تأثير ذرات محبوس بر انبساط پلاسما به خلأ در حضور ميدان الكترومغناطيسي

جاويد ضميرانوري و محمودرضا روحاني: *دانشگاه تربيت دبير شهيد رجايي*

چكيده

در اين مقاله با استفاده از مدل شاره‌اي براي پلاسما، نقش ذرات محبوس در انبساط پلاسما به خلأ در حضور ميدان الكترومغناطيسي قوي مورد بررسي قرار گرفته است. در ناحية غير خطي تعداد ذرات محبوس افزايش مي‌يابد وتأثير آنها قابل ملاحظه است. مقايسة نتايج به دست آمده با مواردي كه در آن نقش ذرات محبوس حذف شده است نشان مي‌دهد كه به موازات كاهش سرعت ا نتشار مرز پلاسما و خلأ، سرعت جبهة موج افزايش مي يابد.

مقدمه

امروزه مقوله انبساط پلاسما در حضور ميدان الكترومغناطيسي EM به دليل تنوع كاربرد آن، از اهميت ويژه‌اي برخوردار است. مهمترين زمينه كاربرد آن در بررسي مراحل مختلف ICF [۱] است. هنگامي كه قرص دوتريوم، تريتيوم به طور همسانگرد توسط ليزرهاي قوي مورد اصابت قرار مي‌گيرد، پلاسمايي درلبه قرص به وجود مي‌آيد كه ضمن برهم كنش با ميدان موج ليزري منبسط مي‌شود. دراثر اين انبساط موج ضربه‌اي به وجود مي‌آيد كه به طرف مركز قرص حركت مي‌كند و باعث تراكم قرص و مهيا شدن شرايط براي انجام گرفتن فيوژن مي‌شود. مقوله فوق در پلاسماي غباري و اختر فيزيك نير مورد توجه قرار گرفته است.

از انتشار اولين مقاله در اين زمينه سالها مي‌گذرد و هنوز مطالعات نظري و عملي در اين زمينه ادامه دارد. نتيجه اين مطالعات انتشار مقالات متعددي است كه به جنبه‌هاي مختلف اين فرآيند پرداخته است و هر يك تحت شرايط معين به نتايجي منجر شده است. نكتة قابل توجه اين است كه در دامنه‌هاي بالا اثر كاملاً غيرخطي ذراتي كه در چاههاي پتانسيل داخل پلاسما محبوس مي‌شوند، لحاظ نشده است. تعداد اين دسته از ذرات كه انرژي لازم براي فرار از چاه پتانسيل را ندارند با افزايش عمق چاه (رژيم غير خطي) افزايش مي‌يابد. بنابراين در ناحية غيرخطي كه دامنه‌ها بسيار بزرگ است، تعداد اين ذرات قابل ملاحظه است و نمي‌توان تأثير ناشي از حضور آنها را ناديده گرفت.

درادامه سخن، ابتدا به طوراجمال راجع به فرآيند محبوس سازي و چگالي ذرات محبوس بحث مي‌شود، سپس

۱- Inertial Confinement Fusion

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]

ضمن فرمول بندي انباط پلاسما به خلأ در حضور ميدان الكترومغناطيسي، معادلات غيرخطي جفت شده مربوط به اين سيستم به دست مي‌آيد ودر پايان با حل عددي اين معادلات به بررسي نتايج و مقايسه آن با نتايج قبلي خواهيم پرداخت.

فرآيند محبوس سازي ذرات

فرآيند محبوس سازي اساساً به دو روش انجام مي‌شود :

الف) محبوس سازي برخوردي

در اين مكانيسم ذره‌اي كه در ابتدا آزاد است (انرژي لازم براي فرار از چاه پتانسيل را دارد) پس از برخورد با ذره‌اي ديگر انرژي‌اش را از دست مي‌دهد و در داخل چاه محبوس مي‌شود.

ب) محبوس سازي غيربرخوردي

در اين روش، محبوس سازي ذرات اساساً به دليل ناپايا بودن ميدان صورت مي‌گيرد و با تغييرات زماني پتانسيل امكان محبوس سازي ذرات فراهم مي‌شود. اين مكانيسم به دو گروه زير تقسيم مي شود :

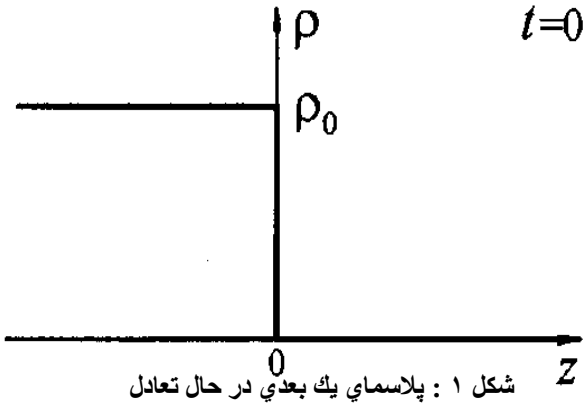
ب-١) محبوس سازي آدياباتيك[١]

ب-٢) محبوس سازي آني[٢]

در روش نخست تغييرات ميدان به آرامي صورت مي‌گيرد. اگر فركانس نوسانات ذره داخل چاه پتانسيل را با ω و زمان نشان دهنده تغييرات ميدان را با $t_{\circ} = 1/\eta$ نشان دهيم $\omega \langle\langle \eta$ فرض آدياباتيك بودن فرآيند خواهد بود.

گورورويچ در سال ١٩۶٨ با استفاده از تئوري جنبشي و اعمال شرايط مرزي در فضاي فاز روي تابع توزيع ذرات نشان داد كه چگالي ذرات از رابطه زير به دست مي‌آيد [١] :

$$n = n_{\circ} e^{-\phi_m} F(\phi_m - \phi)$$



شكل ١ : پلاسماي يك بعدي در حال تعادل

١- adiabatic trapping ٢- spontaneous trapping

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]

كه در آن ϕ_m ماكزيمم پتانسيل مؤثر بهنجار شده $e\phi_{eff}/T$ ، T درجه حرارت ذرات و F تابعي است كه توسط رابطه زير بيان مي‌شود.

$$F(x) = e^x\left(1-\mathrm{erf}\left(\sqrt{x}\right)+\frac{2\sqrt{x}}{\sqrt{\pi}}\right) \qquad \text{(الف)}$$

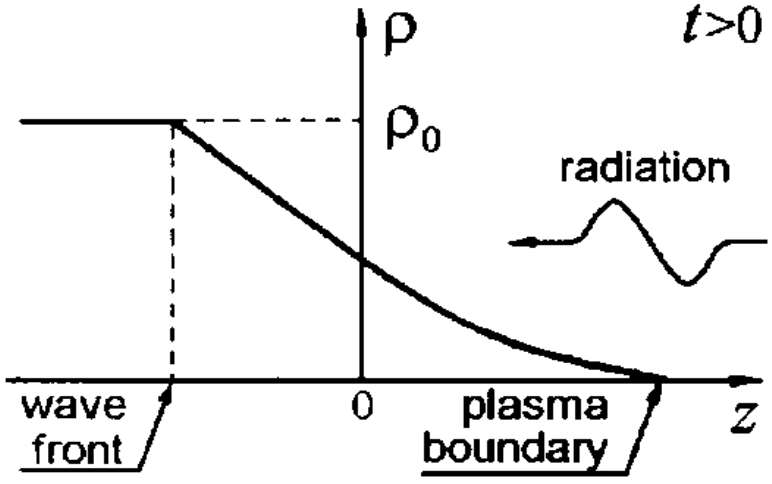
كه در آن $\mathrm{erf}(x)$ تابع خطا است كه توسط رابطه زير بيان مي‌شود :

$$\mathrm{erf}\ (x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}dt \qquad \text{(ب)}$$

در قسمت (ب-٢) تغييرات ميدان چنان سريع اتفاق مي افتد كه ذرات فرصت كافي براي درك محبوس شدن را ندارند.

فرمول بندي مسأله

پلاسمايي يك بعدي با چگالي جرمي ρ_0 و درجه حرارت T_0 را كه در لحظة $t=0$ نيم فضاي $z<0$ را اشغال كرده است، درنظرمي‌گيريم (شكل ١). درلحظه $t=0$ ميدان الكترومغناطيسي روي پلاسمايي كه شروع به انبساط كرده تابانده مي‌شود. در نتيجه ميان جبهه موج و مرز پلاسما با خلأ يك لايه پلاسماي غير همگن به وجود مي‌آيد(شكل ٢). فرض مي‌كنيم در حين بر هم كنش هندسة مسأله تغيير نمي‌كند يعني حالت يك بعدي مسأله حفظ مي‌شود(درمورد برهم كنش ليزربا پلاسمااين فرض به معناي كوچك بودن ضخامت ناحيه غيرهمگن نسبت به ابعاد پالس ليزري است). تحت تأثير ميدان فركانس بالا EM نيروي گرانرو[١] ميانگين باعث جدايي بارهاي الكتريكي وتوليد امواج طولي با فركانس پايين مي‌شود. درصورتي كه شدت موج طولي برانگيخته شده



شكل ٢ : انبساط پلاسما در حضور ميدان الكترومغناطيسي

١- Pondermotive force

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]

به اندازه كافي زياد باشد، مي‌تواند ذرات پلاسما را محبوس مي‌كند و توزيع آنها را در فضاي فاز تغيير دهد. اين مكانيزم غيرخطي مي‌تواند باعث تغيير مشخصه‌هاي انتشار پلاسما در خلأ شود.

در اين حالت پتانسيل مؤثري كه ذرات احساس مي‌كنند، از رابطة زير به دست مي‌آيد [۳] و[۲]:

$$\phi_{eff} = \phi_s - \frac{e|E_\circ|^2}{2m\omega^2}$$

كه در آن ϕ_s پتانسيل ناشي از جدايي بارها و جملة دوم پتانسيل نيروي گرانرو است. معادلات حاكم بر يونهاي سرد شامل معادلة اندازه حركت و پيوستگي است :

$$\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial \mathrm{t}} + \mathrm{v}\frac{\partial \mathrm{v}}{\partial \mathrm{z}} = -\frac{1}{\rho}(\mathrm{c}_\mathrm{s}^2\frac{\partial \rho}{\partial \mathrm{z}} + \mathrm{F}_{\mathrm{HF}}) \qquad (۱)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \mathrm{t}} + \frac{\partial}{\partial \mathrm{z}}(\rho \mathrm{v}) = \circ \qquad (۲)$$

كه درآن $c_s = \sqrt{\gamma T/M}$ سرعت صوت كه تابعي ازچگالي است $(c_s^2 = const.\rho^{\gamma-1})$، γ ضريب اتميسيته و M جرم يون است. نيروي F_{HF} كه سمت راست معادله (۱) ظاهر شده ناشي از فشار موج تابشي است كه از رابطه زير به دست مي‌آيد[۴] :

$$F_{HF} = \frac{1}{16\pi}(\varepsilon - 1)\frac{\partial}{\partial z}|E|^2 \qquad (۳)$$

كه در آن $\varepsilon(\rho)$ ضريب گذردهي پلاسما و E ميدان الكتريكي موج EM است. در پلاسماي غيربرخوردي ε از رابطه زير به دست مي‌آيد :

$$\varepsilon(\rho) = 1 - \frac{\omega_p^2(\rho)}{\omega^2} = 1 - \frac{\rho}{\rho_{cr}} \qquad (۴)$$

كه درآن ω فركانس موج الكترومغناطيسي و $\omega_p^2 = (4\pi e^2\rho)/(mM)$ فركانس پلاسما و m جرم الكترون است. با توجه به بحث مربوط به ذرات محبوس، چگالي ذرات در پلاسماي شبه خنثي $n_e \cong n_i$ ازرابطه زير به دست مي‌آيد :

$$\tilde{\rho} = \frac{F[\frac{1}{2}\Omega^2(E_m^2 - E^2)]}{F[\frac{1}{2}\Omega^2 E_m^2]} \qquad (۵)$$

كه در آن $\tilde{\rho} = \rho/\rho_\circ$ ، $\Omega^2 = \omega_\mathrm{p}^2(\rho_\circ)/\omega^2$ ، $\mathrm{c}_{\mathrm{s}_\circ} = \mathrm{c}_\mathrm{s}(\rho_\circ)$ و E_m ماكزيمم ميدان الكتريكي بهنجار شده به صورت زير است:

$$\frac{|\mathrm{E}|^2}{16\pi\rho_\circ \mathrm{c}_{\mathrm{s}_\circ}^2} \rightarrow |\mathrm{E}|^2$$

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]

با قرار دادن $\tilde{\rho}$ از معادلة (۵) در (۳) خواهيم داشت :

$$\frac{F_{HF}}{\rho_{\circ} c_{s_{\circ}}^2} = -\frac{\Omega^4}{2} \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E_m^2 - E^2}}{F(\frac{\Omega^2}{2} E_m^2)}} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial z}$$

با قرار دادن F_{HF} درمعادلات شارهاي و معرفي كميت‌هاي $\tau = c_{s_{\circ}} t$ ، $\tilde{v} = v/c_{s_{\circ}}$ و $\tilde{c}_s = c_s/c_{s_{\circ}}$ اين معادلات به صورت زير نوشته مي‌شود:

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} (\tilde{c}_s^{*2}) \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial z} \qquad (۶)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{\rho} \tilde{v}) = \circ \qquad (۷)$$

كه در آن $\tilde{c}_s^{*}$[1] سرعت مؤثر صوت از رابطه زير به دست مي‌آيد:

$$\tilde{c}_s^{*2} = \tilde{c}_s^2 + \frac{\Omega^4}{2} \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E_m^2 - E^2}}{F(\frac{\Omega^2}{2} E_m^2)}} \qquad (۸)$$

معادلات (۶) و(۷) مجموعه معادلات ديفرانسيل غيرخطي جفت شده‌اي را تشكيل مي‌دهند كه درآن اثر مربوط به ميدان الكترومغناطيسي در جمله دوم مربوط به تعريف $\tilde{c}_s$ * نهفته است. توجه داريم كه شكل تابعي وابستگي جمله مورد نظر به چگالي $\tilde{\rho}$ متأثر از حضور ذرات محبوس در مسأله است. درغياب ذرات محبوس سرعت مؤثر از رابطه زير به دست مي‌آيد[۴]:

$$\tilde{c}_s^{*2} = \tilde{c}_s^2 + \frac{1}{4} A \Omega^4 \tilde{\rho} (1 - \Omega^2 \tilde{\rho})^{-3/2} \qquad (۹)$$

كه درآن $A = E_m^2 / (8\pi \rho_{\circ} c_{s_{\circ}}^2)$ است. جمله دوم رابطه فوق اثر وجود ميدان الكترومغناطيسي درانبساط پلاسما را نشان مي‌دهد كه درمرجع [۴] اجمالاً به آن پرداخته شده و نتايج آن در شكلهاي ۳ و۴ نشان داده شده است.

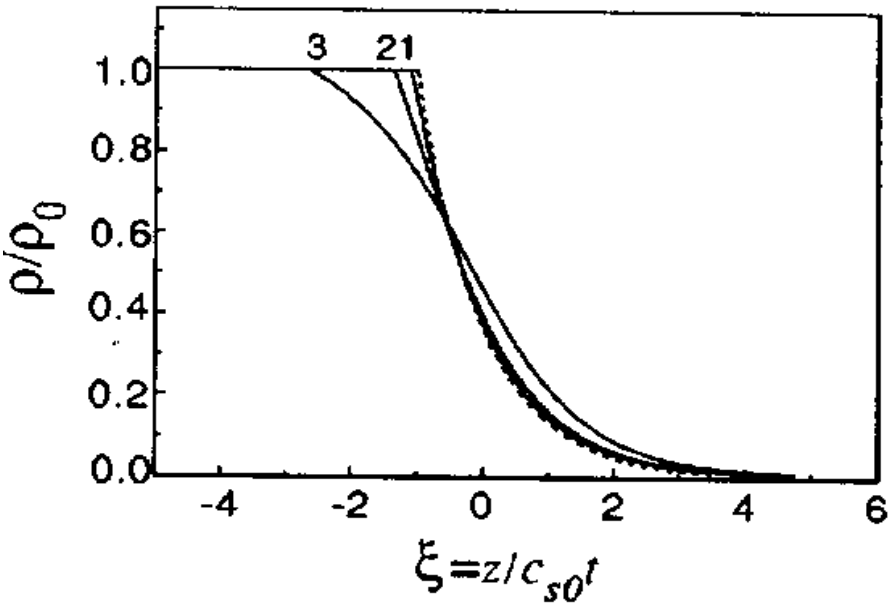
نكته بسيار مهمي كه بايد به آن دقت كرد اينجا ناديده گرفته شده است آن است كه دردامنه‌هاي بالا اثرات غيرخطي مربوط به ذرات محبوس قابل ملاحظه خواهد بود و استفاده ازرابطه (۹) كه در مرجع [٤] به آن اشاره شده ناصحيح است. در اين حالت براي درك اثر ذرات محبوس بايد ازرابطه (۸) براي حل معادلات (۶) و(۷) استفاده كرد. جواب ريماني معادلات فوق درغياب ذرات محبوس(شكل‌هاي۳ و۴) كه با حل معادلات (۶)، (۷) و (۹) به دست مي‌آيند، نشان مي‌دهد كه سرعت انتشار پلاسما به خلأ و سرعت جبهه موج درمقايسه با حالتي كه موج الكترومغناطيسي وجود ندارد افزايش مي‌يابد. در شكل ۳ جوابهاي ريماني به ازاء $\gamma = 1$ ، $A = 3$ و مقادير مختلف ۰/۶ ، ۰/۷۵ و $\Omega =$ ۰/۹ نشان داده شده است. در شكل ۴ پارامتر $A = 10$ اما پارامترهاي ديگر

۱-Effective Sound velocity

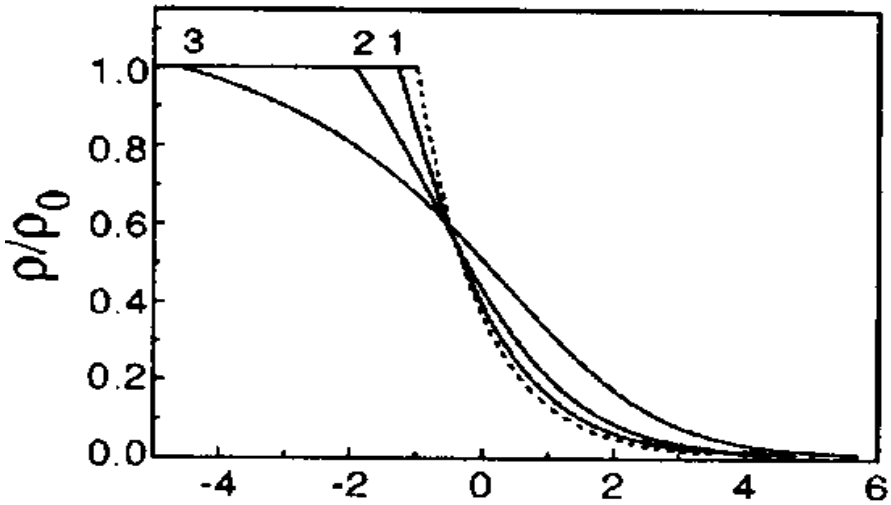
[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]

يكسان انتخاب شده است. در شكلهاي ۳ و۴ نمودارهاي مختلف به ازاء مقادير مختلف Ω رسم شده است. در اين دو شكل نمودارهايي كه با نقطه چين مشخص شده‌اند، انبساط آزاد پلاسما را در غياب ميدان الكترومغناطيسي نشان مي‌دهد.

براي درك اثر ذرات محبوس بايد معادلات (۶) و(۷) را با جايگذاري c_s^* از فرمول (۸) حل كرد. دراين حالت به دليل شكل پيچيده تابع $F(x)$ درفرمول الف، حل تحليلي وجود ندارد. نتيجه حل عددي اين معادلات با استفاده از كد كامپيوتري يك بعدي در شكل ۵ نشان داده شده است.

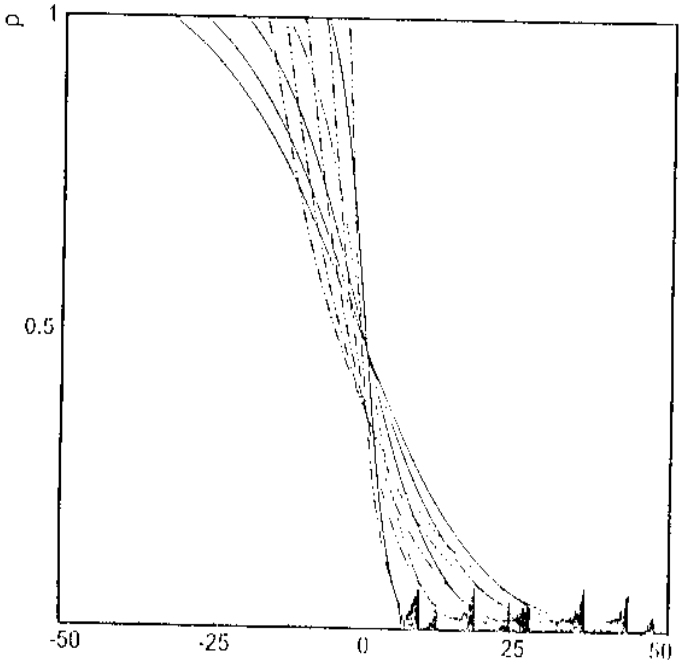


شكل ۳ : جواب ريماني معادلات شاره‌اي به ازاء $A=3$ و $\gamma=1$
نمودارهاي ۱ ، ۲ ، ۳ متناظر با ۰/۶ و ۰/۹= Ω



شكل ۴ : جواب ريماني معادلات شاره‌اي به ازاء $A=10$ و $\gamma=1$.
نمودارهاي ۱ ، ۲ ، ۳ متناظر با ۰/۶ ، ۰/۷۵ و ۰/۹= Ω

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]



شکل ۵ : تحول زماني چگالي پلاسما به ازاء $A = 3$ ، $\Omega = ۰/۸$ و $\gamma = 1$.
نمودار با خط ممتد بدون ذرات محبوس نمودار نقطه چين با ذرات محبوس

دراين شكل پارامتر $A = 3$ و $\Omega = 0.8$ انتخاب شده است. نمودار نقطه چين تحول زماني انبساط پلاسما به خلأ در حضور ميدان الكترومغناطيسي را نشان مي‌دهد كه درآن نقش ذرات محبوس منظور شده است. نمودار با خط ممتد نيز نشان دهندة همان فرآيند، اما بدون احتساب ذرات محبوس است. همانطور كه ملاحظه مي‌شود سرعت حركت لبه پلاسما افزايش يافته اما سرعت جبهه موج كاهش مي‌يابد.

مقايسه نتايج نشان مي‌دهد با تأثير ذرات محبوس درفرآيند فوق‌الذكرسرعت حركت لبه پلاسما (نسبت به حالت قبل كه اثر ذرات محبوس لحاظ نشده بود) افزايش يافته است اما درعوض سرعت جبهه موج كاهش مي‌يابد.

تغيير مشخصه انبساط پلاسما به دليل حضور ذرات محبوس مي‌تواند نقش بسيار مهمي در پديده‌هايي كه به برهم كنش امواج الكترومغناطيسي و پلاسما مربوط مي‌شوند بازي كند.

مراجع

1- A.V. Gurevich, Sov. Phys. JETP 53, 953 (1967)

2- M. R. Rouhani, N. L. Tsintsadze, and D.D. Tskhakaya, Physics of Plasmas, Vol. 6, No. 2, (1999)

3- H. Abbasi, M. R. Rouhani, and D.D. Tskhakaya, Physica Scripta, Vol. 56 (1997) 619-622.

4- A. V. Ivlev and V.E. Fortov, Physics of Plasmas, Vol. 6, No. 5 (1999)

[Downloaded from c4i2016.khu.ac.ir on 2026-11-03]