در راستای شعاع مورد نظر تعیین نمود. بدین ترتیب در هر لحظه با مطالعه شدت امواج دریافتی در پنج فرکانس مختلف دمای پنج محل در امتداد شعاع پلاسما اندازه گیری شده و پروفیل شعاعی دمای پلاسما به ازای آن لحظه به خصوص به دست می آید.

در شکل ۶ تغییرات دمای پلاسما به ازای شعاعهای متفاوت که بر اساس بررسی منحنیهای ECE به روش بالا به دست آمده است در چند زمان متفاوت ترسیم شده است که منحنی سه بعدی آن نیز در شکل ۷ دیده می شود. لازم به ذکر است که در رسم هر یک از این منحنیها علاوه بر آنچه که گفته شد تغییرات زمانی B نیز بر اساس شکل ۴ مد نظر قرار گرفته است.

آن گونه که دیده می شود دما در شعاعهای نزدیک به مرکز چنبره (تا حدود ۲ cm) پایین است اما در حدود شعاع ۴ سانتی متری به ماکزیمم مقدار خود می رسد. سپس تا لبه خارجی پلاسما ضمن نوسانات مختلف حالت کاهشی به خود می گیرد. پایین بودن دما در مرکز چنبره به خصوص در توکامکهای

#### مراجع

1. Equipe TFR, *Nucl. Fusion* **18** (1978) 647.
2. C Ren, J D Callen and T A Gianakon, *Phys. Plasmas* **5** (1998) 450.
3. John Wesson, *tokamak*, oxford (1987).
4. M Bornatici, R Cano, Ode Barbieri and F Engelman, *Nucl. Fusion*, **23** (1983) 1153.
5. G Bekefi, *Radiation Processes in Plasma*, J Wiley, New York (1966).
6. I H Hutchinson, *principles of plasma diagnostics*, cambridge (2002).
7. P Blanchard, E de la Luna, *Rev. of Sci. Ins.* **75** (2004) 3828.