

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه

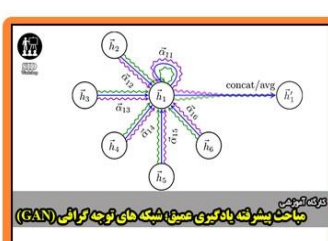


فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی

رابطه پاشندگی و آهنگ رشد پراکندگی رامان تحریکی در پلاسماهای نافزونور

شریفی، مریم؛ پروازیان، اکبر

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

چکیده

در این مقاله چگونگی رفتار پراکندگی رامان تحریکی در پلاسماهای نافزونور مورد مطالعه قرار گرفته است. رابطه پاشندگی پراکندگی رامان و آهنگ زمانی رشد آن در پلاسماهای نافزونور استخراج شده است. آهنگ رشد پراکندگی رامان پیشرو به نوع پلاسما و پارامتر q که درجه نافزونوری سیستم را مشخص می‌کند، وابسته نیست. وابستگی رامان پیشرو به پارامتر q به گونه‌ای است که با افزایش مقدار q آهنگ رشد رامان پیشرو در یک عدد موج ثابت افزایش می‌یابد ولی مقدار افزایش به عدد موج وابسته است. برای عدد موج کوچک آهنگ رشد بیشتر به q های بزرگ مربوط می‌شود، این در حالی است که در اعداد موج بزرگتر رشد بیشتر برای q های کوچک اتفاق می‌افتد. دلیل این پدیده با توجه به میرایی موج پلاسما الکترونی و قدرت و ضعف برهم‌کنش آن با موج الکترومغناطیسی فرودی قابل توجه است.

Dispersion relation and temporal growth rate of stimulated Raman scattering in nonextensive plasmas

Sharifi, Maryam; Parvazian, Akbar

Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract

Stimulated Raman scattering (SRS) in a plasma is investigated in the context of the nonextensive statistics. The dispersion relation and the temporal growth rate for SRS are derived as functions of different values of nonextensive q -parameter, which quantifies the degree of nonextensivity of the system. The temporal growth rate for forward Raman scattering (F-SRS) is independent of q -parameter. However, the growth rate for backward Raman scattering (B-SRS) becomes larger for increasing the value of q -parameter for a fixed value of wave number (k), but it depends on k . It is shown that when k is small, the growth rate is heavier for higher values of q , while when k is large the growth rate is heavier for lower values of q . This behavior is explained by Landau damping of electron plasma wave and the strengthened and weakened of its interaction by incident electromagnetic wave.

PACS No. 52

مقدمه

دو مدل برای توصیف پراکندگی رامان وجود دارد: اولی مدل سیالی است که در آن پلاسما مانند سیال رفتار می‌کند و بنابراین از دینامیک سیالی پیروی می‌کند؛ مدل دیگر که بر پایه معادلات جنبشی در نظریه آماری استوار است از توابع توزیع برای توصیف ویژگی‌های پلاسما استفاده می‌کند. توزیع ماکسولی در آمار بولتزمن-گیس برای سیستم‌های تعادلی ماکروسکوپی به طور جهانی پذیرفته شده است. با این حال برای سیستم‌هایی با برهم-کنش‌های بلند برد، مانند پلاسما و سیستم‌های گرانشی، که حالت آماری غیرتعادلی وجود دارد، توزیع ماکسولی کافی نیست. قبلاً توزیع‌های سرعت غیرماکسولی برای الکترون‌ها در پلاسماهایی با

در همجوشی به روش لختی کنترل رشد ناپایداری‌ها به عنوان شرطی اساسی برای امکان همجوشی به شمار می‌آید. پراکندگی رامان تحریکی یکی از این ناپایداری‌ها است. ویژگی اصلی این ناپایداری تولید الکترون‌های پراثرژی است که می‌تواند مرکز هدف را قبل از رسیدن به مرحله اصلی همجوشی پیش‌گرم کند [۱]. علاوه بر اهمیت رامان برای همجوشی به روش لختی، جفت‌شدگی لیزرهای توان بالا و پلاسما موضوعی بسیار مهم در مطالعه فیزیک انرژی‌های بالا است. این پدیده موضوع تحقیقات نظری و تجربی بسیاری در چند دهه اخیر شده است [۲].

حرارتی در سرعتی معادل با $v_{cutoff} = \sqrt{v_T^2/(q-1)}$ می‌شود. علاوه بر این در حد $q \rightarrow 1$ توزیع نافزونور به توزیع استاندارد ماکسولی تبدیل می‌شود.

پراکندگی رامان تحریکی

پراکندگی موج فرودی توسط اختلال چگالی الکترونی به خاطر وجود یکی از مدهای پلاسما، نوعی ناپایداری تشدید سه موجی است که نیازمند تطابق فاز در زمان و فضا است و شرایط تطبیق فرکانس و عدد موج را اعمال می‌کند:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{EPW} \quad (5)$$

$$k_0 = k_s + k_{EPW} \quad (6)$$

در اینجا $\omega_0(k_0)$ و $\omega_s(k_s)$ به ترتیب فرکانس (عدد موج) موج فرودی و پراکنده شده در پلاسما هستند و $\omega_{EPW}(k_{EPW})$ نیز فرکانس (عدد موج) موج پلاسما الکترونی است. بسته به جهت انتشار موج پراکنده شده پراکندگی رامان پیشرو و پسرو اتفاق می‌افتد. امواج پلاسما الکترونی در رامان پیشرو و پسرو با سرعت‌های فاز متفاوتی پیشروی می‌کنند و الکترون‌ها را شتاب می‌دهند تا به انرژی‌های بالاتر دست یابند.

با فرض همگن و یکنواخت بودن پلاسما و در نظر گرفتن یک موج الکترومغناطیسی فرودی که به طور پیوسته در فضای درون پلاسما منتشر می‌شود، رابطه پاشندگی پراکندگی رامان در حالت یک بعدی به دست می‌آید [۸]:

$$\omega^2 - \omega_{EPW}^2 = \frac{k^2 \omega_{pe}^2 v_{os}^2}{4} \left[\frac{1}{D(k-k_0, \omega-\omega_0)} + \frac{1}{D(k+k_0, \omega+\omega_0)} \right] \quad (7)$$

$$D(k, \omega) = \omega^2 - k^2 c^2 - \omega_{pe}^2$$

در اینجا $\omega_{pe} = \sqrt{ne^2/\epsilon_0 m_e}$ فرکانس الکترونی پلاسما، v_{os} سرعت نوسان الکترون‌ها در میدان الکتریکی عرضی، و c سرعت نور در خلاء است.

بررسی نوسانات طولی پلاسما و به دست آوردن رابطه پاشندگی امواج پلاسما الکترونی، که در رابطه پاشندگی رامان ظاهر شده است، در پلاسمایی که از آمار سالیس پیروی می‌کند اولین بار در سال ۲۰۰۰ توسط لیما و همکارانش انجام شد [۹]. آن‌ها نشان دادند که داده‌های تجربی با نتایج استفاده از آمار نافزونور مطابقت بهتری دارد. رابطه پاشندگی این امواج در پلاسمای بدون برخورد نامغناطیده که در آن یون‌ها زمینه یکنواختی را تشکیل می‌دهند از

گرادیان دمایی گزارش شده است [۳]. توزیع‌های سرعت غیرماکسولی برای یون‌ها نیز در مطالعات پلاسمای اطراف زمین و باد خورشیدی گزارش شده است [۴]. در سال‌های اخیر توجه ویژه‌ای به شاخه جدیدی از مکانیک آماری یعنی آمار نافزونور معطوف گشته است و این آمار به ابزار مناسبی برای توصیف سیستم‌های پیچیده‌ای تبدیل شده است که خواص آن‌ها را نمی‌توان با در نظر گرفتن مکانیک آماری بولتزن-گیبس توضیح داد [۵].

هدف ما در این مقاله مطالعه اثر انحراف از توزیع ماکسولی بر پراکندگی رامان تحریکی و بررسی آهنگ رشد زمانی این پراکندگی است. بدین منظور با در نظر گرفتن پلاسمایی که از آمار نافزونور پیروی می‌کند رفتار پراکندگی رامان را مورد مطالعه قرار می‌دهیم و سپس نتایج را با حالت ماکسولی مقایسه می‌کنیم.

آمار نافزونور سالیس

آمار نافزونور که بر پایه تعمیم مکانیک آماری معمول بولتزن-گیبس بنا شده است، در سال ۱۹۹۸ توسط سالیس معرفی گردید [۶]. در آمار سالیس آنتروپی توسط پارامتر q تعریف می‌شود:

$$S_q = k_B \frac{[1 - \sum_i p_i^q]}{(q-1)} \quad (1)$$

که در آن k_B ثابت بولتزن، p_i احتمال قرار گرفتن در میکروحالت i ام، و q پارامتری است که درجه نافزونوری سیستم را مشخص می‌کند. جالبترین و مهمترین ویژگی آنتروپی سالیس در جمع-ناپذیری یا نافزونوری آن است. در چارچوب این آمار تابع توزیع از رابطه [۷]

$$f(v) = \frac{n}{\sqrt{\pi} v_T} N_q \left[1 - (q-1) \frac{v^2}{v_T^2} \right]^{1/(q-1)} \quad (2)$$

پیروی می‌کند و ثابت بهنجارش از رابطه

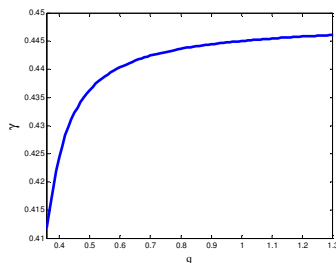
$$N_q = \sqrt{(1-q)} \frac{\Gamma(\frac{1}{1-q})}{\Gamma(\frac{1}{1-q} - \frac{1}{2})} \quad -1 < q \leq 1 \quad (3)$$

$$N_q = \sqrt{(q-1)} \frac{\Gamma(\frac{1}{2} + \frac{1}{q-1})}{\Gamma(\frac{1}{q-1})} \quad q \geq 1 \quad (4)$$

به دست می‌آید، به طوری که n چگالی تعداد ذرات، $v_T = \sqrt{2k_B T_e / m_e}$ سرعت گرمایی الکترون، T_e و m_e به ترتیب دما و جرم الکترون، و $\Gamma(x)$ بیانگر تابع گاما است. ذکر این نکته حائز اهمیت است که در حالت $q > 1$ تابع توزیع دچار قطع

همانطور که مشاهده می‌شود بر خلاف توزیع ماکسولی که بیشتر ذرات در اطراف سرعت گرمایی متمرکز هستند، توزیع‌های نافزونور با $1 < q$ توصیف کننده سیستم‌هایی با تعداد زیادی ذره فوق حرارتی، یعنی ذراتی که سرعت‌شان از سرعت گرمایی بیشتر است، هستند. در حالت $q > 1$ دنباله توزیع دچار قطع می‌شود و مقدار بیشینه سرعت نیز با افزایش q کاهش می‌یابد. بنابراین توابع توزیعی با $1 > q$ برای توصیف سیستم‌هایی که شامل تعداد زیادی ذره با سرعت پایین هستند مناسب است.

برای بررسی چگونگی رفتار پراکندگی رامان برای پلاسماهایی با توزیع‌های نافزونور، آهنگ رشد پراکندگی رامان پسر و بر حسب مقادیر مختلف q برای عدد موج $k^B \lambda_D = 0.13$ و دمای الکترون $T_e = 350 \text{ eV}$ که از شرایط حاکم بر آزمایشات SHS [۱۱] به دست آمده در شکل ۲ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود به طور کلی با افزایش مقدار q در یک عدد موج ثابت آهنگ زمانی رشد رامان افزایش می‌یابد.



شکل ۲: نمودار تغییرات آهنگ رشد رامان پسر و بر حسب پارامتر q در عدد موج $k_B \lambda_D = 0.13$. آهنگ رشد به فرکانس الکترونی پلاسما بهنجار شده است.

مطابق شکل ۲ با افزایش مقدار q برای یک عدد موج ثابت آهنگ رشد رامان پسر و نیز افزایش می‌یابد، ولی این میزان افزایش برای مقادیر مختلف عدد موج متفاوت است. برای درک شهودی این مطلب نمودار آهنگ رشد رامان پسر و بر حسب عدد موج برای مقادیر مختلف q در شکل‌های ۳ و ۴ رسم شده است. مشاهده می‌شود که وقتی عدد موج کوچک است، آهنگ رشد برای q های بزرگتر بیشتر است، شکل ۳. ولی در نواحی که عدد موج بزرگتر می‌شود رشد بیشتر مربوط به q های کوچکتر است، شکل ۴. دلیل این رفتار را می‌توان در پدیده میرایی لانداو و ارتباط آن با تعداد ذرات تشدید جسته کرد. میرایی لانداو از مشخصات پلاسما بدون برخورد است که در اثر تبادل انرژی بین

حل خطی دستگاه معادلات ولاسوف-پواسون در حد طول موج-های بلند ($\lambda \ll \lambda_D$) یا عدد موج کوچک به صورت

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3(k\lambda_D)^2 \omega_{pe}^2 \left(\frac{2}{3q-1} \right) \quad (8)$$

است که در آن $\lambda_D = \sqrt{k_B T_e \epsilon_0 / n e^2}$ طول دمای است. همانطور که مشاهده می‌شود این رابطه به پارامتر q وابسته است، بنابراین رابطه پاشندگی رامان نیز برای مقادیر مختلف q متفاوت خواهد بود.

آهنگ رشد زمانی پراکندگی رامان پسر و پیشرو توسط روابط زیر داده می‌شود [۱۰]:

$$\gamma^B = \frac{k^B v_{os}}{4} \left[\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{epw} \omega_s} \right]^{1/2} \quad (9)$$

$$\gamma^F = \frac{k^F v_{os}}{2\sqrt{2}} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \quad (10)$$

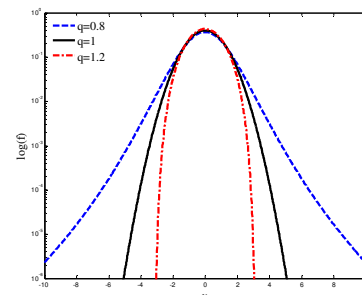
بالانگاشت F و B به ترتیب به پراکندگی رامان پیشرو و پسر و برمی‌گردد. آهنگ رشد رامان پسر و به پارامتر q وابسته است، این در حالی است که آهنگ رشد رامان پیشرو برای همه مقادیر q یکسان است. برای پراکندگی رامان پیشرو و پسر و شرط تطابق عدد موج را برای چگالی‌های کمتر از $n_c / 4 = \omega_0^2 \epsilon_0 m_e / e^2$ چگالی بحرانی نام دارد) می‌توان به صورت

$$k^{B,F} \approx \frac{\omega_0}{c} \pm \frac{\omega_0}{c} (1 - \sqrt{n_e/n_c}) \quad (11)$$

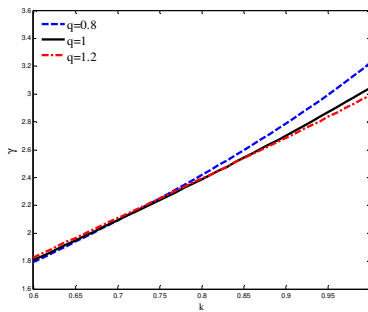
در نظر گرفت. علامت مثبت و منفی به ترتیب به رامان پیشرو و پسر و برمی‌گردد.

تجزیه و تحلیل نتایج

برای درک شهودی پراکندگی رامان تحریکی در این بخش به تجزیه و تحلیل نتایج می‌پردازیم. در اولین گام رفتار تابع توزیع را بررسی می‌کنیم. در شکل ۱ منحنی تابع توزیع $\tilde{f} = v_{th} f / n$ بر حسب v/v_{th} برای مقادیر مختلف q رسم شده است.



شکل ۱: نمودار لگاریتمی تابع توزیع در فضای سرعت برای مقادیر مختلف q .



شکل ۴: نمودار تغییرات آهنگ رشد رامان پسر و برحسب عدد موج (بزرگ) برای مقادیر مختلف q . آهنگ رشد و عدد موج به ترتیب به ω_{pe} و λ_D^{-1} بهنجار شده‌اند.

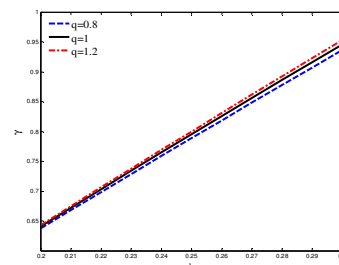
نتیجه گیری

در این مقاله رابطه پاشندگی و آهنگ زمانی رشد پراکندگی رامان تحریکی در پلاسما نافرور به صورت توابعی از پارامتر q استخراج شدند. نتایج نشان داد آهنگ رشد رامان پسر و در یک عدد موج ثابت با افزایش مقدار q افزایش می‌یابد ولی میزان افزایش به مقدار عدد موج وابسته است. در عدد موج کوچک آهنگ رشد بیشتر به q های بزرگتر برمی‌گردد. چون در پلاسماهایی با q کوچک ذرات فوق حرارتی زیادی وجود دارند که می‌توانند با موجی با سرعت فاز بالا تبادل انرژی انجام دهند و موج را میرا کنند. موج پلاسما الکترونی ضعیف کمتر می‌تواند موج الکترومغناطیسی فرودی را پراکنده کند. از سوی دیگر وجود ذرات با سرعت پایین در پلاسماهایی با q بزرگ باعث می‌شود مدهای طبیعی پلاسما با سرعت فاز پایین (عدد موج بزرگ) بیشتر در محیط میرا شوند و در نتیجه برهم‌کنش ضعیف‌تری با موج الکترومغناطیسی فرودی داشته باشند. بنابراین در عدد موج بزرگ آهنگ رشد رامان برای q های کوچک بزرگتر است.

مرجع‌ها

- [۱] J. D. Lindl, P. Amendt, et al., *Phys. Plasmas* **11** (2004) 339.
- [۲] L. Yin, W. Daughton, et al. *Phys. Rev. E* **73** (2006) 025401R.
- [۳] E.T. Sarris, S.M. Krimigis, et al., *Geophys. Res. Lett.* **8** (1981) 349.
- [۴] J.M. Liu, J.S. De Groot, et al., *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 2717.
- [۵] M. Gell-Mann, C. Tsallis, "Nonextensive Entropy Interdisciplinary Applications", Oxford University Press, New York, (2004).
- [۶] C. Tsallis, *J. Stat. Phys.* **52** (1988) 479.
- [۷] R. Silva Jr., A.R. Plastino, J.A.S. Lima, *Phys. Lett. A* **249** (1998) 401.
- [۸] W. L. Kruer, "The Physics of Laser Plasma Interactions", Redwood City: Addison-Wesley, (1988).
- [۹] J.A.S. Lima, R. Silva, J. Santos, *Phys. Rev. E* **61** (2000) 3260.
- [۱۰] C. Lihua, et al., *Plasma Science and Technology*, Vol.9, No.4, (2007).
- [۱۱] D. S. Montgomery, *Phys. Plasma* **9**, (2002) 2311.

ذرات پلاسما و مدهای طبیعی پلاسما حاصل می‌شود. این پدیده باعث می‌شود مد پلاسما انرژی از دست بدهد و میرا شود. در واقع میرایی لاندو حاصل برهم‌کنش تشدیدی بین مد پلاسما و ذراتی است که با سرعتی نزدیک به سرعت فاز مد پلاسما حرکت می‌کنند. بنابراین شرایط میرایی بوسیله تعداد ذرات تشدیدی تعیین می‌گردد. می‌دانیم که تعداد ذرات فوق حرارتی در سیستم‌هایی که از توزیع نافزونور پیروی می‌کنند با کاهش مقدار q افزایش می‌یابد، مطابق با شکل ۱، بنابراین وقتی عدد موج کوچک باشد یا سرعت فاز نسبت به سرعت گرمایی بیشتر باشد ذرات فوق حرارتی و تشدیدی بیشتری در سیستم‌هایی با مقادیر کوچکتر q وجود دارد، در نتیجه برهم‌کنش بین مد پلاسما و ذرات، قوی‌تر و این مدها برای مقادیر کوچکتر q بیشتر میرا می‌شوند. توابع توزیعی با $q > 1$ سیستم‌هایی را که شامل تعداد زیادی ذره با سرعت‌های پائین است توصیف می‌کند، از اینرو میرایی بیشتر در نواحی با سرعت فاز پائین یا عدد موج بزرگ دیده می‌شود. این پدیده برای موج پلاسما الکترونی که یکی از مدهای طبیعی پلاسما است اتفاق می‌افتد. میرایی این مد در عدد موج کوچک برای مقادیر کوچک q بیشتر است. بنابراین در عدد موج کوچک مدهای ضعیف‌تری برای q های کوچک وجود دارد که باعث پراکندگی کمتر موج الکترومغناطیسی فرودی می‌شوند، این به معنای آهنگ رشد کمتر برای q های کوچک است. از سوی دیگر در عدد موج بزرگتر میرایی بیشتر موج پلاسما الکترونی برای q های بزرگ اتفاق می‌افتد. در نتیجه برای q های بزرگ برهم‌کنش ضعیف‌تری بین موج الکترومغناطیسی فرودی و موج پلاسما الکترونی در عدد موج بزرگ حادث می‌شود که به معنای آهنگ رشد کمتر برای q های بزرگ است.



شکل ۳: نمودار تغییرات آهنگ رشد رامان پسر و برحسب عدد موج (کوچک) برای مقادیر مختلف q . آهنگ رشد و عدد موج به ترتیب به ω_{pe} و λ_D^{-1} بهنجار شده‌اند.

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه

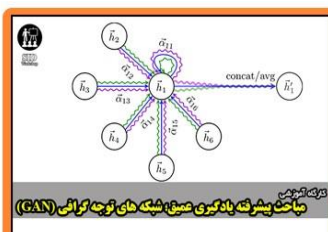


فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



کارگاه آنلاین آشنایی با پایگاه های اطلاعات علمی بین المللی و ترند های جستجو



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین مقاله نویسی IEEE و ISI ویژه فنی و مهندسی