

افزایش تشعشع تراهرتز اسمیت پارسلی در موجبر با دیواره جانبی

انیس سلطانی^۱، بیژن فرخی^۲

^۱ کارشناسی ارشد فیزیک، گروه فیزیک، دانشگاه اراک

^۲ عضو هیات علمی گروه فیزیک، دانشگاه اراک

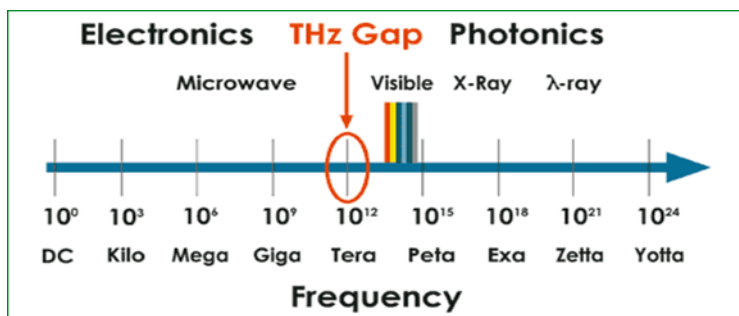
چکیده

هنگامی که پرتو الکترونی از نزدیکی یک صفحه رسانای توری عبور می‌کند، امواج الکترومغناطیسی در فضای اطراف گسیل می‌شود. طول، عرض و ارتفاع شیارها و عوامل دیگری که به انرژی و مشخصات پرتو الکترونی وابسته است در فرکانس این امواج موثر است. تولید امواج الکترومغناطیسی در ناحیه تراهرتز از جمله اهداف طراحی این وسیله است. امواج تراهرتز در اغلب مطالعات فیزیک، شیمی و زیست کاربرد دارد. همچنین برای تولید لیزر الکترون آزاد در این ناحیه فرکانسی از اسمیت پارسل استفاده می‌شود. در این پژوهش بوسیله توری دیواره جانبی رسانا به تولید امواج تراهرتز پرداخته می‌شود. افزایش شدت این امواج نیز از جمله اهداف این پژوهش است. حضور دیواره‌های جانبی تغییرات مهمی را نیز در رابطه پراکندگی ایجاد می‌کند، و همچنین باعث کاهش جریان شروع و بهبود دامنه میدان الکتریکی شده و دامنه میدان رشد نمایی را تجربه می‌کند.

واژه‌های کلیدی: امواج تراهرتز، تابش اسمیت پارسل، توری با دیواره جانبی

۱- مقدمه

در حالی که امواج رادیویی و مایکروویو^۱ به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته بودند اما تحقیقات در منطقه تراهرتز عقب مانده بود. دستگاه‌های تراهرتز از ۰.۱ THz تا ۱۰ THz که بین دو محدوده فرکانسی مادون قرمز^۲ و مایکروویو فعالیت می‌کنند در نظر گرفته می‌شود همانطور که در شکل (۱) نشان داده شده [۱۵].



شکل (۱): طیف فرکانس امواج الکترومغناطیسی

شکل ۱ طیف فرکانس امواج الکترومغناطیسی نشان می‌دهد که در آن فرکانسهای تراهرتز در طیف الکترومغناطیسی قرار می‌گیرند.

کاربرد امواج تراهرتز

بخش فرکانس پایین منطقه تراهرتز که به عنوان امواج میلی‌متری شناخته می‌شود [۱۷].. عمدتاً برای ارتباطات از ماهواره به تلفن‌های همراه و انتقال داده بی‌سیم مورد استفاده قرار می‌گیرد.. حتی تصویربرداری پزشکی با استفاده از این منطقه مانند تصویربرداری رزونانس مغناطیسی^۳ امکان‌پذیر می‌شود [۱۵].. طیف تراهرتز دارای ویژگی‌های منحصر به فرد و دست‌نیافتنی است که باعث جذاب شدن آن برای تصویربرداری و سنجش برنامه‌های کاربردی می‌شود.. فیزیک، زیست‌شناسی، شیمی، پزشکی، ستاره‌شناسی، دفاع و امنیت همگی از طیف تراهرتز استفاده می‌کنند [۱۵].

طبقه‌بندی تراهرتز

منابع تولید تراهرتز به سه دسته تقسیم می‌شوند :

لیزرهای گازی : منابع لیزری از طریق تاباندن لیزر به نیمه‌رساناها ، کریستال‌های غیرخطی و یا پلاسما می‌توان تابش تراهرتز تولید کرد و این لیزرها در گستره طول موج خطوط زیادی در حدود صدها خط بین $40 - 1000 \mu\text{m}$ را ارائه می‌دهند ، اما مشکل این چشمه‌ها این است که از لحاظ ذاتی قابل تنظیم نیستند [۵].

قطعات حالت جامد : منابع حالت جامد تولید امواج تراهرتز خود به چند دسته تقسیم می‌شوند به عنوان مثال ؛

۱.. لیزرهای ژرمانیوم نوع : p این لیزرها به طور پیوسته از ۱-۴ THz قابل تنظیم می‌باشد اما به یک میدان مغناطیسی خارجی بزرگ حداقل (۱T) نیاز دارند و عموماً در دمای ۲۰ کلوین کار می‌کنند [۵].

۲.. لیزرهای آبشار کوانتومی (QCL) : در لیزرهای آبشار کوانتومی الکترون‌هایی که در یک ساختار ابر شبکه تحت یک میدان الکتریکی قرار می‌گیرند باعث گذار از یک باند به باند دیگر می‌شوند و این باعث گسیل فوتون می‌گردد اولین Qcl در ناحیه ۴.۴THz با توان متوسط ۲mW در دمای 50 K° به کار رفت [۳][۱۶].

¹ Microwave

² InfraRed

³ magnetic Resonance Imaging (MRI)

دستگاه‌های راندن پرتو الکترونی: دستگاه‌هایی که از باریکه الکترونی برای تابش استفاده می‌کنند و مبنای کار کلیه این دستگاه‌ها برهمکنش باریکه‌ای از الکترون‌ها با میدان الکتریکی در کنش با این باریکه و تبادل انرژی میان آن دو است. این میدان الکتریکی ممکن است توسط یک عامل خارجی تولید شود یا میدان ناشی از خود الکترون‌ها باشد و با توجه به سرعت حرکت الکترون‌ها نسبت به سرعت فاز میدان الکتریکی برهم‌کنش آن‌ها را می‌توان به دو دسته کلی موج سریع و آهسته دسته‌بندی کرد.

موج آهسته: هنگامی که سرعت الکترون‌ها از سرعت فاز میدان الکتریکی بیشتر باشد برهم‌کنش را موج آهسته و انرژی از الکترون به موجب انتقال داده می‌شود. انرژی انتقال داده شده به میدان را می‌توان از دستگاه خارج نموده و از آن به عنوان تابش ناشی از باریکه الکترونی در فرکانس خاص و با شدت معین استفاده کرد. از جمله دستگاه‌هایی که با این روش کار می‌کنند می‌توان به سینکروترون‌ها^۴ (نوعی از شتابدهنده‌ی ذرات به شکل حلقه‌ی دایره‌ای) و نوسانگرهای موج بازگشتی و لیزرهای الکترون آزاد اشاره کرد.

تئوری توری ورقه‌ای سه بعدی

در این بخش بحثمان را راجع به رویکرد سامرفلد^۵ [۲۴] در بخش ۲۰ کتاب کلاسیک او [۲۴] آغاز می‌کنیم. این بخش از پژوهش به موضوع امواج سطحی هدایت شده در امتداد یک سطح استوانه‌ای از مقطع دلخواه می‌پردازد و نتایج صریح فرمول‌ها، برای مولفه‌های عرضی از نظر مشتقات عرضی اجزای طول E_x و H_x هستند.

ملاحظات عمومی در ساختار موج متقارن استوانه‌ای تقریباً به طور انحصاری به امواج سطحی که در امتداد اجسام استوانه‌ای هدایت می‌شوند پرداخته شده. فرض کنید که تحریک‌پذیری بگونه‌ای باشد که فرآیند در زمان با فرکانس چرخشی ω متناوب باشد.

محاسبه انتشار و میرایی امواج که در جهت محور استوانه پیش می‌رود. که ما باید به عنوان جهت محور مختصات x انتخاب کنیم سپس تبدیل به هدف اولیه می‌شود. بخش متقاطع استوانه‌ای هادی " یا همچنین غیر هادی " را بطور موقت نامعلوم نگه داشته می‌شود. انتشار و میرایی با یک عدد موج مختلط h بیان می‌شود که با عدد موج حقیقی $k = \omega/c$ در خلاء متفاوت است. یک نوع موج با وابستگی به x و t در نظر گرفته می‌شود:

$$\exp \{i(hx - \omega t)\}$$

برای ساختار استوانه‌ای فرض شده است که میدان موج، h لزوماً همان مقدار خارج و در داخل سطوح هدایت می‌شود. همانطور که در مورد ω اتفاق می‌افتد.

ما در صفحه عمود بر محور x یک سیستم متعامد u و v و dx و du و dv تعریف می‌کنیم. به این ترتیب یک سیستم مختصات راستگرد را تشکیل می‌دهند. برای عنصر خطی در فضا ما می‌نویسیم:

$$ds^2 = dx^2 + g_u^2 du + g_v^2 dv \dots\dots\dots$$

که $S = E \times H \dots\dots\dots$ و g_v و g_u در اینجا توابع u و v را ارائه می‌دهند مقطع عرضی که ثابت است یعنی مستقل از x برای هر رسانا و ممکن است برای رساناهای مختلف متفاوت باشد. مختصات u و v در هر مورد خاص به شکل مقطع عرضی است. ما خود را برای محاسبه مولفه‌های E_u و E_v و H_u و H_v از مولفه‌های طولی E_x و H_x تنظیم کردیم. این بدون ایجاد مفروضات خاص در رابطه با بخش‌های متقاطع از رساناهای استوانه‌ای که موج را هدایت

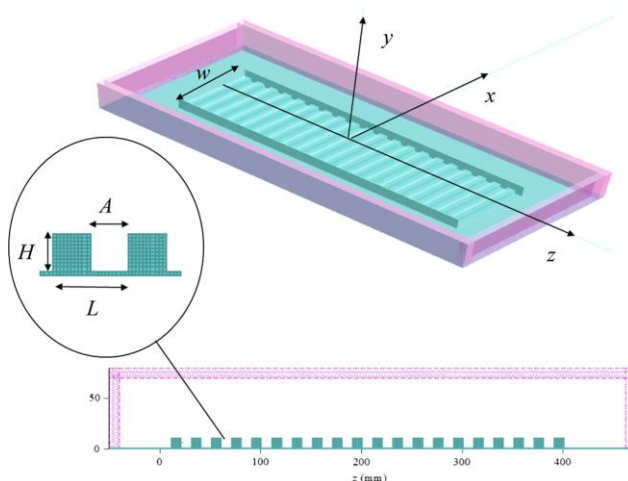
⁴ Synchrotron

⁵ Sommerfeld's

می‌کنند و بدون در نظر گرفتن شرایط مرزی مربوطه، همچنین بدون فرض اینکه معادله موج در مختصات u و v قابل جداسازی است، ممکن است.. ساختار کلی میدان موج، نه تنها برای خارج از رسانه‌ها، بلکه با انتخاب متغیر ثابت، به داخل آن‌ها نیز اعمال می‌شود..

معادلات ماکسول در توری

در اینجا محور x (در امتداد شیارها) به عنوان مسیر انتشار و یک شکل $e^{i(qx-\omega t)}$ انتخاب می‌شود و برای همه فرض می‌شود ما از q به جای h سامرفلد برای عدد موج و قسمت حقیقی، استفاده می‌کنیم اگرچه سامرفلد از مختصات تعمیم‌یافته u و v برای جهت عرضی استفاده می‌کند، ما فقط به جای مختصات دکارتی (y صفحه عادی توری) و Z (صفحه عمود بر شیارها) همانطور که در شکل (۲) نشان داده شده است نیاز داریم.



شکل (۲): طرح هندسه شبیه سازی سه بعدی مجیک

در شکل ۲ طرح هندسه شبیه‌سازی سه‌بعدی مجیک، نشان دادن توری در محیط اطراف خود، به همراه یک بخش عرضی که نشان‌دهنده پارامترهای توری و ارتفاع حجم شبیه‌سازی است.. دیوارها از "فضای آزاد" تشکیل شده‌اند که تابش ناشی از توری را جذب می‌کنند. و نتایج (در خلاء و با $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$)

$$E_y = i(q \frac{\partial E_y}{\partial y} + \mu_0 \omega \frac{\partial H_x}{\partial z}) / (\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) \dots\dots\dots$$

$$\dots\dots\dots E_z = i(q \frac{\partial E_x}{\partial z} + \mu_0 \omega \frac{\partial H_x}{\partial y}) / (\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) \dots\dots\dots$$

$$\dots\dots H_y = i(q \frac{\partial H_y}{\partial y} + \epsilon_0 \omega \frac{\partial E_x}{\partial z}) / (\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) \dots\dots\dots$$

$$\dots\dots H_z = i(q \frac{\partial H_y}{\partial z} + \epsilon_0 \omega \frac{\partial E_x}{\partial y}) / (\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) \dots\dots\dots (۱ - ۳)$$

در اینجا اجزاء طولی فرض می‌شوند که معادله موج را برآورده می‌کند.

$$\dots\dots\dots (\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} q^2 + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2) E_x(y, z) = 0 \dots\dots\dots (۲ - ۳)$$

با یک معادله یکسان برای H_x : $\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} q^2 + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2\right) H_x(y, z) = 0$

برای توری ورقه‌ای، سطح $y = 0$ را به عنوان بالای توری بی‌نهایت بلند و عریض انتخاب می‌کنیم. A, L و H که به ترتیب دوره، پهنای شیار و عمق شیار را مشخص می‌کنند نشان می‌دهند. در شیار $-H \leq y \leq 0$ و $0 \leq z \leq A$ شرایط مرزی رسانای کامل به فرم زیر برآورده می‌شود:

$$H_x^g(y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^g \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} \dots\dots\dots$$

$$E_x^g(y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n^g \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} \dots\dots\dots (3-3)$$

که $\kappa_n = \left(\frac{n\pi z}{A}\right)^2 + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$ و E_n^g و H_n^g اعداد مختلط هستند که تعیین می‌شوند.

فرآیند جایگذاری معادله (۲-۳) در (۱-۳) :

$$E_y^g(y, z) = i\left(\sum_{n=1}^{\infty} q \frac{\partial}{\partial y} \left(E_n^g \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right) + \mu_0 \omega \frac{\partial}{\partial z} \left(H_n^g \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right)\right) \div$$

$$(\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) = i\left[\sum_{n=1}^{\infty} (E_n^g q \kappa_n - \mu_0 \omega \frac{n\pi}{A}) \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right] / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right).$$

..

.....

$$E_z^g(y, z) = i\left(\sum_{n=0}^{\infty} q \frac{\partial}{\partial z} \left(E_n^g \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right) - \mu_0 \omega \frac{\partial}{\partial y} \left(H_n^g \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right)\right) \div$$

$$(\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) = i\left[\sum_{n=0}^{\infty} \left(E_n^g q \frac{n\pi}{A} - \mu_0 \kappa_n H_n^g \omega\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right] / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right)$$

$$H_y^g(y, z) = i\left(\sum_{n=0}^{\infty} q \frac{\partial}{\partial y} \left(H_n^g \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right) + \epsilon_0 \omega \frac{\partial}{\partial z} \left(E_n^g \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right)\right) \div$$

$$(\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) = i\left[\sum_{n=0}^{\infty} \left(H_n^g q \kappa_n - \epsilon_0 \omega E_n^g \frac{n\pi}{A}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right] / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right)$$

..

$$H_z^g(y, z) = i\left(\sum_{n=1}^{\infty} q \frac{\partial}{\partial y} \left(H_n^g \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right) + \epsilon_0 \omega \frac{\partial}{\partial z} \left(E_n^g \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right)\right) \div$$

$$(\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 - q^2) = i\left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(-q H_n^g \frac{n\pi}{A} - \epsilon_0 \omega \kappa_n E_n^g\right) \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)}\right] / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right)$$

قسمت های باقی مانده از معادله (۱-۳) که نوشته می شوند عبارتند از:

$$E_y^g(y, z) = i\left[\sum_{n=1}^{\infty} q \kappa_n E_n^g - \mu_0 \omega \frac{n\pi}{A}\right] \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right) \dots$$

$$E_z^g(y, z) = i\left[\sum_{n=0}^{\infty} q \frac{n\pi}{A} E_n^g - \omega \mu_0 \kappa_n H_n^g\right] \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} / \left(\frac{\omega^2}{c^2} - q^2\right)$$

$$\dots H_y^g(y, z) = i[\sum_{n=0}^{\infty} q\kappa_n H_n^g - \epsilon_0 \omega \frac{n\pi}{A} E_n^g] \cos\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\sinh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2)$$

$$H_z^g(y, z) = -i[\sum_{n=1}^{\infty} q \frac{n\pi}{A} H_n^g - \epsilon_0 \omega \kappa_n E_n^g] \sin\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \frac{\cosh[\kappa_n(y+H)]}{\cosh(\kappa_n H)} \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2)$$

(۴ - ۳) .

در ناحیه بالای توری $0 \leq y$ شکل‌های Floquet برای H_x و E_x بکار می‌روند:

$$\dots H_x^a(y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} H_p^a e^{i(k+pK)z - \alpha_p y} \dots (۵ - ۳)$$

$$\dots E_x^a(y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} E_p^a e^{i(k+pK)z - \alpha_p y} \dots (۶ - ۳)$$

که در آن k نشان‌دهنده عدد موج محوری، $K = \frac{2\pi}{L}$ ، $\alpha_p^2 = (k + pK)^2 + q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$ و E_p^a عواملی هستند که باید تعیین شوند. درباره اجزاء دیگر از معادله (۱-۳) پیروی می‌کنند:

$$\dots E_y^a(y, z) = [\sum_{p=-\infty}^{\infty} [-iq\alpha_p E_p^a - \mu_0 \omega (k + pK) H_p^a] e^{-\alpha_p y + i(k+pK)z}] \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2) \dots$$

$$\dots E_z^a(y, z) = [\sum_{p=-\infty}^{\infty} [-qE_p^a (k + pK) + i\mu_0 \omega \alpha_p H_p^a] e^{-\alpha_p y + i(k+pK)z}] \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2) \dots$$

$$\dots H_y^a(y, z) = [\sum_{p=-\infty}^{\infty} [-iq\alpha_p H_p^a + \epsilon_0 \omega (k + pK) E_p^a] e^{-\alpha_p y + i(k+pK)z}] \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2) \dots$$

$$\dots H_z^a(y, z) = [\sum_{p=-\infty}^{\infty} [-qH_p^a (k + pK) + i\epsilon_0 \omega \alpha_p E_p^a] e^{-\alpha_p y + i(k+pK)z}] \Big/ (\frac{\omega^2}{c^2} - q^2) \dots (۷ - ۳)$$

سامرفلد همچنین اشاره می‌کند که:

$$\dots \epsilon_0 \omega E_z + qH_y = -i \frac{\partial H_x}{\partial y} \dots (۸-۳)$$

$$\dots \mu_0 \omega H_z - qE_y = i \frac{\partial E_x}{\partial y} \dots (۹-۳)$$

می‌کنند.

توضیح در مورد نظریه AJB

AJB یک نظریه سه‌بعدی را برای یک توری با دیواره‌های جانبی پیشنهاد کرد و همان‌طور که دیدیم منجر به یک رابطه پراکندگی متفاوت شد. به طور خاص معادله (۱-۳) را برآورده نمی‌کند. فرض شده مولفه‌های محوری میدان مغناطیسی یعنی $B_z = 0$ محو می‌شود. این فرضیه در دوبعدی معتبر است. AJB فرض می‌کند که آن را نیز در سه بعد نگه می‌دارد. راه حل ما که ادعا می‌کنیم دارای اعتبار عمومی است، اجازه این کار را نمی‌دهد. با این حال اثبات صریح‌تری لازم است و ما آن را در اینجا مشخص می‌کنیم.

فرض می‌کنیم که میدان مغناطیسی AJB ممکن است نوشته شود. برای یک توری دیواره جانبی و فاکتور $e^{-i\omega t}$ حذف می‌شود: به عنوان؛

$$\dots \vec{B}(x, y, z) = \cos(qx)b_x(y, z)\hat{e}_x + \sin(qx)b_y(y, z)\hat{e}_y \dots (۳۰ - ۳)$$

از بین رفتن واگرایی ممکن است به این معنی باشد که:

$$\dots\dots\dots \frac{\partial b_y(y,z)}{\partial y} = q b_x(y,z) \dots\dots\dots (31 - 3)$$

نشان می‌دهد که تابع $b_x(y, z)$ یک علامت ثابت به عنوان تابع y دارد. به طور خاص آن ماکزیمم در بالای دندان است و سپس با افزایش y به سرعت تنزل پیدا می‌کند و هیچ رفتار نوسانی نشان نمی‌دهد.

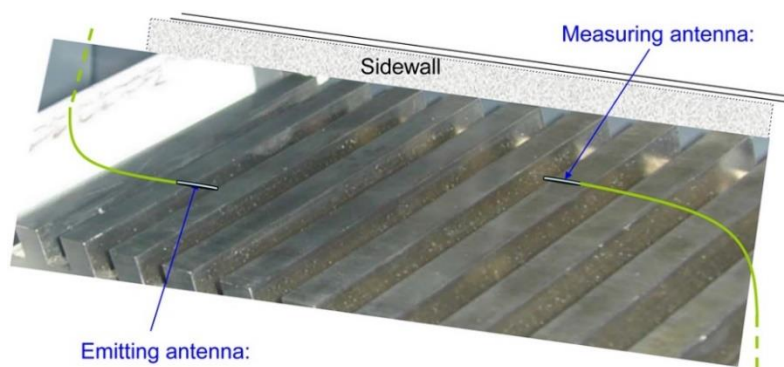
از معادله زیر (۳۱-۳) حاصل می‌شود که توسط $b_y(y, z)$ مشتق شد با توجه به y نیز علامت ثابت است بدین معنی $b_y(y, z)$ بطور یکنواخت در حال افزایش یا کاهش است. اما شرایط مرزی نیاز به $b_y(y, z)$ در بالای دندان و در پایین شیار از بین می‌رود، در حالی که رفتارهای ناپایدار بی نهایت y نیاز دارد تا از بین برود. واضح است این کار غیرممکن است و یک تناقض حاصل می‌شود. استدلال مشابه ساخته شده می‌تواند نشان دهد که مولفه E_x که باید در بالای تمام دندانها، در پایین همه شیارها نیز از بین برود و به عنوان $y \rightarrow \infty$ یک تابع یکنواختی y است. ما نتیجه می‌گیریم که فرضیه اصلی فرض شده توسط AJB منجر به رفتار متناقض برای هر دوی E_x و B_y می‌شود.

مقایسه با شبیه‌سازی و اندازه‌گیری

در حمایت از این نظریه نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی‌ها، همراه با اندازه‌گیری‌های انتقال انجام شده بر روی دوری با استفاده از تحلیلگر توری ارائه شده است. این توری در شبیه‌سازی سه‌بعدی مجیک برای انتخاب پارامترهای مورد استفاده در نمایش آزمایش یعنی بیست دوره از طول. با $L = 2\text{cm}$ ، $A = H = 1\text{cm}$ ، عرض توری $w = 10\text{cm}$. سطح آن به عنوان یک رسانای کامل با میدان الکتریکی مماسی محو شده و مولفه میدان مغناطیسی نرمال در نظر گرفته شده است.

در شبیه‌سازی مجیک، تمام شش مولفه میدان الکترومغناطیسی محاسبه شده است. به منظور دستیابی به یک ایده حدسی در مورد خواص انتقال پینگ یا میدان الکترومغناطیسی موضعی متوالی کوتاه در جریان رو به بالای شیار، سپس میدان سمت پایین توری برانگیخته شده است. و سیگنال‌های زمانی میدان مغناطیسی B_x در یک شیار جریان رو به پایین مشاهده می‌شود. از تبدیل سریع فوری (FFT) این سیگنال زمان، طیف فرکانسی که می‌تواند انتشار یابد بلافاصله بدست می‌آید. سپس با در نظر گرفتن فرکانس‌هایی که به خوبی انتشار می‌یابند، ما یک منبع جریان تک رنگ را با فرکانس مشخص که در شیار اول قرار دارد شبیه‌سازی می‌کنیم، و از ابزارهای مختلف مجیک برای مطالعه خواص میدان‌های که در جریان رو به پایین انتشار می‌یابند استفاده می‌کنیم. در میان اینها، تاریخچه زمانی میدانها در یک نقطه، وابستگی فضا یک مولفه در امتداد یک خط مشخص در فضای (به موازات یکی از محورها) در زمان ثابت و نقشه‌های کانتور هر صفحه از توری (که نرمال در امتداد یک محور) برای هر مولفه میدان در یک زمان ثابت قرار دارد.

با تبدیل فوری سریع از ظرفیت مجیک میزان وابستگی فرکانس و عدد موج سیگنال‌ها به منظور آزمایش، پیش‌بینی‌های نظری بخش قبلی تعیین می‌شود. یک مدل تحلیلی HP 8510 برای اندازه‌گیری انتهای موج سطح توری برای دو نقطه دلخواه استفاده شده است. این قضیه در شکل (۲) نشان داده شد که معمولاً بالای یک شیار در مقادیر مختصات y انتخاب شده است. بیشترین اندازه‌گیری‌ها با دیواره‌های جانبی، که با اتصال صفحه‌های رسانا در انتهای شیارها انجام شد. همان‌طور که نشان داده شده است اتصالات با آنتن‌های خطی کوتاه منتهی شد که جهت تحریک و دریافت مولفه E_z به کار گرفته شدند.



شکل (۳): عکس از توری در حین اندازه‌گیری ضریب انتقال

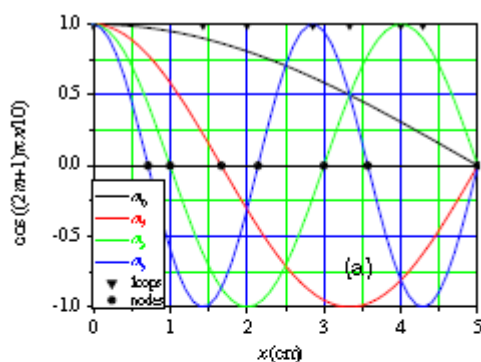
در شکل ۳ عکس از توری در حین اندازه‌گیری ضریب انتقال، آنتن‌های متصل به آنالایزر شبکه را نشان می‌دهد. یک دیوار جانبی برای نشان دادن موقعیت خود ترسیم شده است.

پاسخ توری به پینگ در شبیه‌سازی

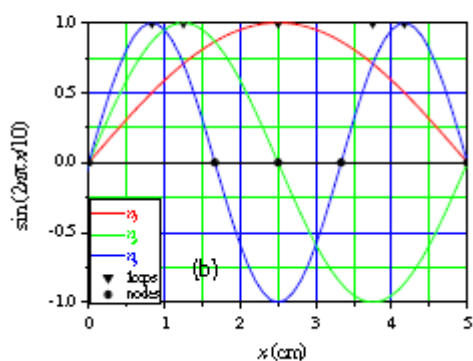
اگر جریان متوالی خیلی کوتاه (پینگ) برای تحریک امواج سطح توری استفاده شود طیف فرکانس مربوطه گسترده خواهد بود. بنابراین تنها فرکانس‌هایی که نسبتاً پراکندگی را برآورده می‌کنند، می‌توانند در پایین توری پراکنده شوند.

با مشاهده میدان B_x در یک نقطه به سمت پایین از منبع جریان و انجام یک FFT، فرد فوراً مشاهده می‌کند که چه باندهای فرکانسی مجاز هستند. در شبیه‌سازی‌های دوبعدی همه فرکانس‌ها تا حداکثر (تقریباً حداکثر ۴/۷ GHz برای توری‌ها) مشاهده می‌شوند اما هیچکدام از آن‌ها بالاتر از این نیست و در مقابل سیگنال‌های مشاهده شده در شبیه‌سازی سه بعدی یک سری از باندهای مجاز را نشان می‌دهد که فراتر از محدوده‌ی دوبعدی هستند. هنگامی که توری دارای دیواره جانبی است، حالت‌های عرضی به خوبی تعریف شده با گره‌ها و حلقه‌ها دیده می‌شوند.

در شکل (a) (۴) مشخصات عرضی B_x برای چهار حالت متقارن با $2m$ گره داخلی نشان داده می‌شود. سه حالت پایین نامتقارن با $2n - 1$ گره داخلی در (b) (۴) نشان داده شده است. گره‌ها و حلقه‌ها به ترتیب با حلقه‌های جامد و مثلث نشان داده می‌شوند. اگر هر یک از دو منبع فعلی جریان و یا نقطه مشاهده در یک گره قرار گیرد حالت مربوطه تحریک نخواهد شد (یا ضعیف است، اگر موقعیت نادرست باشد). در مقابل، اگر هر دو حلقه در یک حالت قرار داده شوند، باید سیگنال آشکار باشد.



(الف)



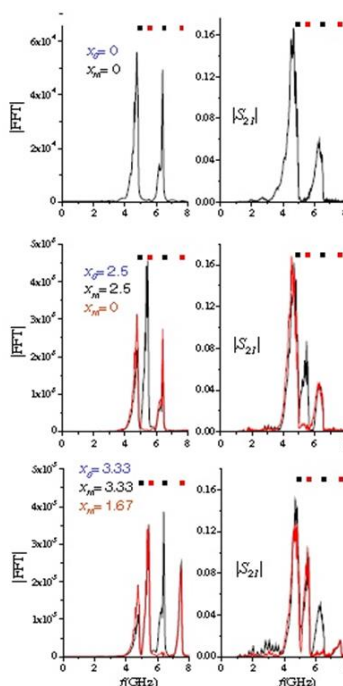
(ب)

شکل (۴): مشخصات عرضی چهارتا از پایین ترین حالت‌های متقارن بررسی توری با دیواره جانبی الف) سه تا از

پایین ترین حالت‌های نامتقارن ب) گره‌ها و حلقه

در شکل ۴ مشخصات عرضی چهارتا از پایین ترین حالت‌های متقارن بررسی توری با دیواره جانبی، الف) سه تا از پایین ترین حالت‌های نامتقارن، ب) گره‌ها و حلقه نشان داده شده است.

شکل (۵) برای فرکانس‌های پایین و شکل (۶) برای فرکانس‌های بالا طیف‌های مربوط به ۱۱ پینگ مختلف را نشان داده‌ایم. ضلع سمت چپ این ارقام مدول FFT را برای پینگ نشان می‌دهد، در حالی که طرف‌های راست مدول ضریب انتقال اندازه گیری شده را نشان می‌دهند. ما از شش موقعیت عرضی متمایز برای انتشار و مشاهده استفاده کردیم؛

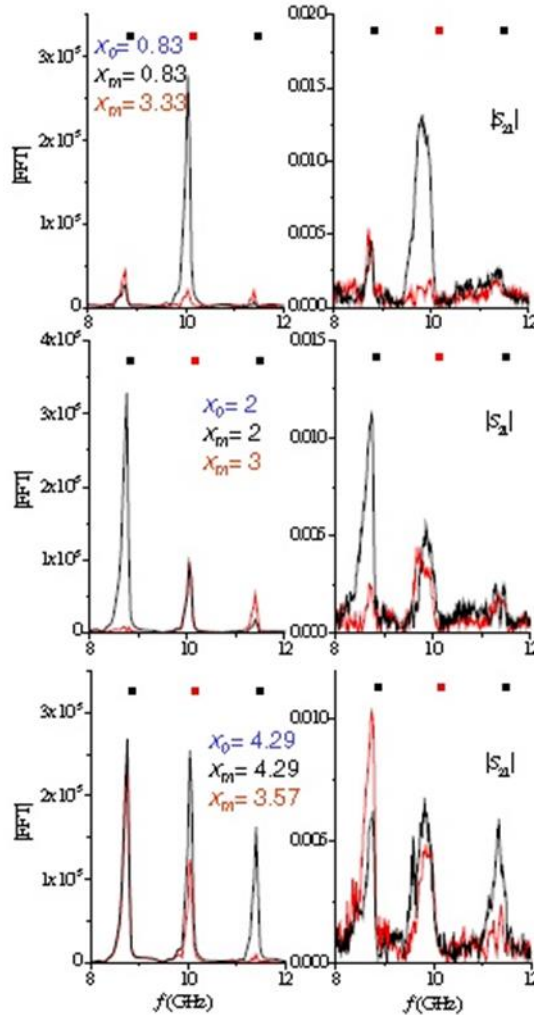


.....(ب).....(الف)

شکل (۵): الف) مدول FFT های پینگ در موقعیت عرضی x_0 منتشر شده و در x_m مشاهده می‌شوند. ب) مدول

ضریب انتقال S_{21} اندازه‌گیری شده برای همان نقاط انتشار و نقاط اندازه‌گیری

در شکل (۵) در قسمت الف: مدول FFT های پینگ در موقعیت عرضی X_0 منتشر شده و در X_m مشاهده می‌شوند و در ب: مدول ضریب انتقال S21 اندازه‌گیری شده برای همان نقاط انتشار و نقاط اندازه‌گیری.. راس نوار برای حالت‌های متقارن (سیاه) و حالت های نامتقارن (قرمز) با مربع‌های کوچک نشان داده می‌شوند..

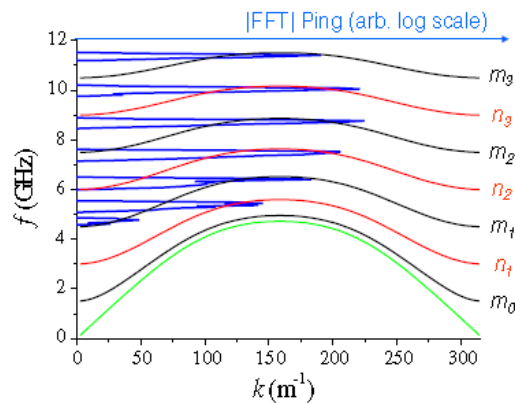


.....(ب).....(الف).....

شکل (۶): همانند شکل ۵ بجز نقاط مختلف انتشار و اندازه گیری نقاط و محدوده فرکانس بالاتر

۰ ، ۲ ، ۰/۸۳ ، ۲/۵ ، ۳/۳۳ و ۴/۲۹ سانتی‌متر در هر موردی که تئوری سیگنال صفر را پیش‌بینی کند، دیده می‌شود، و در چندین مکان که حلقه‌ها در هر دو انتشار وجود دارد و اندازه‌گیری‌های بالاتر از سیگنال‌های متوسط دیده می‌شود.. ما شکل (۷) داریم که راس نوار در مقادیر مطابق با فرمول رخ می‌دهند:

$$\sqrt{[f_{2D} \left(\frac{k}{2}\right)]^2 + \left(\frac{nc}{W}\right)^2} \text{ با } n = 0, 1, 2, 3 \text{ و } \sqrt{[f_{2D} \left(\frac{k}{2}\right)]^2 + \left[\left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{c}{W}\right]^2} \text{ با } m = 1, 2, 3$$



شکل (۷): رابطه پراکندگی دوبعدی برای توری با رنگ سبز

در شکل (۷) رابطه پراکندگی دوبعدی برای توری با رنگ سبز نشان داده شده است. برای توری با دیوارهای جانبی $l = 2$ ، $A = H = 1 \text{ cm}$ و عرض $w = 1.0 \text{ cm}$ رابطه پراکندگی دو بعدی با چهار حالت متقارن اول .. حالت‌های بالاتر سه بعدی متقارن به رنگ سیاه و حالت‌های پادمقارن به رنگ قرمز نشان داده شده اند. منحنی آبی FFT یک پینگ را نشان می‌دهد، که با حداکثر این هفت شاخه رابطه پراکندگی بسیار خوب ارتباط دارد.

جدول (۱): گره‌ها و حلقه‌های توری با دیواره جانبی

x (cm)	x/w	Cosine node	Cosine loop	Sine node	Sine loop	Nearby
0	0		All m	All n		
0.83	1/12				$n = 3$	Nodes $m = 2, 3$
1.67	1/6	$m = 1$		$n = 3$		
2	1/5		$m = 2$			Node $m = 3$
2.5	1/4			$n = 2$	$n = 1, 3$	
3	3/10	$m = 2$				
3.33	1/3		$m = 1$	$n = 3$		
3.57	5/14	$m = 3$				Loop $n = 2$
4.29	3/7		$m = 3$			Loop $n = 3$

در جدول (۲) حلقه‌ها و گره‌هایی که بر اساس تئوری ما انتظار می‌رود را نشان می‌دهیم. علاوه بر این برخی از نقاط انتشار (X_0) و نقاط اندازه گیری (X_m) کاملاً به حلقه‌ها و گره‌ها نزدیک هستند و این نیز نشان داده شده است. وقتی که توری دارای دیوارهای جانبی باشد حالت‌های عرضی با این شرط که B_x در آن از بین می‌رود اعمال می‌شود.

ما شبیه‌سازی‌ها را بدون دیواره جانبی انجام دادیم و یک انتخاب از نتایج، نشان داده شده است. در شکل (۸) در کمال تعجب، نتایج ping بسیار شبیه به آن‌هایی هستند که در مورد دیوار جانبی با راس نوار به وضوح قابل مشاهده هستند. البته فرکانس‌های قطع با پایین‌ترین سطح راس نوار در حدود $4/74 \text{ GHz}$ متفاوت هستند این تنها تا حد کمی بیشتر از فرکانس قطع دوبعدی، $4/71 \text{ GHz}$ است و نشان‌دهنده ی رفتار $\cos qx$ با مقدار کم q از مرتبه 1 cm^{-1} است. اگر آنتن برانگیخته در وسط توری قرار بگیرد، فقط حالت‌های متقارن با راس نوار در $7/25 \text{ GHz}$ ، $5/5$ و $4/74$ تولید می‌شوند.

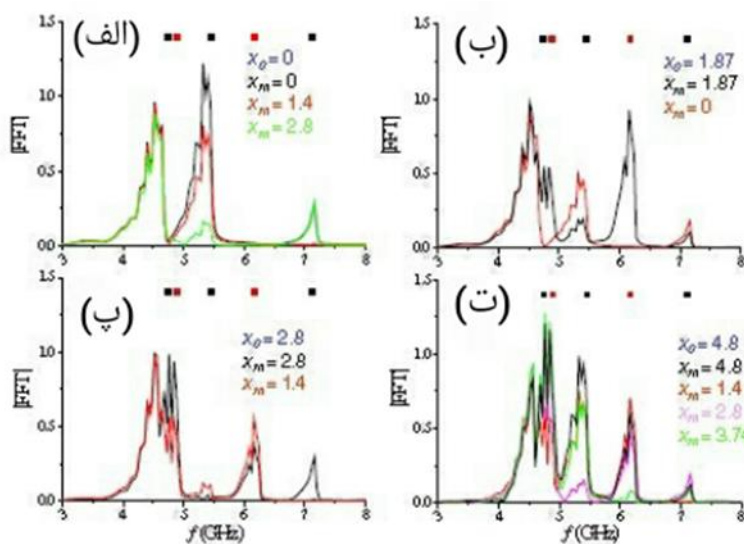
با تحریک نامتقارن؛ دو باند نامتقارن اضافی یافت می‌شوند. که دارای حداکثر فرکانس‌های $6/3 \text{ GHz}$ و $4/9$ است.

جدول (۲): گره ها و حلقه های گریتنینگ بدون دیواره

x (cm)	Cosine node	Cosine loop	Sine node	Sine loop	Nearby
0		$n = 0, 2, 4$	$n = 1, 3$		
1.4	$n = 4$				Loop $n = 3$
1.87				$n = 3$	
2.8	$n = 2$	$n = 4$			
3.7			$n = 3$		
4.8					Loop all $n > 0$

اگرچه ما درک نمی‌کنیم چرا این نتایج بدون دیواره جانبی روی می‌دهد، ما این مشاهده تجربی را انجام می‌دهیم که اگر فرض کنیم که B_x یک حلقه در $x = \delta/\delta \text{cm}$ دورتر از انتهای شیار (آنگاه شمارش موج عرضی q_n خواهد بود: $n = 1.2.3.4 \dots n\pi/11\text{cm}^{-1}$ راس نوار و حالت‌های عرضی مربوطه $[\delta/46 \text{GHz} \cos(q.x)]$ ، $[\delta/27 \text{GHz} \sin(q.x)]$ ، $[\delta/91 \text{GHz} \sin(q.x)]$ ، $[\delta/25 \text{GHz} \cos(q.x)]$ این نزدیک به چیزی است که ما مشاهده می‌کنیم.

ما در جدول (۲) آن مقادیر n را نشان می‌دهیم که انتظار می‌رود گره‌ها یا حلقه‌ها در نقاط انتشار یا اندازه‌گیری رخ دهند.



شکل (۸): مدول FFT های پینگ در موقعیت عرضی X_0 و در X_m برای توری بدون دیواره جانبی

شکل (۸) مدول FFT های پینگ در موقعیت عرضی X_0 منتشر می‌شود و در X_m برای توری بدون دیواره جانبی مشاهده می‌شود. نوار دارای برش تیز کاملاً قابل مشاهده هستند، دقیقاً در مورد توری که دارای دیواره‌های جانبی هستند. مقادیر تجربی راس نوار برای حالت‌های متقارن و پادتقارن دوباره نشان داده شده است. همچنین به .. جدول (۲) مراجعه کنید . (الف)

$X_0 = 0$ (تنها حالت‌های متقارن) ، (ب) $X_0 = 1.87$ ، (پ) $X_0 = 2.8$ و (ت) $X_0 = 4.8$

اگر چه استفاده از pings به ما اجازه می‌دهد تا پاسخ توری را بر دامنه وسیعی از فرکانس آزمایش کنیم اما یک روش پیچیده‌تر از بررسی این است که یک محرک جریان تک رنگ در یک نقطه در یک شیار قرار گیرد و از این طریق یک موج ناپایدار شبیه‌سازی شده از فرکانس معلوم را تحریک کند. اگر منبع در نقطه میانی شیار قرار گیرد تنها حالت‌های عرضی متقارن

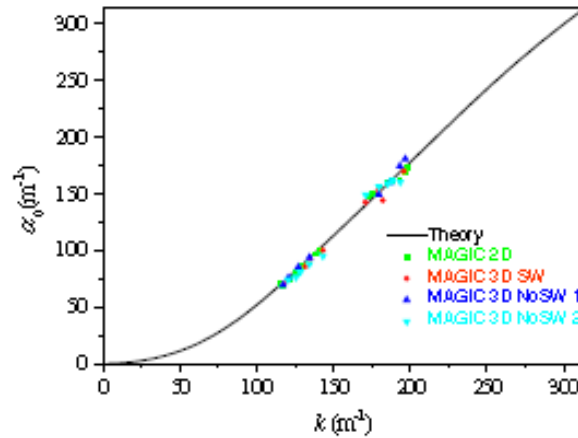
برانگیخته خواهد شد همانطور که از شکل (۸) رابطه پراکندگی به گونه‌ای است که اگر k عدد موج مجاز برای یک فرکانس معین باشد، $K - k$ نیز چنین است بنابراین هر دو موج رو به جلو و عقب با دامنه‌های نسبی نامعلوم تولید می‌شوند. توافق کلی بین تئوری و شبیه‌سازی خوب است و اعتبار فرضیه سه‌بعدی برای پایین‌ترین حالت مشهود است با این حال، خط پرتو نیز دارای دو حالت فرکانس بالاتر، یکی فقط در خط روشن نور و دیگری فراتر از آن است. این تقاطع متناظر با تابش‌های مجاز همدوس SP در مقایسه با پایین‌ترین حالت است. اگر این حالت‌های بالاتر برانگیخته شوند ممکن است امکان تابش همدوس SP بدون نیاز به گروه هارمونیک موج ناپایدار باشد. ما بر این نکته تاکید داریم که این موج ناپایدار در حال فرار تابش همدوس SP نیست که بلکه به سادگی تابش SP معمول در حال تبدیل شدن به تک رنگ و همدوس به علت گروه‌بندی در آن فرکانس است. یک جنبه مهم از تحریک موج ناپایدار ضریب α_p است که در معادله (۳-۵) ظاهر می‌شود و در آن کاهش نمایی میدان با ارتفاع بالای توری برای مولفه Floquet که عدد موج آن $k + pK$ است، تعیین می‌کند. برای تحریک موج ناپایدار با پرتو، پرتو باید از فاصله مرتبه $\frac{1}{\alpha_0}$ از بالای توری عبور کند. رابطه اساسی این است که:

$$\dots \alpha_p = \sqrt{(k + pK)^2 - [\omega_{2D}(k)]^2} \dots$$

که $\omega_{2D}(k)$ نشان‌دهنده فرکانس دوبعدی مرتبط با تعداد موج k است. این به شرح زیر است: اگر دو موج سطحی از فرکانسی متفاوت باشند ω_{3D} ولی همان عدد موج k برانگیخته هستند آنها همان مقدار α_0 را خواهند داشت. اگر کسی بخواهد اجزای floquet را با یک پرتو تحریک کند باید بسیار نزدیک به سطح توری قرار گیرد. تصویری ساده از قدرت پیش‌بینی تئوری توسط جفت معادلات (۳-۲۴) ارائه شده است یک شبیه‌سازی سه‌بعدی از توری با دیواره جانبی با محرک جریان در $4\sqrt{\text{GHz}}$ انجام شد. اجزای میدان به وسیله B_y و B_z و E_y و E_z به عنوان تابعی از t در $x = \frac{\omega}{2}$ تعیین شدند.

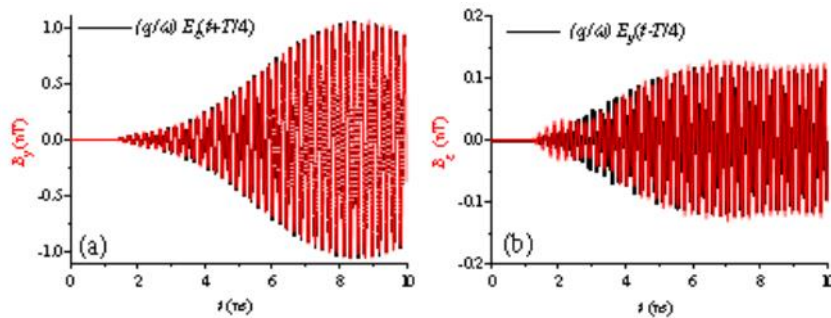
اگر توری مجهز به دیواره جانبی باشد احتمال برانگیختگی برخی از حالت‌های فرکانس بالاتر باید در نظر گرفته شود. برای نشان دادن این موضوع ما در شکل (۱۱) رابطه پراکندگی برای پایین‌ترین چهار حالت را نشان می‌دهیم که در دو منطقه بریلئون گسترش یافته است.

خطوط روشن و به جلو همراه با خط پرتو برای انرژی 61 KeV نشان داده شده است چنین پرتو هر شاخه‌ای از رابطه پراکندگی را قطع می‌کند، اما فقط تقاطع با پایین‌ترین شاخه در مثلث محدود شده توسط خطوط نوری رخ می‌دهد در این حالت، فرکانس برای مطابقت با پرتوی مجاز SP بسیار کم است و فقط در هارمونیک‌ها می‌تواند رخ دهد. با این حال سه تقاطع دیگر نیز می‌توانند در فرکانس‌های SP همدوس بخوبی تعریف شوند. ممکن است زاویه‌هایی تولید شوند، به شرط این که این امواج ناپایدار تحریک شوند. این موج ناپایدار خودش تابش نمی‌کند، اما تابش SP همدوس ناشی از گروه در آن فرکانس است.



شکل (۹): ضریب α_0 برای پایین ترین مولفه floquet

در شکل (۱۱) ضریب α_0 (معادله ۳-۵) برای پایین ترین مولفه floquet به عنوان تابعی از عدد موج است. بر اساس تئوری نشان داده شده در شکل سیاه، α_0 فقط به عدد موج بستگی دارد و به فرکانس بستگی ندارد. شبیه‌سازی‌ها در دو و سه بعدی، با و بدون دیواره جانبی برای تولید نقاط نشان داده شده که در نزدیکی پیش بینی نظری قرار دارند.

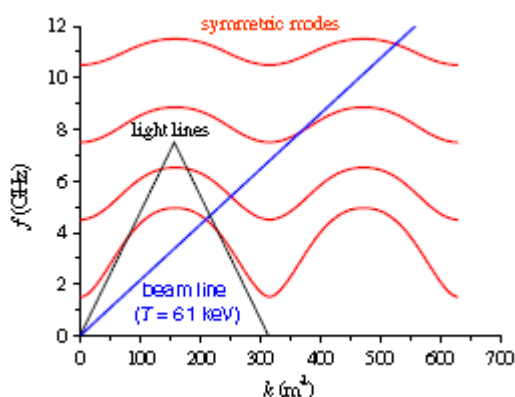


(ب)..... (الف)

شکل (۱۰): آزمایش‌های پیش بینی شده در معادلات (۳-۲۴) اجزای میدان الکتریکی و زمان جابجایی

شکل (۱۰) آزمایش‌های پیش‌بینی شده در معادلات (۳-۲۴) اجزای میدان الکتریکی و زمان جابجایی "سیاه" مولفه‌های میدان مغناطیسی "قرمز" مقایسه می‌شود همانطور که در یک شبیه‌سازی سه‌بعدی با دیواره جانبی در ۴/۷GHz تعیین شده است.

الف) E_z و B_y ب) E_y و B_z



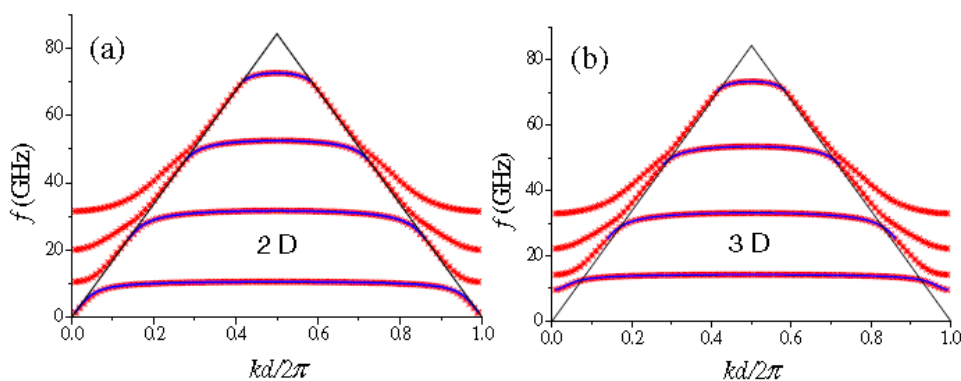
شکل (۱۱): رابطه پراکندگی برای چهار حالت متقارن با دیواره‌های جانبی

در شکل (۱۱) رابطه پراکندگی برای چهار حالت متقارن با دیواره‌های جانبی که بر روی مناطق اول و دوم بریلئون گسترش یافته است (قرمز) خطوط روشن جلو و عقب (سیاه) به همراه یک خط پرتو مربوط به ۶۱ KeV (آبی) تقاطع با حالت‌های فرکانس بالا در فرکانس‌هایی مجاز که با تابش sp مطابقت دارند رخ می‌دهد.

مقایسه با نتایج مک وی و همکاران

مشکل یک توری محصور شده توسط هر دو طرف و سقف توسط McVey و همکاران سال‌های پیش مورد بررسی قرار گرفت و تنها بخشی از موج بر مستطیلی را که صفحه پایینی آن توری مستطیل شکل را تشکیل می‌داد، در نظر گرفتند. این ساده است که مدل خود را با آن‌ها سازگار کنیم. تمام آنچه لازم است جایگزینی ضریب $e^{-\alpha_p y}$ در معادله (۳-۵) بوسیله $\cosh[\alpha_p(b-y)]/\cosh(\alpha_p b)$ که نشان‌دهنده ارتفاع سقف است که در بالای توری اندازه گرفته شده است. این امر تضمین می‌کند که میدان الکتریکی مماسی بدون سقف محو می‌شود.

همه چیز در مشتق از ماتریس \bar{R} بجز اینکه مقدار $\alpha_p \tanh(\alpha_p b)$ هر جا که به نظر می‌رسد. این تغییرات جزئی است اگر $1 \gg \alpha_p b$ باشد، بسیار مهم است، زیرا اجازه می‌دهد تا مقادیر موهومی را در حالی که ویژه مقادیر را از ماتریس حقیقی \bar{R} حفظ می‌کند، در نظر بگیرد. این به این معنی است که راه حل برای معادله (۳-۱۶) برای پدیده‌های موهومی α_p وجود دارد. این امر در رویکرد AB اتفاق نمی‌افتد، چون تعیین‌کننده برای پدیده موهومی α_p پیچیده می‌شود.

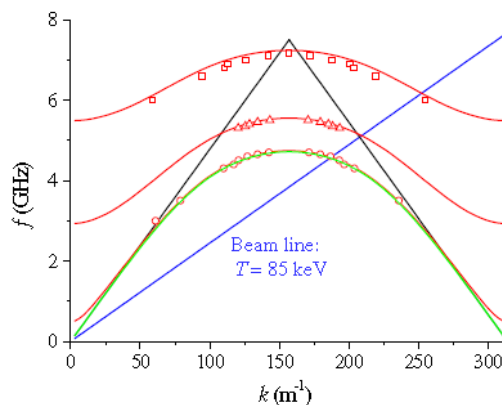


(ب).....(الف)

شکل (۱۲): مقایسه تئوری، ما با McVey و همکاران

در شکل (۱۲) مقایسه تئوری، ما با McVey و همکاران برای توری که در آن بحث شد: الف) منحنی‌های آبی: رابطه پراکندگی اندروز و براوز منحنی‌های نقطه‌ای قرمز، گسترش ما به یک توری دارای سقف.. در شکل (۱۲) (a) ما محاسبه دو-بعدی AB برای این توری اگر عرض آن نامحدود و بدون سقف باشد با آبی نشان می‌دهیم اگر عرض توری نامحدود باشد اما سقف در نظر گرفته می‌شود، همان‌طور که در بالا نشان داده شده، منحنی نقطه چین قرمز به دست آمده است.. وجود چندین شاخه، مشخصه توری است که عمق شیار بیش از دوره است.. در غیاب یک سقف این شاخه به ناحیه محدود شده توسط خطوط نور محدود می‌شوند.. هنگامی که سقف گنجانده شده است، این منحنی‌ها هموار به حالت‌هایی وصل می‌شوند که در طول موج طولانی به حالت موجبر تبدیل می‌شوند.

در شکل (۱۲) (ب) نتایج تئوری سه‌بعدی دیوارهای کناری "اما بدون سقف" به رنگ آبی و امتداد آن به سقف به عنوان خطوط نقطه چین قرمز نشان داده شده است لازم به ذکر است که در منطقه محدود به خطوط نوری، توری‌های بدون سقف و دارای سقف تقریباً خاصیت یکسانی دارند.. در حقیقت، برای کمترین فرکانس، توافق تقریباً در همه جا کامل است.



شکل (۱۳): رابطه پراکندگی سه‌بعدی و رابطه پراکندگی

در شکل (۱۳) سه شاخه پایین‌ترین رابطه پراکندگی سه‌بعدی برای توری بدون دیواره جانبی، با q انتخاب شده انتخاب شده برای عملکرد درست راس گروه، به رنگ قرمز نشان داده شده است.. رابطه پراکندگی دوبعدی به رنگ سبز نشان داده شده است.. خطوط سیاه نشان‌دهنده خطوط نوری رو به جلو و عقب است، در حالی که یک خط پرتو متناظر با ۸۵ کیلو الکترون ولت به رنگ آبی نشان داده شده است.. تقاطع خط پرتو با دو شاخه بالاتر می‌تواند تابش SP منسجم را در آن فرکانس ایجاد کند.. برای پایین‌ترین شاخه، تقاطع در یک فرکانس زیر SP اتفاق می‌افتد و تابش منسجم فقط در هارمونیک‌ها می‌تواند رخ دهد.

نتیجه‌گیری

استدلال‌های متعددی در حمایت از نظریه‌ها برای توری‌های سه‌بعدی ارائه شده است.. این استدلال بر اساس یک الحاق ساده از تئوری دوبعدی AB برای یک توری ورقه‌ای، همان‌طور که توسط معادله (۳-۱) آورده شده است.

ما شواهد به نفع خود را بر اساس شبیه‌سازی‌های سه‌بعدی و اندازه‌گیری‌های تجربی ضرایب انتقال ارائه کرده‌ایم.. مقایسه با کارهای قبلی که در یک توری محصور انجام شده است، حمایت از نظریه‌هاست.. همچنین دریافتیم که حتی توری بدون دیواره جانبی، نیز دارای یک باند فرکانس مانند ساختار توری با دیوارهای جانبی است.. آنچه که باید نشان داده شود ارتباط با کار تجربی آینده است که ممکن است برخی از ویژگی‌هایی که در شکل (۱۳) و (۱۱) به ما نشان داده شده اند ایجاد کند.. اگر چه

تمام شبیه‌سازی‌ها و اندازه‌گیری‌ها مربوط به توری است که در حوزه‌های فرکانس میکروویو عمل می‌کند اما هیچ مقیاس ذاتی در نظریه‌ها وجود ندارد و باید تمام فرکانس‌ها معتبر باشد.. به منظور دستیابی به فرکانس‌های تراهرتز با لیزر الکترون آزاد SP توری‌های دارای دوره‌های کوچک باید مورد استفاده قرار گیرد.. ما فکر می‌کنیم که نظریه‌ها، همراه با شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کدهای PIC و MAGIC می‌تواند به ارائه راهنمایی در طراحی چنین توری‌هایی را فراهم کند.

منابع

- [1] A. P. Potylitsyn et al. , Diffraction Radiation from Relativistic Particles, Berlin Heidelberg..
- [2] J.. T.. Donohue1 and J.. Gardelle " Simulation of a Smith-Purcell free-electron laser with sidewalls: Copious emission at the fundamental frequency",2011, APPLIED PHYSICS LETTERS, France.
- [3] H.. L.. Andrews and C.. A.. Brau " Gain of a Smith-Purcell free-electron laser ",2004, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, USA.
- [4] Bezdek J. D. , " Beam-Wave Interaction in Periodic and Quasi- Periodic Structures ",2011, Springer Heidelberg Dordrecht London, New York.
- [5] H.. L.. Andrews, C.. H.. Boulware, C.. A.. Brau, and J.. D.. Jarvis " Superradiant emission of Smith-Purcell radiation ",2005, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, New York.
- [6] J.. GardelleJ.. T.. Donohue " Simulation of Smith-Purcell radiation using a particle-in-cell code ",2005, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, France..
- [7] D.. Li, Z.. Yang, K.. Imasaki, Gun-Sik Park " Particle-in-cell simulation of coherent and superradiant Smith-Purcell radiation ",2006, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, Japan..
- [8] Dazhi LI, Kazuo IMASAKI, Ziqiang YANG " Smith-Purcell Radiation with Three-Dimensional Simulation ",2007, Japanese Journal of Applied Physics, Japan.. . . .
- [9] D.. Li, K.. Imasaki, X.. Gao, J.. Hou, Z. Yang " Improvement of Grating for Smith-Purcell Device ",2008, Terahertz Science and Technology, Japan.. . .
- [10] D.. Li, K.. Imasaki, X.. Gao, J.. Hou, Z. Yang " Reduce the start current of Smith-Purcell backward wave oscillator by sidewall grating ",2007, APPLIED PHYSICS LETTERS, American Institute of Physics.
- [11] H.. L.. Andrews _ J.. D.. Jarvis, C.. A.. Brau " Three-dimensional theory of the Smith–Purcell free-electron laser with side walls ",2009, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, USA.
- [12] J.. D.. Jarvis, H.. L.. Andrews, and C.. A.. Brau " Small-signal theory of a grating-based free-electron laser in three dimensions ",2010, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, USA.
- [13] J. T.. Donohue " INTENSE EMISSION OF SMITH-PURCELL RADIATION AT THE FUNDAMENTAL FREQUENCY FROM A GRATING EQUIPPED WITH SIDEWALLS" , 2013, New York, NY, USA, France.
- [14] Weihao Liu, Weiwei Li, Zhigang He, Qika Jia " Theory of the special Smith-Purcell radiation from a rectangular grating ",2015, American Institute of Physics, China.
- [15] Mustafa Karabiyik " Terahertz Plasmonic Devices ",2017, *FIU Electronic Theses and Dissertations*.. 3185, Miami, Florida.
- [16] Matteo Perenzoni Douglas J.. Paul Editors " Physics and Applications of Terahertz Radiation ",2014, Springer Series in Optical Sciences, New York London.

- [17] A Dissertation by DON DEEWAYNE SMITH " THEORY AND DESIGN OF SMITH-PURCELL SEMICONDUCTOR TERAHERTZ SOURCES ",2013.
- [18] Hans P.. Bluem, Robert H.. Jackson, Jr. , Jonathan D.. Jarvis, Alan M.. M.. Todd, Jacques Gardelle, Patrick Modin, John T.. Donohue " First Lasing From a High-Power Cylindrical Grating Smith–Purcell Device ",2015, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL.. 43, NO.. 9..
- [19] Kenji Kawano, Tsutomu Kitoh"Introduction to optical waveguide Analysis: solving Maxwell's Equations and the Schrodinger Equations ",2001.
- [20] S.. J.. SMITHS AND E.. M.. PURCELL " Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating ",1953, LETTERS TO THE EDITOR, New York London.
- [21] J.. T.. Donohue, J.. Gardelle " Dispersion relation for a three-dimensional lamellar grating ",2011, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, France.
- [22] E.. GIOVENALE, M.. D'ARIENZO, A.. DORIA, G. P.. GALLERANO, A.. LAI, G.. MESSINA and D.. PICCINELLI " Absorption and Diffusion Measurements of Biological Samples using a THz Free Electron Laser ",2003, Journal of Biological Physics, Italy.
- [23] D.. Li, M. Hangyo, Y.. Tsunawaki, Z.. Yang, Y.. Wei, S.. Miyamoto, M.. R.. Asakawa and K.. Imasaki " Theoretical Analysis on Smith-Purcell Free-Electron Laser ",Japan.
- [24] ARNOLD SOMMERFELD " Electrodynamics ",1952, Lectures on Theoretical Physics, Vol.. III, NEW YORK.
- [25] H.. L.. Andrews, C.. A.. Brau, and J.. D.. Jarvis, C.. F.. Guertin, A.. O'Donnell, B.. Durant, T.. H.. Lowell, and M.. R.. Mross " Observation of THz evanescent waves in a Smith-Purcell free-electron laser ",2009, PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS, USA.
- [26] Brian D.. McVey, Mark A.. Basten, John H.. Booske, Member, ZEEE, Jurianto Joe, and John E.. Scharer " Analysis of Rectangular Waveguide-Gratings for Amplifier Applications ",1994, IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL..
- [27] R. B.. Palmer,A laser driven grating linac, Part.. Ace.. 11:81-90, 1980.
- [28] R.. C.. Fernow, The Grating as an Accelerating Structure, 1991, Upton, Long Island, New York 11973.
- [29] R. C.. Fernow " Design of a Grating for Studying Smith-Purcell Radiation and Electron Acceleration ",Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973.
- [30] P.. M.. van den Berg and T.. H.. Tan " Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating with rectangular profile ",1973, JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA, Netherlands.
- [31] Y.. Annaka, K.. Ogura, K.. Ozawa, K.. Sekine,1 and Min Thu San " Enhancement of Smith-Purcell radiation with temporal harmonics of surface wave on cylindrical corrugated waveguide ",2018, PHYSICS OF PLASMAS 25, 063115, Japan.