

اندازه گیری دما و چگالی الکترون در يك پلاسمای محبوس مغناطیسی با استفاده از پراکندگی تامسونی لیزر

صمد سبحانیان

دانشیار گروه فیزیک، دانشگاه تبریز

چکیده:

با استفاده از روابط حاصله از نظریه پراکندگی لیزر توسط الکترونهاي پلاسمای دما و چگالی الکترون در يك پلاسمای محبوس شده مغناطیسی به طور تجربی اندازه گیری شده و نمایه های زمانی و مکانی مربوطه در حالت گرمایش ECH¹ برای وضعیتهای مختلف میدان مغناطیسی داده می شوند. با توجه به اینکه تحت گرمایش ECH، انرژی الکترونها از 1 Kev تجاوز نمی کند لذا در اینجا از فرمولهای غیر نسبیتی استفاده خواهیم کرد. با این حال برای به دست آوردن فرمول عملی تقریبی، اصول نظری مربوط به پراکندگی تامسونی توسط الکترون به طور نسبتاً جامع مطرح گردیده است.

Electron Temperature And Density Measurement In a Magnetically Confined Plasma Using Thomson Scattering Method

S. Sobhanian, Ph.D.

*Associate Professor, Department of Physics
University of Tabriz*

Abstract

Electron temperature and density is measured in a magnetically confined plasma using laser Scattering method. The corresponding temporal & spatial profiles are given in the case of ECH heating for different magnetic field positions. Since electron energies don't exceed 1 Kev in ECH heating, we will use here the unrelativistic forms form of the corresponding formulae. Meanwhile, the theoretical principles of Thomson Scattering will be discussed somehow in detail.

با این که روشهای مختلف و متعددی برای اندازه گیری دما و چگالی یعنی دو پارامتر اساسی پلاسما، نظیر استفاده از تداخل سنجی مایکروویو، تعریض دوپلری خطوط طیفی، نشر $H\alpha$ و طیف اشعه X نرم² گسترش یافته اند. با این حال، مناسبترین و سراسرترین روش مخصوصاً برای اندازه گیری دمای الکترونی، استفاده از پراکندگی تامسونی لیزر مرئی است. امروزه این روش به صورت یک روش استاندارد در اغلب آزمایشهای هم جوشی و مطالعات پلاسما به کار برده می شود. با این روش می توان در آن واحد، هم دما و هم چگالی الکترون را در یک المان حجمی مشخص اندازه گیری کرد. در واقع از روی پهنای طیف پراکندگی می توان اطلاعاتی در باره تابع توزیع الکترونها در حجم پراکندگی، در نتیجه دمای الکترونی به دست آورد. ضمناً می توان با انتگرال گیری از شدت تشعشع پراکنده شده روی تمام طول موجها کمیتی به دست آورد که متناسب با تعداد الکترونها در حجم پراکندگی است، از اینجا هم چگالی الکترونی تعیین می شود. در این مقاله پس از بحث اساس نظری پراکندگی تامسونی لیزر در بخش II و جزئیات روش تجربی و نتایج حاصله از اندازه گیری دمای الکترونی با استفاده از روش مزبور در بخش III، نهایتاً در بخشهای IV و V نتایج اندازه گیریهای مربوط به دما و چگالی داده می شوند. آزمایشها در پلاسمایی که توسط ماشین CHS³ مربوط به انیستیتوی ملی هم جوشی ژاپن تولید می شد انجام گردیده است. مشخصات این ماشین در فرانس (1) داده شده است.

(II) اساس نظری

قبل از شروع به بحث نظری مربوط به پراکندگی تامسونی، ابتدا توضیحی در مورد این که چرا در اینجا از دیدگاه کوانتومی به مسأله پراکندگی نگاه نمی کنیم ارائه می دهیم. از جنبه مکانیک کوانتومی با نوشتن معادلات بقای انرژی و اندازه حرکت در برخورد یک فوتون و یک الکترون آزاد، برای فرکانس تشعشع پراکنده شده رابطه زیر را به دست می آوریم:

$$\omega_s = \omega_i \frac{1 - \beta_i \cdot \hat{i}}{1 - \beta_i \cdot \hat{s} + (1 - \cos \theta) \hbar \omega_i / \epsilon_i} \quad (1)$$

که در آن ω_s و ω_i به ترتیب فرکانس تشعشع پراکنده شده و تابشی بوده و θ زاویه پراکندگی یعنی زاویه بین بردار $\vec{k}_s = \frac{\omega_s}{c} \hat{s}$

و $\vec{k}_i = \frac{\omega_i}{c} \hat{i}$ می باشد. $\beta_i = v_i/c$ و $\epsilon_i = m_i c^2$ انرژی کل الکترون قبل از برخورد می باشد. آخرین عبارت در مخرج مربوط به پراکندگی کامپتون است.

با توجه به اینکه در اینجا بحث پراکندگی لیزر مرئی توسط پلاسما مطرح است، لذا داریم $h_i \omega_i \ll m_0 c^2$ و رابطه (1) به شکل رابطه کلاسیک $\omega_s = \omega_i \frac{1 - \beta_i \cdot \hat{i}}{1 - \beta_i \cdot \hat{s}}$ مربوط به پراکندگی تامسونی در می آید.

در این بحث از تشعشع پراکنده شده توسط یونها به علت سنگین بودنشان صرف نظر می کنیم. چون در واقع یونها شتاب ناچیزی از تشعشع تابشی اخذ می کنند.

برای یافتن ارتباط بین توان پراکنده شده توسط الکترون و توان تابشی بر آن، باید ابتدا شتابی را که الکترون در اثر میدانهای نوسان کننده تشعشع الکترومغناطیسی تابشی یعنی $\vec{E}_i(t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_i t)$ و $\vec{B}_i = \frac{\hat{i} \times \vec{E}_i}{c}$ اخذ می کند حساب کنیم. در اینجا \hat{i} بردار واحد در امتداد تشعشع تابشی است. سپس میدان منتشره توسط الکترون شتاب گرفته را در یک زاویه حجمی تعیین می کنیم. آنگاه توان پراکنده شده را می توان برحسب مشخصات هندسی (حجم پراکندگی)، توان تابشی و زاویه حجمی به دست آورد. نهایتاً از روی طیف پراکندگی (توزیع سطح مقطع یا تعداد فوتونهای پراکنده شده برحسب طول موج) دمای الکترونی قابل محاسبه خواهد بود.

در حالتی که $Te > 1 \text{ Kev}$ باشد، تصحیح نسبیتی لازم خواهد بود. شتابی که الکترون در اثر تابش تشعشع الکترومغناطیسی اخذ می کند برابر است با:

$$\beta' = -\frac{e}{m_0 \gamma} \left\{ \frac{\vec{E}_i}{c} - \left(\frac{\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i}{c} \right) \vec{\beta} + \vec{\beta} \times \vec{B}_i \right\} \quad (2)$$

با قرار دادن مقدار \vec{B}_i برحسب \vec{E}_i ، چنین خواهیم داشت:

$$\beta' = -\frac{e}{m_0 c \gamma} (E_i - (\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i) \vec{\beta} + (\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i) \hat{i} - (\vec{\beta} \cdot \hat{i}) \vec{E}_i) \quad (3)$$

میدانهای الکتریکی و مغناطیسی منتشره توسط یک بار شتابدار در نقطه مشاهده که به فاصله R از مرکز پراکندگی قرار گرفته است برابر است با (2)

$$\vec{E}_s = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{(1 - \hat{s} \cdot \vec{\beta})^3} [\hat{s} \times (\vec{\beta}' \times (\hat{s} - \vec{\beta}'))] \right\}$$

$$\vec{B}_s = \frac{\vec{S} \times \vec{E}_i}{c} \quad (4)$$

\hat{S} امتداد انتشار تشعشع پراکنده شده است. با قرار دادن مقدار β' از رابطه (3) در معادله (4)، میدان الکتریکی پراکنده شده را برحسب میدان تابشی به دست می آوریم:

$$f(\beta) = [4\pi K_2 (\frac{m_0 C^2}{KT_e})^{-1} \frac{m_0 C^2}{KT_e} \exp \frac{-m_0 C^2 / KT_e (1-\beta^2)^{-1}}{(1-\beta^2)^{5/2}}] \quad (6)$$

که در آن T_e دمای الکترونی و $K_2 (\frac{m_0 C^2}{KT_e})$ تابع بسط تغییر شکل یافته نوع دوم می باشد. $f(\beta)$ طوری نرمالیزه می شود که:

$$\int_0^1 f(\beta) 4\pi\beta^2 d\beta = 1$$

بعد از یک سری انتگرال گیری روی زوایای θ_1 و θ_2 (بین امتدادهای سرعت الکترون و انتشار فوتون اولیه و پراکنده شده) و انتگرال گیری روی β چنین پیدا می کنیم:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\omega_s d\Omega} = \frac{\sigma_0 \frac{\omega_s}{\omega_i} [K_2 (\frac{m_0 C^2}{KT_e})^{-1}]}{2\omega_i \sqrt{1 + (\frac{\omega_s}{\omega_i})^2 - 2\cos\theta \frac{\omega_i}{\omega_s}}} \exp \left\{ \frac{m_0 C^2}{KT_e} \sqrt{1 - \frac{(\omega_s - \omega_i)^2}{4\omega_s \omega_i \sin^2 \theta_2}} \right\}$$

با تغییر متغیر از فرکانس به طول موج پراکنده شده λ_s و بسط $K_2 (\frac{m_0 C^2}{KT_e})$ تا مرتبه دوم:

$$K_2 (2\alpha) \approx \sqrt{\frac{\pi}{4\alpha}} \exp(-2\alpha) \left(1 + \frac{15}{16} \alpha^{-1} + \frac{105}{512} \alpha^{-2}\right)$$

شکل نهایی سطح مقطع دیفرانسیلی به شکل زیر در می آید:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{\sigma_0}{\lambda_i} \frac{C(\alpha)}{A(x, \theta)} \exp[-2\alpha B(x, \theta)]$$

که در آن

$$A(x, \theta) = (1+x)^3 [2(1-\cos\theta)(1+x) + x^2]^{1/2}$$

$$B(x, \theta) = \{1+x^2 / [2(1-\cos\theta)(1+x)]\}^{1/2} - 1$$

$$C(\alpha) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \left(1 - \frac{15}{16} \alpha^{-1} + \frac{345}{512} \alpha^{-2}\right)$$

$$2\alpha = \frac{m_0 C^2}{KT_e}, \quad x = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i} = \frac{\lambda_s - \lambda_i}{\lambda_i}$$

در تقریب دمای پایین، تنها با نگه داشتن جملات مرتبه اول از $\frac{\lambda_s - \lambda_0}{\lambda_0}$ و صرف نظر کردن از جملات مرتبه بالاتر از V_e/C ، توان P_s پراکنده شده در داخل زاویه حجمی $d\Omega$ برای طول موجهای پراکنده شده بین $\lambda_s + d\lambda$ و λ_s عبارت است از:

$$P_s(\lambda_s) d\Omega d\lambda_s = d\Omega \frac{d\lambda_s}{\lambda_0} \frac{r_0^2}{\pi^{1/2}} N_e L P_0 \frac{C}{V_0} y_1 \exp[-(\frac{C}{V_0})^2 y_2]$$

که در آن

$$y_1 = 2^{-1/2} (1 - 35x + 7.6 x^2 - 13.3 x^3)$$

$$y_2 = \frac{1}{2} x^2 (1-x)$$

$$x = \frac{\lambda_s - \lambda_i}{\lambda_i}, \quad V_0 = \sqrt{\frac{2KT_e}{m_e}} = 2^{1/2} V_e$$

$$\vec{E}_s = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 C^2} \left\{ \frac{E_i (1-\beta^2)^{1/2}}{R(1-\beta_s)^3} [- (1-\beta_i)(1-\beta_s) \hat{e} - \beta_e (1-\beta_s) \hat{i}] + [(1-\beta_i) \hat{s} \cdot \hat{e} + (\hat{s} \cdot \hat{i} - \beta_s) \beta_e] \hat{s} - [(1-\beta_i) \hat{s} \cdot \hat{e} - (1-s \cdot i) \beta_e] \beta_e \right\} \quad (5)$$

که در آن $\hat{e} = \frac{\vec{E}_i}{E_i}$ بوده و زیر نویسهای β نمایانگر مؤلفه های β در امتدادهای مربوطه هستند (مثلاً $\beta_s = \vec{\beta} \cdot \vec{s}$). رابطه اخیر، فرمول عمومی پراکندگی نسبیتی تامسونی برای یک الکترون تنهاست. عامل ضریب همان شعاع کلاسیک الکترون یعنی $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 C^2}$ است.

در اغلب حالات عملی با توجه به پایین بودن دمای الکترونی، طرح مسأله پراکندگی تامسونی با ملاحظات نسبیتی لازم نیست. در این حالت یعنی وقتی $\beta \ll 1$ معادله میدان الکترونیکی پراکنده شده به صورت زیر در می آید:

$$\vec{E}_s = \frac{r_e}{R} \hat{s} \times (\hat{s} \times \vec{E}_i)$$

کمیتی که معمولاً اندازه گرفته می شود توان پراکنده شده در یک زاویه حجمی است. توان پراکنده شده متوسط یک الکترون تنها در واحد زاویه حجمی Ω_s در امتداد \hat{s} برابر است با:

$$\frac{dP}{d\Omega_s} = R^2 C \epsilon_0 |E_s|^2 = r_e^2 \sin^2 \theta C \epsilon_0 |E_i|^2$$

زاویه بین \vec{E}_i و \hat{s} است. بهتر است از سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی به صورت نسبت $dP/d\Omega_s$ به توان تابشی بر واحد سطح یعنی $C \epsilon_0 |E_i|^2$ یا $r_e^2 \sin^2 \theta$ استفاده کنیم. سطح مقطع کل پراکندگی تامسون، انتگرال این کمیت روی تمام زوایای حجمی خواهد بود. با توجه به اینکه $d\Omega_s = 2\pi \sin\theta d\theta$ است، داریم $\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ شکل نهایی سطح مقطع مؤثر دیفرانسیلی برای هر ذره به صورت زیر داده می شود.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \left(\frac{\omega_s}{\omega_i}\right)^2 \frac{1-\beta^2}{1-\beta_s^2}$$

و توان پراکنده شده روی تمام ذرات حجم پراکندگی برابر خواهد بود با:

$$\frac{P_s(R, \omega_s)}{d\Omega} = P_0 \Delta V n_e \sigma_0 \int \int \int f_e(\beta_i) \left(\frac{\omega_s}{\omega_i}\right)^2 \frac{1-\beta_i^2}{1-\beta_s^2} \delta(\omega - \omega_0) d^3\beta$$

که در آن n_e چگالی الکترونی، ΔV حجم پراکندگی و $f_e(\beta_i)$ تابع توزیع اولیه الکترونهاست. برای به دست آوردن تشعشع پراکنده شده در یک فرکانس ω_s است که در تابع دلتای $\delta(\omega_0 - \omega_s)$ ضرب کرده ایم. حال تابع توزیع ماکسولی نسبیتی را در نظر می گیریم:

λ_0 طول موج لیزر تابشی است که به علت استفاده از لیزر یاقوت برابر $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ گرفته می شود. L طول پراکندگی، P_0 توان باریکه لیزر تابشی است. در عمل با رسم منحنی لگاریتم تعداد فوتونهای پراکنده شده بر حسب طول موج می توان دمای T_e الکترون را از روی شیب خط حاصله پیدا کرد. منحنی توزیع طیفی محاسبه شده با افزایش دما بیش از بیش غیر متقارن می گردد و قله آن به طرف بخش آبی (طول موجهای کوتاه) جابجا می شود. مقدار این جابجایی را می توان به صورت زیر یافت:

$$\Delta\lambda_m \cong -0.1 T_e - 2.9 \times 10^{-4} T_e^{3/2} + 2.8 \times 10^{-6} T_e^2$$

(III) ملاحظات تجربی و ترتیب آزمایش

در عمل باید از لیزری استفاده کرد که بر تشعشعات پراکنده شده مزاحم (Stray light) غلبه کند. لیزرهایی که می توانند اثریهای قابل توجهی در هر پالس تولید کنند عبارتند از: لیزرهای یاقوت، Nd-glass و CO_2 منتها بهره کوانتومی فتوکاتدها و فوتومولتی پلایرهای موجود هر قدر از طول موج 7000 \AA به پایین برویم شدیداً تنزل می کند، لذا لیزر یاقوت مناسبترین لیزر برای انجام آزمایشهای پراکندگی تامسونی است.

پلاسمای مورد مطالعه در ماشین استراتور CHS وابسته به انستیتوی ملی علوم هم جوشی ژاپن تولید و گرم می شد. CHS یک وسیله از نوع تورساترون با ساختار $m=8$ و $l=2$ می باشد. شعاع بزرگ آن 1 m و شعاع کوچک آن 0.2 m با زاویه پیچ $\alpha=0.3$ می باشد. حداکثر میدان مغناطیسی چنبره ای در مرکز سیم پیچ ماریچی (Bo) برابر $1/5$ تسلا بود. نتایج گزارش شده در اینجا مربوط به حالتی است که پلازما با سیستم گرمایش سیکلوترونی الکترونی (ECH) گرم می شد (۳) در آزمایش انجام شده از ترتیب تجربی شکل (۱) استفاده گردیده است. منبع لیزر به کار برده شده یک مولد لیزر یاقوت ($\lambda=6943 \text{ \AA}$) با انرژی ۸ ژول بود که تقریباً معادل پالس/فوتون 10^{19} تولید می کرد (در هر دقیقه یک پالس تأمین می کرد). واگرایی بسیار پایین یعنی کمتر از یک میلی رادیان بوده و لیزر تابشی به طور مماسی به پلاسمای ماریچی استراتور می تابید. نور پراکنده شده در امتداد قائم (90°) جمع آوری و آشکار می شد. باریکه لیزر تابشی توسط سیستم عدسیهای L_1 و L_2 و آینه های دی الکتربک M_1 و M_2 به طور عمود وارد پلازما می شود. پنجره های ورودی و خروجی هردو برای زاویه بروستر تنظیم می شوند و باریکه عبور کننده توسط

یک صفحه شیشه ای سیاه جذب می گردد. نور پراکنده شده تحت زاویه 90° به کمک سیستم عدسیها و آینه های مناسب L_3 ، M_3 و M_4 آشکار می گردد. در پنجره های ورودی و خروجی پراکندگی غیر مطلوب لیزر صورت می گیرد. شدت این اشعه پراکنده شده گاهاً ممکن است حتی از شدت تشعشع پراکنده شده توسط پلازما بسیار زیاد باشد. این تابش پارازیتی و مزاحم را Stray light می نامند. با استفاده از ترتیبات اپتیکی خاص از جمله Viewing dump می توان اثر پراکندگی چند گانه تشعشع نور مزاحم از سطوح ظرف خلاء را کاهش داد. علی رغم این احتیاط کارها اغلب اتفاق می افتد که نور مزاحم تولید شده از نور پراکندگی تامسون تجاوز کند. خوشبختانه با توجه به این واقعیت که نور مزاحم دقیقاً با همان فرکانس لیزر ورودی ظاهر می شود در حالی که طیف پراکندگی تامسونی در اثر پدیده دوپلر در ناحیه متفاوت از فرکانس اولیه گسترده می شود، می توان در خروجی این دو را از هم تمیز داد.

مشکل دیگر در عمل، از نوفه های (Noise) الکترونیکی یا سیستم آشکارساز نتیجه می شود. در تجزیه و تحلیل نتایج حاصله با توجه به نوع فوتومولتی پلایر مورد استفاده که سطح نوفه پایین داشت از نوفه های الکترونیکی صرف نظر کرده ایم. در هر مورد باید تعداد فوتونهای پراکنده آشکارسازی شده را با در نظر گرفتن (با کم کردن) تعداد فوتونهای نور پراکنده شده مزاحم و نور زمینه ناشی از خود تشعشعات پلازما تصحیح کرد.

(IV) اندازه گیری چگالی الکترونی و کالیبراسیون سیستم اپتیکی

با استفاده از فرمول سطح مقطع پراکندگی تامسونی و با در نظر گرفتن تعداد فوتونهای لیزر تابشی $\frac{W(J)}{h\nu(J)}$ می توان با دست داشتن دمای الکترونی T_e ، چگالی الکترونی n_e را از فرمول زیر پیدا کرد:

$$n_e \cong 5.7 \times 10^{10} n \sqrt{T_e}$$

اندازه گیری چگالی مستلزم کالیبراسیون مطلق سیستم برای میزان عبور اپتیکی مؤثر باریکه لیزر و علامت پراکنده شده است. برای این منظور از یک منبع پراکنده مشخص در حجم پراکندگی استفاده می کنیم. معمولاً دستگاه را از گاز ازت پر می کنند که برای آن سطح مقطع پراکندگی ريله معلوم است. در پراکندگی ريله، فرکانس نور پراکنده نسبت به فرکانس

لیزر تابشی تغییر نمی کند. می دانیم که:

$$n_V \sim n_{N_2} \sigma_{\text{Rayleigh}} \sim n_e \sigma_{\text{Scatt.}}$$

$$\sigma_{N_2} (\text{Ray.}) \approx \frac{1}{380} \sigma_{\text{Thoms.}}$$

فشار گاز ازت باید به حد کافی پایین باشد (~1 torr) تا علامت پراکندگی متناسب با فشار گاز باشد.

مراحل عملی کالیبراسیون را می توان به شرح زیر خلاصه کرد:

(الف) نور پراکنده شده مزاحم اطاقک خلاء را به هنگام خالی بودن آن (بدون راه اندازی ماشین) اندازه می گیریم و سعی می کنیم با کاهش دادن عرض کانال، ارتفاع کانال یا ضریب تقویت منبع H.V. چشمه لیزر، سطح نور مزاحم را پایین آورد.

(ب) گاز N_2 را وارد کرده و شدت لیزر پراکنده شده را اندازه می گیریم (در یکی از کانالها)، سپس شدت نور پراکنده شده را بر حسب فشار N_2 رسم می کنیم.

(ج) در یک فشار مناسب مثلاً 10 Torr، سطح مقطع برای پراکندگی ربله و در نتیجه برای پراکندگی تامسون اندازه گرفته شده و بدین ترتیب سیستم کالیبره می شود.

(د) در شکل (۲)، متناسب بودن شدت نور پراکنده شده با فشار که به طور تجربی پیدا شده است رسم گردیده است.

(۷) نتایج اندازه گیری

در جدولهای ۱ و ۲ و ۳ نمونه هایی از شمارشهای

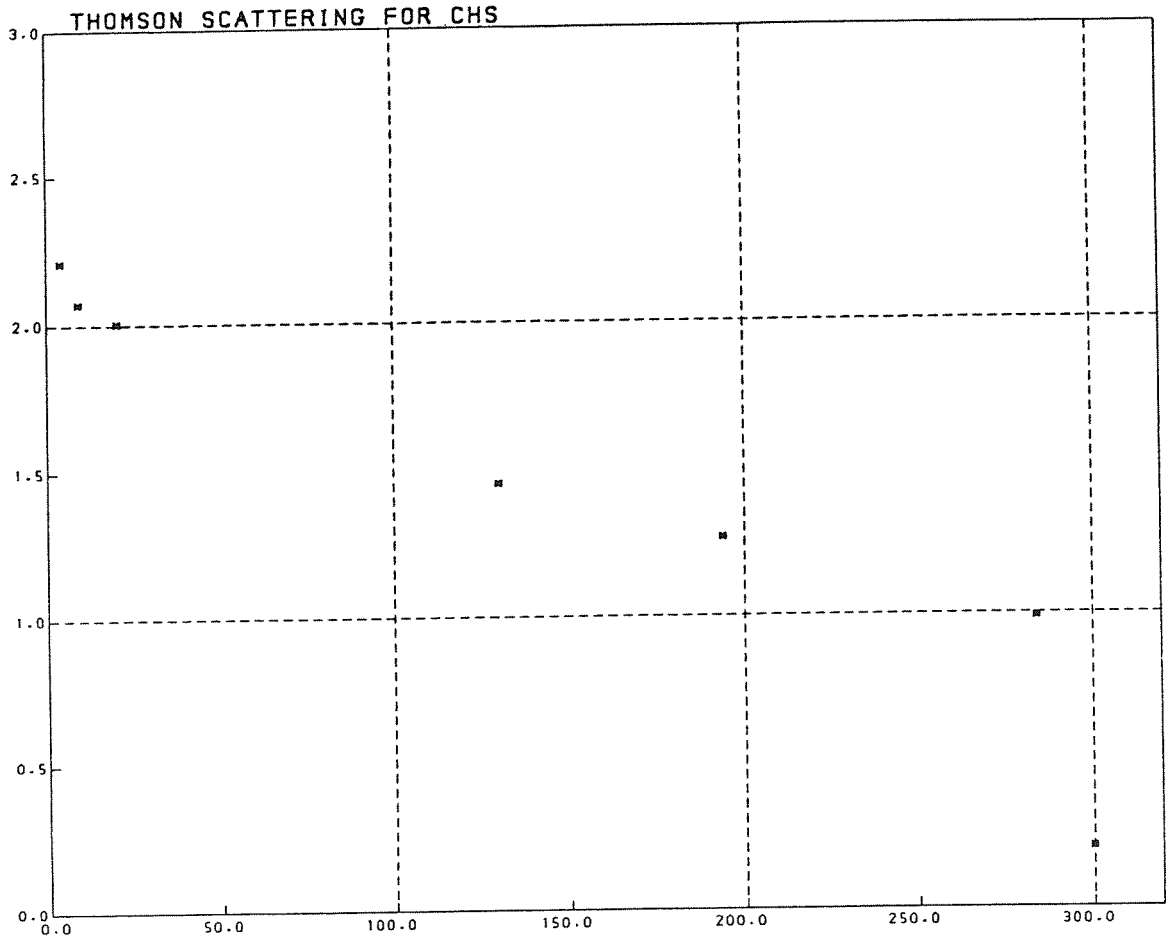
پاورقی

- 1 - Electron Cyclotron Heating
- 2 - Soft X-ray Analysis
- 3 - Compact Helical System.

منابع

- 1) I. H. Hutchinson
Principles of Plasma Diagnostics Cambridge University Press, 1987, pp, 239.
- 2) Equipe TFR,
Nuclear Fusion, 18, 1978, pp. 647.
- 3) K. Matsuoka et al
IAE. A-CA-50/I-I-3 in Plasma Physics and controlled Nucl.

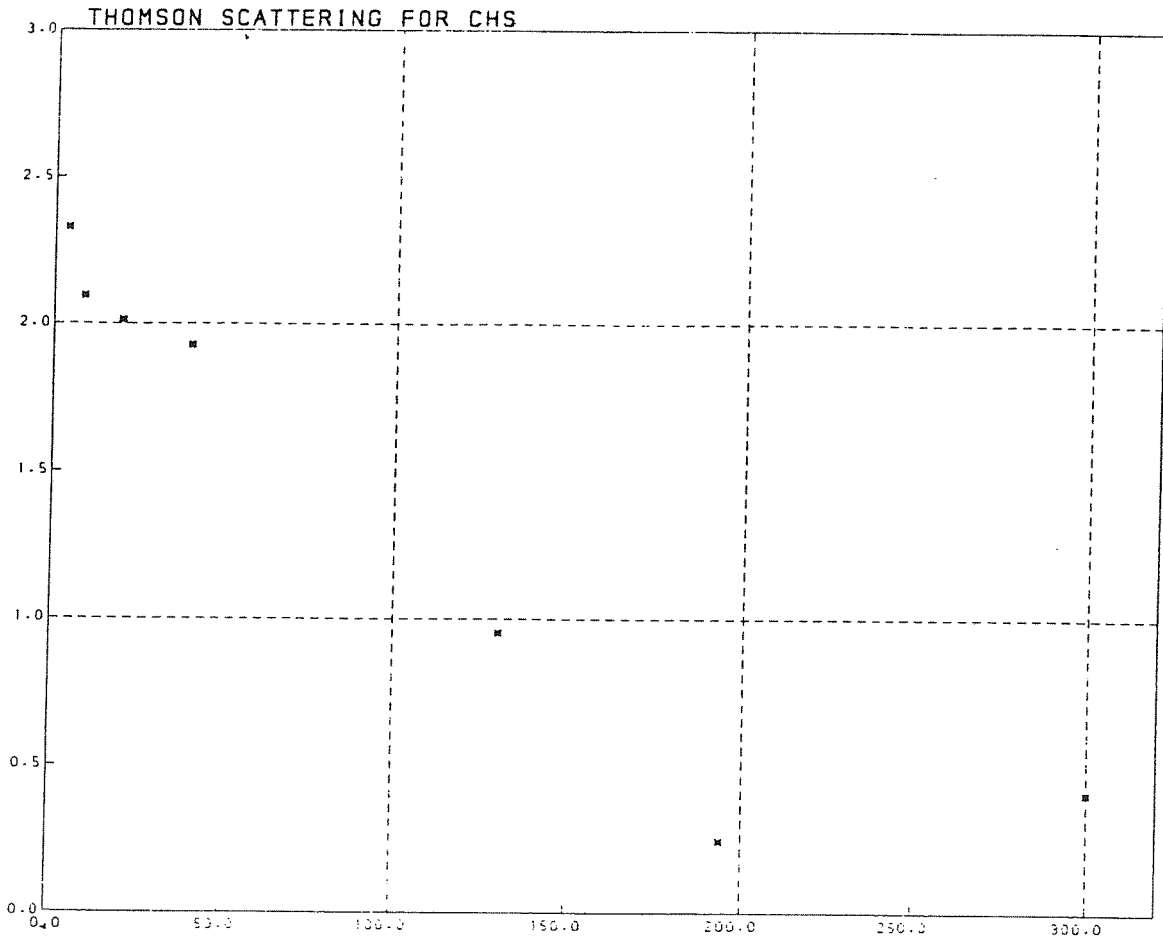
- Fusion Research, (Proc.12 th IAEA cong., NICE, 1988).
- 4) S.Okamura et al, ...
16th European conf. on controlled Fusion Plasma Physics,
Venice, March 13-17, 1989.



THOMSON SCATTERING FOR CHS

I	CH	PL	SL	Y	YL
1	152	19	47	161.6800	2.2087
2	79	33	11	117.6000	2.0704
3	191	75	19	100.8800	2.0038
4	114	32	8	60.6800	1.7830
5	131	76	4	28.5600	1.4558
6	63	40	2	18.4800	1.2667
7	51	32	4	9.7500	0.9890
8	32	30	7	-1.6000	0.2041

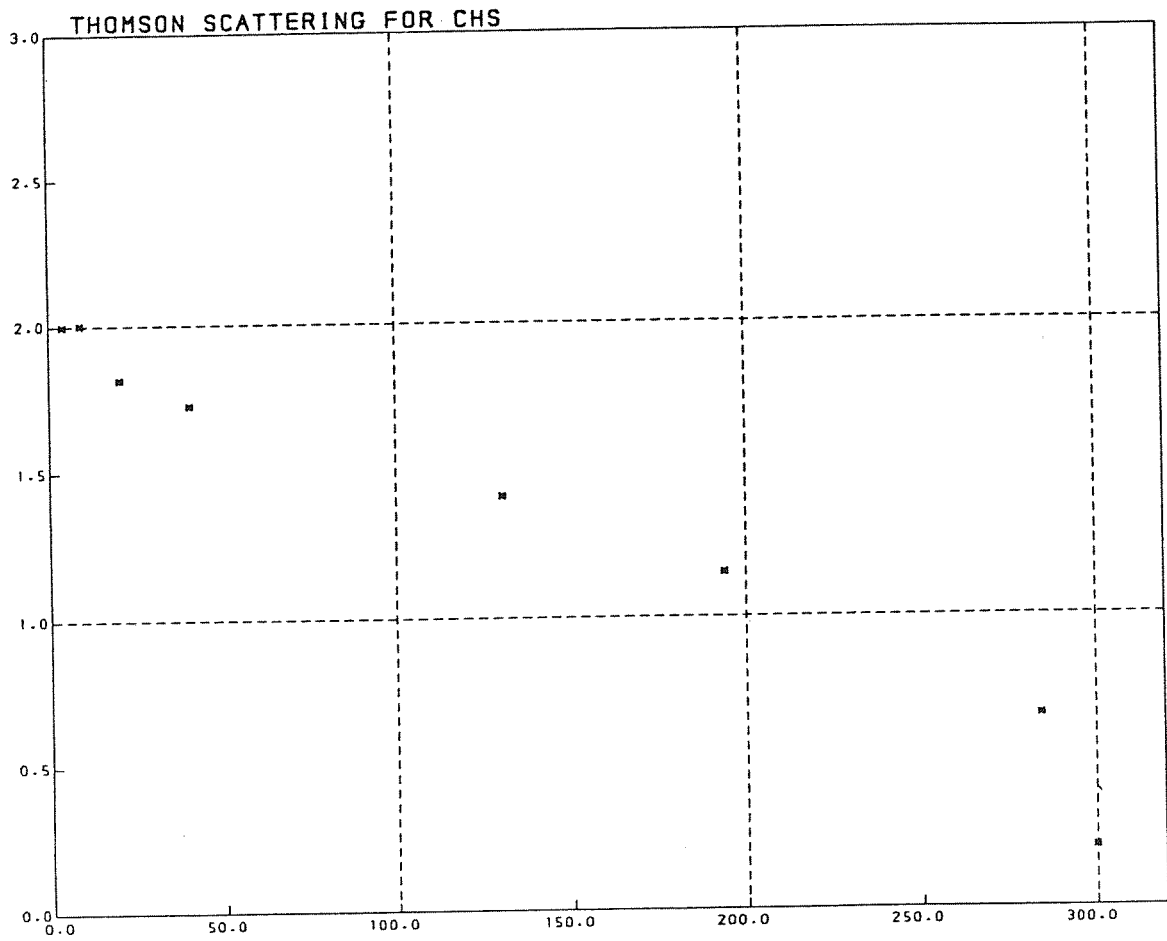
جدول (1)



THOMSON SCATTERING FOR CHS

I	CH	PL	SL	Y	YL
1	203	19	71	212.4400	2.3272
2	92	37	18	124.3200	2.0945
3	197	73	25	102.9600	2.0127
4	152	37	12	84.4600	1.9267
5	113	91	6	8.9600	0.9523
6	48	44	2	1.7600	0.2455
7	43	32	11	0.0	-0.0000
8	39	30	1	2.5600	0.4082

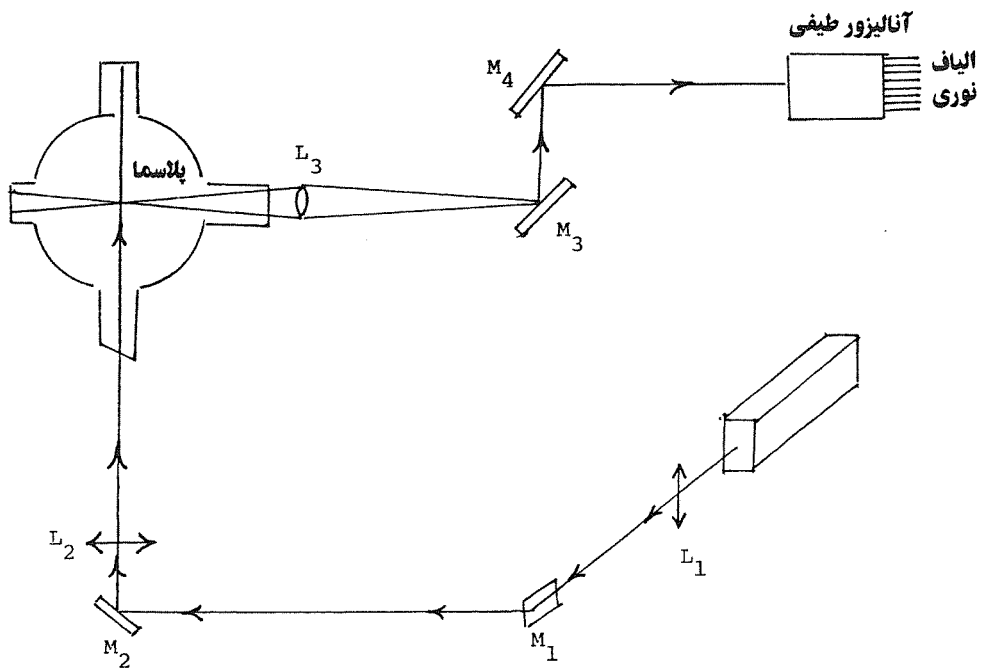
جدول (۲)



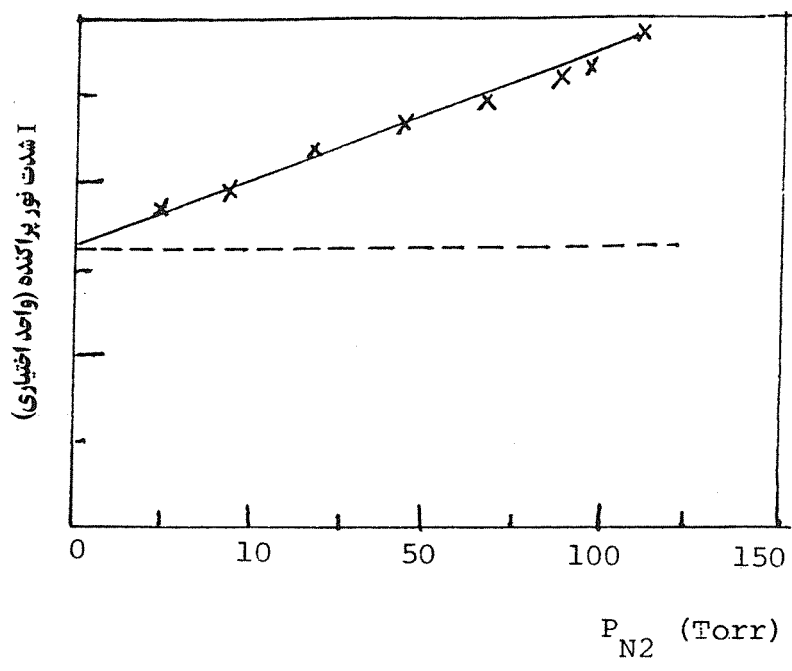
THOMSON SCATTERING FOR CHS

I	CH	PL	SL	Y	YL
1	112	12	47	99.6400	1.9984
2	58	17	11	100.8000	2.0035
3	97	15	19	65.5200	1.8164
4	89	16	8	53.3000	1.7267
5	100	50	4	25.7600	1.4109
6	32	14	2	14.0800	1.1486
7	22	25	4	-4.5500	0.6580
8	12	10	7	-1.6000	0.2041

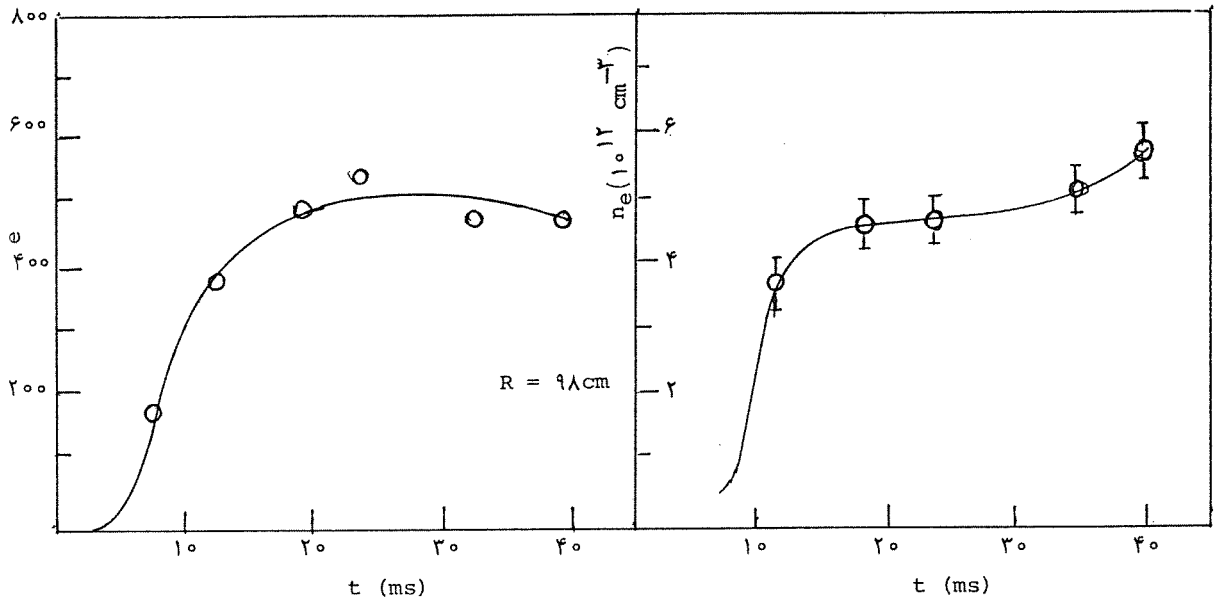
جدول (۳)



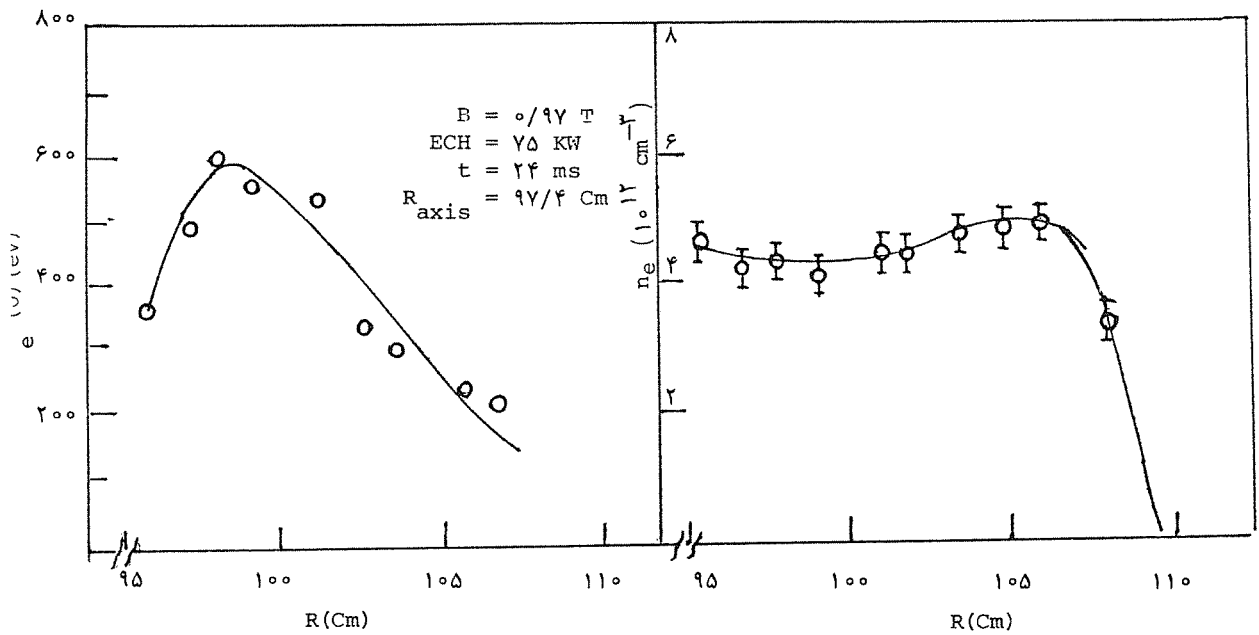
شکل ۱ - ترتیب تجربی آزمایش پراکندگی تامسونی لیزر.



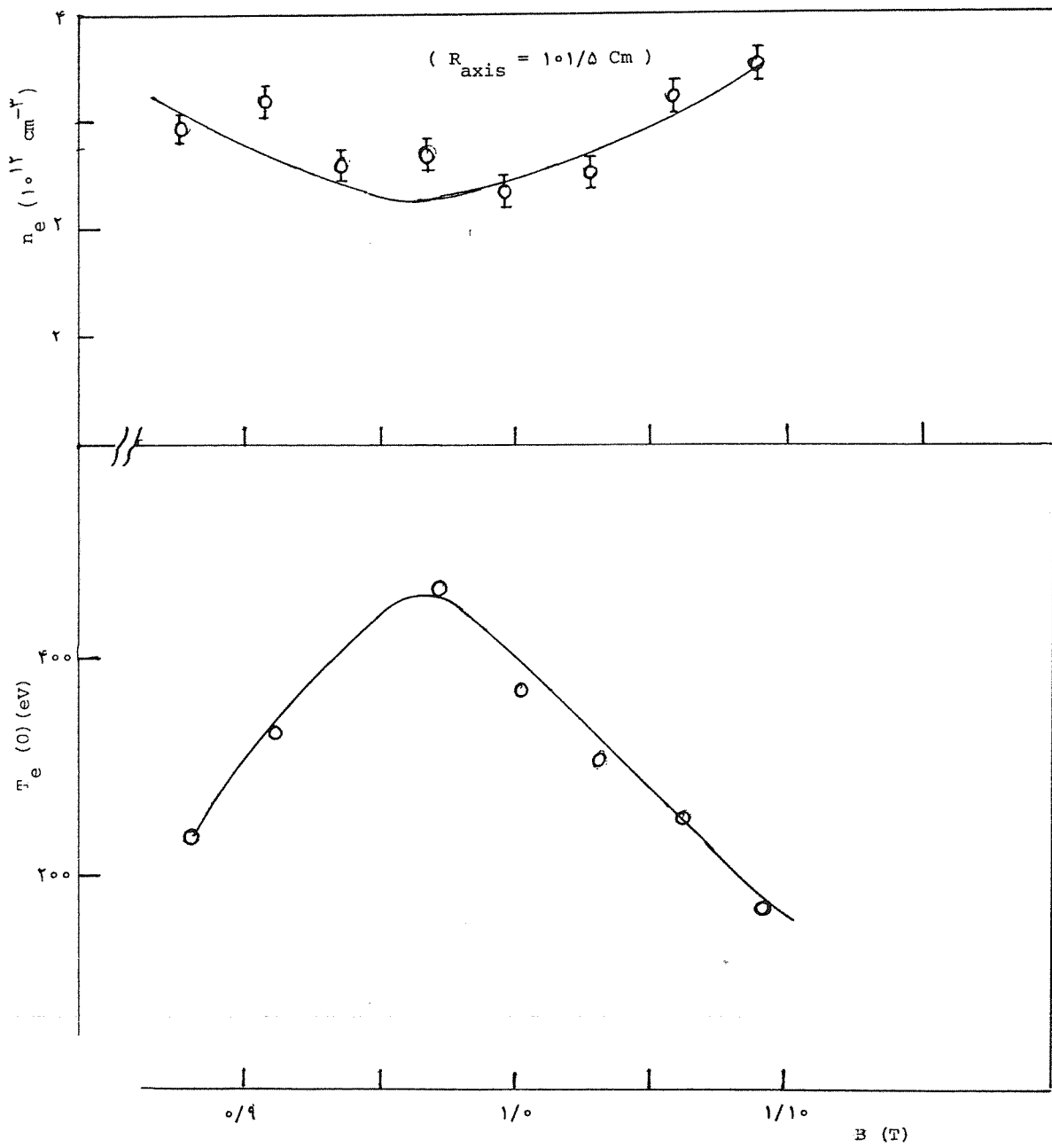
شکل ۲ - تغییرات شدت نور پراکنده شده بر حسب فشار گاز ازت.



شکل ۳- نمایه های زمانی دما و چگالی الکترون.



شکل ۴- نمایه های مکانی دما و چگالی الکترون.



شکل ۵- تغییرات چگالی و دمای الکترونی با میدان مغناطیسی محوری.