بسم الله الرحمن الرحيم

١٢٨١٢٩

دانشگاه تربیت معلم تهران
دانشکده علوم
گروه فیزیک

رساله دکتری

عنوان پایانامه:

ناپایداری دوجریانی در لیزر الکترون آزاد

استاد راهنما:
جناب آقای دکتر مهدیان

استاد مشاور:
جناب آقای دکتر ابراهیمی

دانشجو:
شهروز ساویز

۱۳۸۸/۱۰/۷

مهر ماه ۱۳۸۸

۱۲۸۱۲۹

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم

و

همسر مهربانم

تشکر و قدردانی

سپاس خدای را که سخنوران در ستودن او بمانند و شمارگران شمردن نعمتهای او ندانند، و کوشندگان حق او را گذاردن نتوانند.

بهترین مراتب تشکررا تقدیم به استاد بزرگوارم جناب آقای دکتر مهدیان می نمایم که با راهنمایی های حکیمانه خود مسیر به پایان رسیدن این رساله را هموار کردند. ایشان همچون پدری مهربان در یافتن مسیر درست زندگی نیز ما را به بهترین وجه راهنمایی کردند.

تشکر ویژه از آقای دکتر فرشاد ابراهیمی دارم که حضور ایشان به عنوان استاد مشاور دلگرمی برای ادامه کار بود.

از اساتید گرانقدر دکتر آقامیر، دکتر مراغه چی، دکتر عظیم عراقی و دکتر مجلس آرا که زحمت داوری این رساله را بر عهده گرفتند کمال تشکر و قدردانی را دارم.

همچنین تشکر و قدردانی از دوستانم آقای علی حسن بیگی و ساعد جعفری و مسعود علی محمدی دارم که در مراحلی از کار مرا همفکری دادند.

تشکر ویژ ه از خانواده ام و خانواده همسرم دارم که با حمایت های معنوی مرا در این کار یاری نمودند.

"خلاصه رساله دکتری"

دانشکده: علوم **گروه:** فیزیک **گرایش:** پلاسما

دانشجو: شهروز ساویز محمدرضالو **سال ورود:** ۱۳۸۴ **سال فارغ التحصیلی:** ۱۳۸۸

استاد راهنما: دکتر حسن مهدیان

عنوان: ناپایدای دو جریانی در لیزر الکترون آزاد

خلاصه:

در این رساله تئوری خطی لیزر الکترون آزاد با دو باریکه الکترون نسبیتی با ویگلرهای تخت و الکترومغناطیسی در حضور میدان محوری راهنما و کانال یونی ارائه شده است. رابطه پاشندگی و بهره در ترکیب های مختلف از میدانهای ارئه شده بدست آمده است. مشخصات رابطه پاشندگی و بهره با استفاده از تحلیل عددی آنالیز شده است. نتایج نشان می دهد که نرخ رشد و بهره به صورت قابل توجهی در مقایسه با تک باریکه افزایش می یابد. همچنین در حضور ویگلر الکترومغناطیسی مسیرهای جدیدی برای الکترونهای دو باریکه نتیجه شده است که قابلیت و انعطاف پذیری بازه فرکانسی و نرخ رشد و بهره را افزایش داده است.

Reference

[۱] B. W. J. McNeil, G. R. Robb, and M. W. Poole, Phys. Rev. E ۷۰, ۰۳۵۵۰۱(R) (۲۰۰۴).

[۲] G. Bekefi and K. D. Jacobs, J. Appl. Phys. ۵۳, ۴۱۱۳ (۱۹۸۲).

[۳] H. Mehdian and N. Abasi, Phys. Plasmas ۱۵, ۰۱۳۱۱۱ (۲۰۰۸).

[۴] W. Liu, Z. Yang, and Z. Liang, Int. J. Infrared Millim. Waves ۲۷, ۱۰۷۳ (۲۰۰۶).

تهران: خیابان شهید مفتح، شماره ۴۹، دانشگاه تربیت معلم، اداره تحصیلات تکمیلی، کد پستی ۱۵۶۱۴- تلفن: ۸۸۱۰۲۴۳۸

صورت جلسه دفاع از رساله دکترا/پایان نامه کارشناسی ارشد

جلسه دفاع از رساله دکترا ☐ خانم ☐
پایان نامه کارشناسی ارشد ☐ آقای ☐ شهروز ساویز محمدرضالودانشجوی رشته فیزیک

گرایش : اتمی ومولکولی(پلاسما) دانشکده : علوم پایه

تحت عنوان : ناپایداری دوجریانی درلیزرالکترون آزاد

درساعت ٦ روزسه شنبه مورخ ۸۸/۷/۱٤ درمحل گروه فیزیک

با حضورامضا ءکنندگان ذیل تشکیل شد.

۱- استادراهنما : دکترحسن مهدیان

۲- استادمشاور: دکترفرشادابراهیمی

۳- نماینده تحصیلات تکمیلی : دکترمحمدحسین مجلس آرا

٤- عضو هیات علمی (داور) : دکتربهروز مراغه چی

٥- عضو هیات علمی (داور) : دکترفرزین آقامیر

٦- عضو هیات علمی (داور) : دکترمحمدحسین مجلس آراء

۷- عضو هیات علمی (داور) : دکتر محمداسماعیل عظیم عراقی

خانم /آقای شهروزساویز محمدرضالوخلاصه کارهای تحقیقاتی خودراارائه نمودوپس ازپرسش وپاسخ، هیأت داوران کارتحقیقاتی خانم /آقای شهروزساویز محمدرضالو رادرسطح عالی ..... ارزشیابی نموده وبرای نامبرده نمره ۱۹/۵ (نوزده و پنج) را منظور نموده است.

رئیس گروه
دانشکده

فهرست

فصل اول

۱-۱- مقدمه..... ۲

۱-۲- اصول اساسی عملکرد لیزر الکترون آزاد..... ۳

۱-۲-۱- نیروی گرانرو ۴

۱-۳- ناپایداری دوجریانی..... ۷

-۴- ناپایداری دو جریانی در لیزر الکترون آزاد..... ۱۰

فصل دوم

۱-۱- چکیده..... ۱۳

۲-۲- مقدمه ۱۴

۲-۳- مدل تئوری ۱۵

۲-۴- نتایج عددی و بحث ها ۱۹

فصل سوم

۳-۱- مقدمه..... ۲۸

۳-۲- مسیر تک ذره ای الکترون ۲۹

۳-۳- رابطه پاشندگی ۳۱

۳-۴- نتایج عددی و نتیجه گیری ۳۳

فصل چهارم

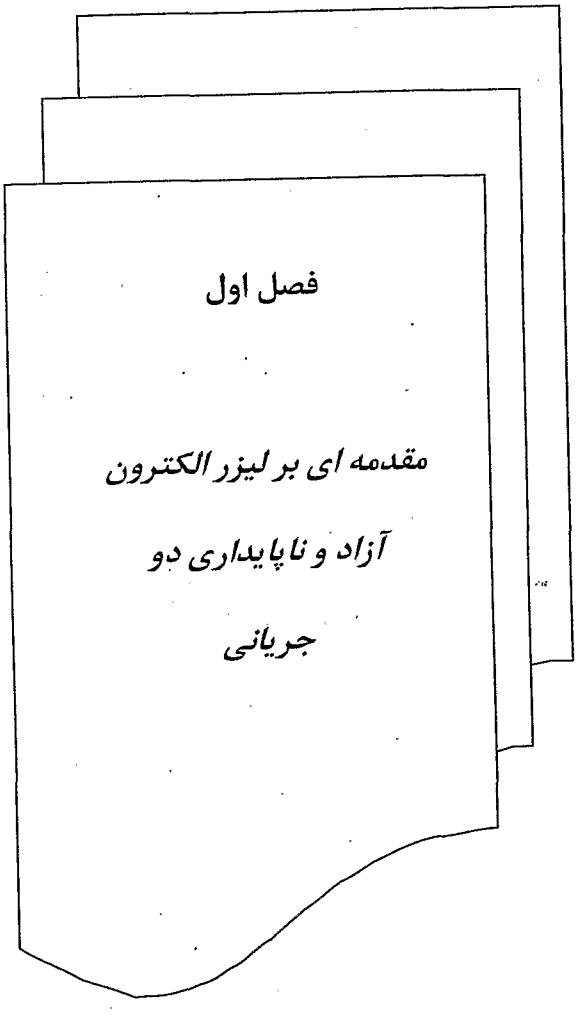
۴-۱- چکیده..... ۴۲

۴-۲- مقدمه ۴۳

۴-۳- مسیرهای الکترون..... ۴۴
۴-۴- بهره سیگنال کوچک..... ۴۹
۴-۵- نتایج عددی و نتیجه گیری..... ۵۱

فصل پنجم

۵-۱- چکیده..... ۶۱
۵-۲- مقدمه..... ۶۲
۵-۲- مسیرهای الکتروها..... ۶۳
۵-۳- مسیرهای الکترون ۶۴
۵-۴- معادله پاشندگی ۷۰
۵-۵- نتایج عددی و نتیجه گیری..... ۷۵


فصل اول
مقدمه ای بر لیزر الکترون
آزاد و ناپایداری دو
جریانی

۱-۱- مقدمه

لیزر الکترون آزاد (FEL)[۱] جزو تجهیزاتی به شمار می رود که برای انتقال انرژی جنبشی باریکه الکترون نسبیتی به تابش الکترومغناطیسی مورد استفاده قرار می گیرد. این وسیله متشکل از باریکه الکترون نسبیتی، که توسط شتابدهنده های خطی[۲]، میکروترون[۳] و ..... تولید می شود، و یک میدان مغناطیسی تناوبی، که به آن ویگلر[۴] گفته می شود، می باشد. زمانی که باریکه الکترون به همراه موج الکترومغناطیسی در امتداد محور میدان ویگلر عبور می کنند، باریکه الکترون نسبیتی شروع به نوسان در جهت عرضی می کند. در اثر حرکت الکترون در میدان ویگلر، الکترون دارای یک مؤلفه سرعت عرضی می شود، که در جهت مولفه عرضی میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی می باشد، که در نهایت این مولفه عرضی باعث تبادل انرژی بین الکترون و میدان تابشی می شود. انرژی جنبشی از الکترون استخراج و به تابش الکترومغناطیسی داده می شود. طول موج تابش توسط انرژی الکترون و دوره تناوب میدان ویگلر تعیین می شود. این سیستم می تواند برای فراهم آوردن یک منبع توانمند از تابش الکترومغناطیسی همدوس و قابل تنظیم بکار رود. این منبع می تواند برای عملکرد در طول موجهایی در بازه حدود یک سانتیمتر تا VUV و حتی X-RAY بکار رود. نیاز به چنین منبعی بدلیل محدودیتهایی بود که در تکنولوژی تیوپ های میکروویو[۵] برای تولید طول موجهای در حدود mm ناشی شده بود و همچنین بدلیل محدودیت هایی بود که در لیزرهای کوانتومی وجود داشت (تنها ناحیه محدودی از طیف الکترومغناطیسی را پوشش می دادند).

در یک لیزر الکترون آزاد انرژی جنبشی باریکه الکترونی به عنوان منبع انرژی آزاد استفاده می شود که به تابش الکترومغناطیسی به واسطه ویگلر منتقل می شود.

---

[۱] Free Electron Laser
[۲] Linear Accelerator
[۳] Microtron
[۴] Wiggler
[۵] Microwave

۱-۲- اصول اساسی عملکرد لیزر الکترون آزاد

برای فهم مکانیزم فیزیکی حاکم بر عملکرد لیزر الکترون آزاد ابتدا موضوع عمومی تر برهم کنش یک الکترون آزاد را با موج الکترومغناطیسی را در نظر می گیریم. موج الکترومغناطیسی به صورت زیر می باشد:

$$\vec{E} = \vec{E}\sin[kz - \omega t] \qquad (۱-۱)$$

که e، m_e و v به ترتیب بار، جرم و سرعت الکترون می باشند. γ فاکتور نسبیتی الکترون، $\vec{E}$ میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی و k و ω به ترتیب عدد موج و فرکانس هستند و c سرعت نور در خلا می باشد.

ابتدا فرض کنید که یک الکترون و موج الکترومغناطیس عرضی در یک جهت (z) در خلا با همدیگر در حال حرکت هستند، برای داشتن برهمکنش پایدار هر دو می بایست در راستای هم منتشر شوند. اما میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی عمود بر بردار سرعت الکترون است بنابراین مطابق با رابطه (۱-۱) هیچ کاری بر روی الکترون انجام نمی شود.

برای تولید مولفه محوری میدان الکتریکی برای موج الکترومغناطیسی، فرض می کنیم که انتشار در یک موجبر فلزی خالی صورت پذیرد. به عنوان مثال، یک موج TM در یک موجبر مستطیلی علاوه بر میدان الکتریکی عرضی دارای یک میدان الکتریکی محوری E_z نیز خواهد بود.

معادله انتقال انرژی برای یک الکترون که در امتداد محور حرکت می کند به صورت زیر می باشد:

$$\dot{\gamma} = \frac{e\beta_z E_z}{mc}\sin[ck(\beta_z - \beta_\phi)t + \phi_0] \qquad (۱-۲)$$

در معادله بالا v_{ph} سرعت فاز موج می باشد. برای داشتن تبادل خالص انرژی در طول یک متوسط زمانی، فاز در معادله بالا باید ثابت باشد. این به صورت واضح غیر ممکن است به خاطر اینکه سرعت های الکترون محدود به مقادیری کمتر از سرعت نور است و سرعت فاز موج الکترومغناطیسی در یک

موجبر خالی بزرگتر یا برابر سرعت نور است. این اختلاف بین سرعت الکترون و سرعت فاز موج بدین معناست که الکترون به لحاظ فازی از موج عقب می افتد و انرژی خالص تبادل شده بین الکترون و موج در یک بازه متوسط زمانی صفر خواهد بود.

اما اگر موجبر با محیط دی الکتریک پر شده باشد یا با یک اختلال متناوب، که عموماً ساختار موج آهسته[۶] نامیده می شود، همراه شود در این حالت موج الکترومغناطیسی یک مولفه محوری از میدان الکتریکی را خواهد داشت که سرعت فاز آن کمتر از سرعت نور می باشد، که نتیجه اش تبادل خالص انرژی خواهد بود. این اصول عملکری تیوپ های میکرو موج می باشد، به عنوان مثال تیوپ های انتقال موج[۷] و BWO[۸] متاسفانه اگر بخواهیم طول موج های کوتاهتر از ۱ میلیمتر را بدست آوریم این مکانیزم نمی تواند جفت شدگی مناسبی بین الکترون و موج بوجود آورد. با این حال اگر بتوانیم امواج آهسته ای تولید کنیم دامنه مولفه محوری میدان الکتریکی در فواصل دور از دیواره به سرعت بصورت نمایی تقلیل می یابد. برای جفت شدگی با چنین میدانی باریکه می بایست بسیار نزدیک به دیواره حرکت کند که غیر ممکن است. برای طول موج های فروسرخ و نواحی اطراف آن نوع جدیدی از مکانیزم کوپل شدگی بین الکترون و موج نیاز می باشد. نیاز به مکانیزم جدید توسط لیزر الکترون آزاد معرفی می شود. بر خلاف تجهیزات امواج آهسته که به واسطه میدان الکتریکی محوری کار می کردند، لیزر الکترون آزاد از میدان های مغناطیسی تناوبی برای دادن حرکت عرضی به الکترون و در نتیجه جفت شدن آن به مولفه های عرضی امواج الکترومغناطیسی فضای آزاد، استفاده می کند.

۱-۲-۱- نیروی گرانرو[۹]

برای فهم منشأ و نقش اساسی که به وسیله نیروی گرانرو در خوشه ای[۱۰] کردن الکترونها انجام می گردد، باریکه الکترونی با جریان پایین را در نظر می گیریم که از اثرات بارهای فضایی بتوان صرف نظر

---

[۶] Slow Wave Structure
[۷] Traveling Wave Tube
[۸] Backward Wave Oscillator
[۹] Pondermotive Force

کرد. فرض می کنیم که سرعت اولیه باریکه الکترونی در جهت محوری باشد($\vec{v}_z = v_{z0}\hat{e}_z$) و میدان ویگلر که در جهت y قطبیده شده است، به صورت زیر باشد:

$$\vec{B}_w = B_w Sin(k_w z)\hat{e}_y \qquad (۳-۱)$$

که v_{z0} سرعت محوری الکترون، B_w میدان مغناطیسی ویگلر، $k_w = 2\pi/\lambda_w$ ، و λ_w دوره تناوب ویگلر می باشد.

با استفاده از معادله نیروی لورنتس، الکترونهای باریکه سرعت عرضی در امتداد عمود بر جهت $\vec{v}_z$ و $\vec{B}_w$ به دست می آورند که توسط رابطه زیر داده می شود:

$$\vec{v}_w = v_w \cos(k_w z)\hat{e}_x \qquad (۳-۱)$$

حال حضور میدان الکترومغناطیسی که به صورت خطی قطبیده شده است، را در نظر می گیریم.

$$\mathbf{E} = E\cos(k z - \omega t)\hat{e}_x \qquad (۴-۱)$$

$$\mathbf{B} = B\cos(kz - \omega t)\hat{e}_y \qquad (۵-۱)$$

که در این رابطه $k = \omega/c$ عدد موج تابش می باشد. این میدان تابشی می تواند به عنوان یک طول موجی از تابش نویزی، در حالت نوسان کننده، یا توسط یک منبع خارجی، در حالت تقویت کننده، تامین شود.

به واسطه میدان ویگلر و میدان تابشی، نیروی گرانرو در جهت z به وجود می آید:

$$F_z = -\frac{eBv_w}{c} Sin[(k + k_w)z - \omega t] \qquad (۶-۱)$$

این نیروی گرانرو باعث به وجود آمدن سرعت δv_z می شود، که از رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{d\delta v_z}{dt} = -\frac{eBv_w}{\gamma m_e c} Sin[(k + k_w)z - \omega t] \qquad (۷-۱)$$

$$\Rightarrow \delta v_z = -\frac{eBv_w}{\gamma m_e c[(k + k_w)v_z - \omega]} Cos[(k + k_w)z - \omega t]$$

[۱۰] Bunching

که در نهایت یک چگالی جریان در جهت محوری را به وجود می آورد:

$$\delta J_z = -n_b e \delta v_z \qquad (۱-۸)$$

با استفاده از معادله پایستگی و رابطه (۱-۸) مدولاسیون چگالی[11] از رابطه زیر به دست می آید:

$$\delta n \propto Cos[(k + k_w)z - \omega t] \qquad (۱-۹)$$

مدولاسیون چگالی روی باریکه الکترونی، باعث به وجود آمدن جریان عرضی می شود که می تواند تابشی که هم فاز با آن است، را هدایت کند. این چگالی جریان عرضی از رابطه زیر تبعیت می کند:

$$\delta \mathbf{J} = -|\mathbf{e}|\delta n \mathbf{v}_w cos(kz - \omega t)\hat{e}_x \qquad (۱-۱۰)$$

در واقع این جفت شدگی چگالی مختل شده باریکه الکترونی و سرعت ویگلر می باشد که باعث تولید مولفه عرضی جریان می شود، که عدد موج و فرکانس آن برابر با موج تابشی اولیه است.

[11] Density Modulation

۱-۳- ناپایداری دوجریانی

ناپایداری باریکه های سرد می تواند برحسب جمع شدگی بارها[۱۲] تفسیر شود. یک افزایش محلی در چگالی بارها (الکتروها، برای یک لحظه) باعث القای اختلال در باریکه ای می شود که از میان تجمعی از الکترونها عبور می کنند. زمانی که الکترونهای داخل باریکه از میان تجمعی از الکترونها (که به واسطه اختلال ایجاد شده) که در حال سکون هستند، عبور می کند سرعتشان کم می شود. مطابق با پایستگی بار کم شدن سرعت الکترونها باعث افزایش چگالی الکترونها در نزدیکی تجمع الکترونها می شود.

(۱-۱۱)
$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = -\frac{\partial v}{\partial x}$$

بنابراین می توان اینگونه اشاره کرد که باریکه وارد شده به محیط تجمع الکترونها، باعث تغذیه تجمع الکترونها خواهد شد.

زمانی که چگالی القا شده نهایی در باریکه (δn_1) بیشتر از اختلال اولیه (δn_0) باشد، می توان گفت که ناپایداری اتفاق افتاده است.

یک حالت تعادل را در نظر بگیرید که دو باریکه الکترونی با چگالی های $n_{\alpha 0}$ و $n_{\beta 0}$ با سرعتهای یکنواخت $v_{\alpha 0}$ و $v_{\beta 0}$ در امتداد محور z حرکت می کنند. فرض می شود که سطح مقطع این باریکه ها بی نهایت باشد. و به واسطه حضور یونها در محیط میدانهای الکتریکی در حال تعادل خنثی شده باشند. همچنین فرض بر این است که یونها دارای جرم بی نهایت می باشند، و حرکت آنها در تحلیل ها در نظر گرفته نمی شود.

در پلاسمایی که نسبت به یک مرجع ساکن (یونها) حرکت می کند، امواج بار فضایی[۱۳] می تواند منتشر شود. در واقع این نوسانات پلاسما هستند که با حرکت خود در پلاسمای در حال حرکت باعث به وجود

[۱۲] Charge Bunching
[۱۳] Space-Charge

آمدن این نوع از امواج می شوند. رابطه پاشندگی مربوط به این حالت نشان می دهد که دو نوع از امواج الکترواستاتیک وجود دارد که معروف به امواج بار فضایی آهسته[۱۴] و تند[۱۵] می باشد.

در واقع برهم کنش امواج بار فضایی در این دو باریکه الکترونی است که باعث به وجود آمدن میدانهای الکتریکی می شود، که به صورت فضایی و زمانی رشد می کند. برای بدست آوردن رابطه پاشندگی که نحوه محاسبه نرخ رشد را می دهد، معادلات سیالی را به صورت خطی مختل می کنیم. معادله پیوستگی برای حالتی که چگالی و سرعت اختلالی به صورت $\hat{n}_{\alpha 1} \propto e^{ikz-i\omega t}$ و $v_{\alpha 1} \propto e^{ikz-i\omega t}$ با زمان و مکان تغییر کنند، به صورت زیر نوشته می شود.

$$-i\omega\hat{n}_{\alpha 1}+ik(\hat{n}_{\alpha 0}v_{\alpha 1}+\hat{n}_{\alpha 1}v_{\alpha 0})=0 \qquad (۱-۱۲)$$

$$-i\omega\hat{n}_{\beta 1}+ik(\hat{n}_{\beta 0}v_{\beta 1}+\hat{n}_{\beta 1}v_{\beta 0})=0 \qquad (۱-۱۳)$$

همچنین معادله انتقال تکانه برای سرعت اختلالی و میدان الکتریکی از رابطه زیر به دست می آید:

$$-i\omega v_{\alpha 1}+ikv_{\alpha 0}v_{\alpha 1}=-\frac{e}{m}E_1 \qquad (۱-۱۴)$$

$$-i\omega v_{\beta 1}+ikv_{\beta 0}v_{\beta 1}=-\frac{e}{m}E_1 \qquad (۱-۱۵)$$

توجه به این نکته اساسی می باشد که تنها میدان الکتریکی اختلالی در این معادلات مشترک می باشد. این میدان الکتریکی اختلالی و چگالی اختلالی به واسطه معادله پواسون به هم مربوط می شوند:

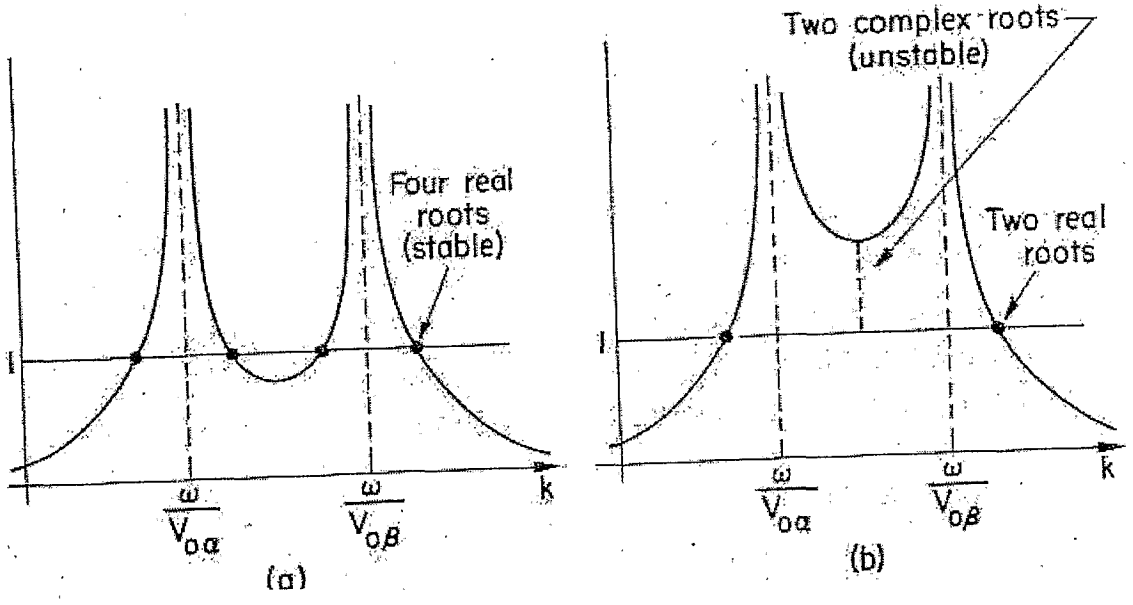
$$ikE_1=-4\pi e(\hat{n}_{\alpha 1}+\hat{n}_{\beta 1}) \qquad (۱-۱۶)$$

با استفاده از معادلات (۱-۱۲) تا (۱-۱۶) معادله پاشندگی برای دو باریکه الکترونی از رابطه زیر به دست می آید:

[۱۴] Slow Space-Charge Wave
[۱۵] Fast Space-Charge Wave

$$ik[1-\frac{\omega_{p\alpha}^2}{(\omega-kv_{\alpha 0})^2}-\frac{\omega_{p\beta}^2}{(\omega-kv_{\beta 0})^2}]$$

که در رابطه بالا $\omega_{p\alpha}^2$ و $\omega_{p\beta}^2$ فرکانس پلاسمایی هر یک از باریکه ها می باشد. این معادله می تواند برای فرکانس برحسب تابعی از عدد موج حل شود. به عنوان مثال فرض کنیم که عدد موج حقیقی باشد و رابطه پاشندگی برای فرکانس حل شود، که این فرکانس مختلط ($\omega=\omega_r+i\omega_i$) است. در این صورت مدهای نرمال ممکن است که برحسب زمان رشد کنند ($\omega_i>0$) یا برحسب زمان ثابت باشد ($\omega_i=0$) و یا اینکه بر حسب زمان افت کند ($\omega_i<0$). بهترین روش برای بررسی پایداری مدهای نرمال برای رابطه پاشندگی دو باریکه رسم معادله پاشندگی بر حسب عدد موج می باشد. این کار در شکل زیر نمایش داده شده است.



شکل بالا نشان می دهد که برای برای برخی فرکانس های حقیقی اگر اختلاف سرعت الکترونها بسیار گسترده باشد، در این حالت چهار ریشه مثبت وجود دارد. که این چهار ریشه همان چهار موج بار فضایی در دو باریکه می باشند که نشان می دهد در این حالت همگی پایدار می باشند. اما زمانی که سرعت باریکه های الکترونی نزدیک به هم باشد دو ریشه حقیقی و دو ریشه موهومی وجود دارد. این

بدان معنی می باشد که دو تا از موجهای بار فضایی ناپایدار شده اند. بنابراین این ریشه های موهومی این امکان را فراهم می آورند که امواجی وجود داشته باشد که رشد کنند و یا افت کنند (این بستگی به علامت قسمت موهومی دارد).

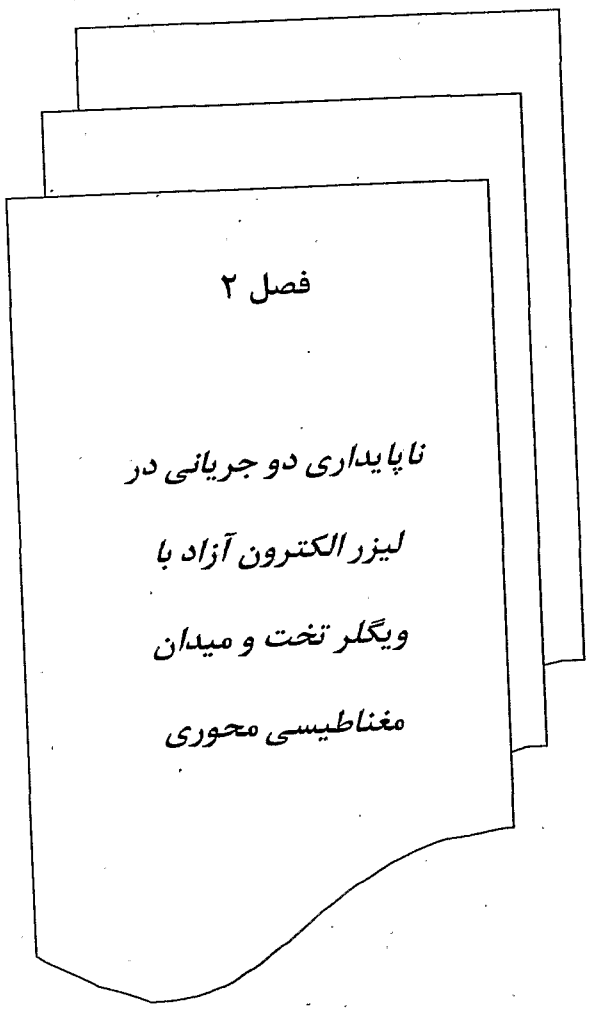
۱-۴- ناپایداری دو جریانی در لیزر الکترون آزاد

در اوایل دهه هفتاد Madey به صورت تئوری نشان داد که امواج الکترومغناطیسی می توانند به وسیله باریکه نسبیتی الکترون که از میان یک میدان عرضی عبور می کند، تقویت شود. این موضوع به صورت تجربی توسط Elias و همکارانش تایید شد. از آن زمان به بعد تلاشهای زیادی برای فهم تئوری این پدیده صورت پذیرفت. تا این زمان تعداد متعددی لیزر الکترون آزاد وجود داشت که در رژیم های متفاوتی از طیف طول موجی کار می کردند. بسته به پارامترهای باریکه الکترونی و ویگلر، این سیستم ها به سه دسته تقسیم می شوند، که عبارتند از: رژیم کامپتون بهره پایین، رژیم کامپتون بهره بالا و رژیم رامان. در رژیم کامپتون با بهره پایین بهره موج الکترومغناطیسی به صورت خطی می باشد. در حالی که در دو رژیم دیگر بهره به صورت نمایی می باشد.

یکی از مشخصه های اصلی باریکه الکترونی که مشترک در تمام لیزهای الکترون آزاد می باشد، این می باشد که باریکه الکترونی زمانی که در فضای آزاد حرکت می کند، به صورت الکترواستاتیکی پایدار می باشد. در تمام این سیستمها تابع توزیع باریکه الکترونی دارای یک پیک واحد می باشد. مطابق با Penrose criterion[۴] یک چنین تابع توزیعی به یک باریکه پایدار منجر می شود، به این معنی که اختلال در میدانهای الکترواستاتیک باریکه از بین رفته و رشد نمی کند. علاوه بر این در لیزر الکترون آزاد که در رژیم رامان کار می کند، تابش الکترومغناطیسی به صورت نمایی توسط باریکه الکترونی تقویت می شود، که این امر به ناپایدار شدن باریکه الکترونی برمی گردد. اما در رژیم کامپتون مد الکترواستاتیک هیچ نقشی ندارد و الکترونها به صورت غیر مستقیم با تابش الکترومغناطیسی برهم

کنش انجام می دهند. پس در حالت کلی زمانی که در رژیم رامان کار می کنیم، زمانی که الکترون وارد ویگلر نشده امواج الکترواستاتیکی پایدار هستند و تابش الکترومغناطیسی با یک موج الکترواستاتیکی پایدار بر هم کنش می کند.

اما زمانی که باریکه الکترونی داری یک پیک ساده نباشد و البته دارای یک تابع توزیع پیچیده باشد، در این حالت امواج الکترواستاتیک طولی ممکن است که ناپایدار شوند. بنابراین زمانی که بازیکه همراه با تابش به داخل ویگلر تزریق می شوند، امواج ناپایدار الکترواستاتیک با تابش جفت شده و در نهایت تابش الکترومغناطیسی تقویت می شوند. زمانی که دو باریکه الکترونی در فضای آزاد حرکت می کنند، چهار مد الکترواستاتیک طولی وجود دارد. بسته به پارامترهای باریکه همانند: اختلاف سرعت باریکه ها، شدت نسبی باریکه ها، یکی از مدها ناپایدار خواهد شد. این چنین رفتاری مشهور به ناپایداری دو جریانی می باشد. در داخل ویگلر مدها می توانند با مدهای الکترومغناطیسی عرضی جفت شوند. بنابراین در حالت کلی می توان گفت که با اضافه کردن مدهای الکترومغناطیسی اصلی پنج مد در سیستم منتشر می شوند (در لیزر الکترون آزاد معمول تنها سه مد منتشر می شود.). قسمتی از این مدها می توانند ناپایدار باشند. زمانی که مدهای الکترواستاتیک سیستم ناپایدار باشند، بهره در مقایسه با لیزرالکترون آزاد با یک باریکه افزایش قابل توجهی می یابد. به عنوان مثال دوباریکه الکترونی سرد با سرعتهای متفاوت و شدت های متفاوت را در نظر می گیریم. این پیکربندی منجر به یک ناپایداری دو جریانی می شود که مدهای الکترواستاتیک به صورت نمایی رشد می کنند. زمانی که مدهای الکترواستاتیک به واسطه ویگلر به موج الکترومغناطیسی کوپل می شوند، نرخ رشد دومی (موج الکترومغناطیسی) بسیار بیشتر از حالتی خواهد بود که در لیزرهای الکترون آزاد معمولی داشتیم.


فصل ۲
ناپایداری دو جریانی در
لیزر الکترون آزاد با
ویگلر تخت و میدان
مغناطیسی محوری