

تولید تابش تراهرتز همدوس با استفاده از موج‌بر استوانه‌ای دو بخشی متناوب

احمد اشرفی^{*}، علی حسن‌بیگی؛
دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک

پذیرش: ۹۸/۷/۲

دریافت: ۹۸/۶/۳

چکیده

اخیراً تولید تابش تراهرتز یکی از جذاب‌ترین مباحث در بسیاری از زمینه‌های فیزیک شده است. در این مقاله، یک موج‌بر استوانه‌ای دو بخشی متناوب که توسط باریکه الکترون پراکنده می‌شود، به عنوان منبع تابش تراهرتز معرفی شده است. با انتخاب مقادیر مناسب برای پارامترهای سیستم، فرکانس برهم‌کنشی باریکه الکترون و مد در بخش دوم (فرکانس تابش پراشی) دو برابر فرکانس بخش اول (فرکانس جمع‌شدگی الکترون) به دست آمد. نتایج نشان می‌دهد که باریکه الکترون با ولتاژ 20kV، تابش همدوسی با فرکانس 0.36THz تولید می‌کند. از آن جایی که در این موج‌برها چگالی جریان شروع کاهش می‌یابد، پیش‌بینی شده است که می‌توانند سهم مهمی در سیستم‌های تراهرتز آینده داشته باشند.

واژگان کلیدی: تابش تراهرتز، موج‌بر ساختار متناوب، تابش پراشی

مقدمه

تولید تابش تراهرتز سبب علاقه شدیدی در بسیاری از علوم به ویژه در علم مواد، بیوفیزیک، نجوم و سایر زمینه‌ها شده است. منابعی مانند مگنترون^۱ و نوسانگر موج عقب‌گرد^۲، ژیروترون^۳ و لامپ موج رونده^۴ تابش‌هایی با توان کم در ناحیه فرکانس تراهرتز تولید می‌کنند [۷-۱]. هر چند مشکل اساسی این منابع تابش در بالا بودن چگالی جریان باریکه الکترونی است که پیشرفت این منابع تابش را در ناحیه تراهرتز محدود می‌کند. بنابراین امروزه تحقیق‌های زیادی روی روش‌های نوین برای کاهش چگالی جریان تمرکز کرده است. اخیراً عبور باریکه الکترون داخل موج‌بر نانو ساختار متناوب، تشکیل شده از دیسک‌های فلزی و دی‌الکتریک، نوع جدیدی از منابع تابش تراهرتز قابل تنظیم به وجود آورده است [۸-۹]. تحقیقات نظری

^{*} نویسنده مسئول: std_ahmadashrafi@khu.ac.ir

^۱ magnetron

^۲ backward-wave oscillator

^۳ gyrotron

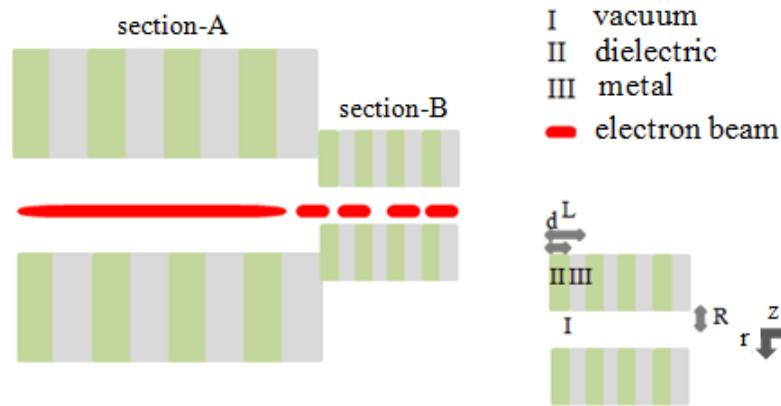
^۴ travelling-wave tube

روی این منابع تابش نشان می‌دهد که تابش نور مشاهده شده در آزمایش، نوعی تابش پراشی می‌باشد که هنگام عبور باریکه الکترون از کنار نانوساختار متناوب تولید می‌شود [۱۰]. پیش‌بینی شده است که موج‌برهای ساختار متناوب سهم مهمی در سیستم‌های ترانز آینه خواهند داشت. هر چند در این منابع، تابش تولید شده غیرهمدوس است و در نتیجه شدت و بهره پایینی خواهند داشت. اخیراً یک منبع تابش با ساختار دو بخشی معرفی شده است که تابش ترانز همدوس تولید می‌کند [۱۱]. در این منبع، بخش اول برای جمع^۵ کردن باریکه الکترون استفاده می‌شود و بخش دوم تابش ترانز تولید می‌کند. با روش‌های تحلیلی و شبیه‌سازی عددی نشان دادند که چگالی جریان شروع برهمکنش موج - الکترون در بخش دوم می‌تواند به صورت قابل ملاحظه‌ای کاهش یابد مشروط بر این‌که فرکانس تولید شده در بخش دوم هارمونیک از فرکانس جمع‌شدگی الکترون تولید شده در بخش اول باشد [۱۲-۱۴]. در این‌جا ما ساختار دو بخشی از یک موج‌بر استوانه‌ای در نظر گرفتیم. موج‌برهای استوانه‌ای مزایای کاربردی بیش‌تری نسبت به موج‌برهای مستطیلی می‌توانند داشته باشند. از آن جایی که فقط یک بعد (شعاع) باید در نظر گرفته شود این موج‌برها از نظر ساخت بسیار آسان‌تر از موج‌برهای مستطیلی هستند. همچنین در جاهایی که چرخش‌های مختلفی لازم است مانند اتصالات چرخشی برای آنتن‌های راداری که به صورت مطلق نیاز به سطح مقطع دایروی دارند از این موج‌برها استفاده می‌شود. همچنین این موج‌برها نسبت به موج‌برهای مستطیلی از نقطه‌نظر شکل باریکه، کنترل باریکه و بهره برهمکنش ارجحیت دارند [۱۵]. از آن جایی که در این موج‌برها برهمکنش موج - باریکه آسان‌تر شروع می‌شود، چگالی جریان شروع کاهش می‌یابد. در این مقاله، ابتدا رابطه پاشندگی برای موج‌بر استوانه‌ای متناوب محاسبه شده است. سپس توان تابشی تولید شده توسط باریکه الکترون به دست آمده است. نتایج نشان می‌دهد که با عبور باریکه الکترون با ولتاژ 20kV از داخل یک موج‌بر استوانه‌ای دو بخشی، تابش همدوسی با فرکانس 0.36THz تولید می‌شود.

تحلیل نظری

شماتیکی از مدل استفاده شده در شکل (۱) نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود، دو ساختار متناوب به صورت متوالی قرار گرفته‌اند. بخش اول با ساختار بزرگ‌تر برای مدوله کردن باریکه الکترون و بخش دوم با ساختار کوچک‌تر برای تولید تابش ترانز استفاده می‌شود. ناپیوستگی بین دو ساختار معمولاً با قرار دادن تیپر و یا ناحیه سوق بین این دو ساختار قابل حل می‌باشد [۱۲] که بحث آن در این‌جا صرف‌نظر شده است.

⁵ bunch



شکل ۱. مدل شماتیکی از موجبر استوانه‌ای ساختار متناوب دوبخشی.

از آن‌جا که یک میدان مغناطیسی بی‌نهایت در راستای محور موجبر فرض شده است، باریکه الکترون در راستای محور موجبر حرکت می‌کند. از آن‌جا که مد TM میدان الکتریکی در راستای حرکت باریکه الکترونی دارد، تنها این مد با باریکه الکترون برهمکنش می‌کند. هم‌چنین به دلیل تقارن سمتی مسأله، مد متقارن TM_{01} برانگیخته می‌شود. در ابتدا معادله پاشندگی موجبر ساختار متناوب به دست می‌آوریم. همان‌طور که در شکل (۱) نشان داده شده است بخش‌های مختلف موجبر را می‌توان به سه ناحیه تقسیم کرد.

الف) ناحیه $0 < r < R$: معادله موج خطی برای میدان الکتریکی محوری در ناحیه $0 < r < R$ به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\nabla_{\perp}^2 E_z + T^2 E_z = 0, \quad (1)$$

جایی که $T^2 = (k_{zn}^2 - \frac{\omega^2}{c^2})$ ، $k_0 = \frac{\omega}{c}$ ، $k_{zn} = k_z + \frac{2n\pi}{L}$ و L ضخامت پریودیک ساختار و ω فرکانس زاویه‌ای می‌باشد.

میدان در این ناحیه می‌تواند به صورت زیر به دست آید.

$$E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n I_0(Tr) e^{ik_{zn}z}, \quad (2)$$

$$H_{\phi}^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \frac{ik_0}{T} I_1(Tr) e^{ik_{zn}z}. \quad (3)$$

ب) ناحیه دی الکتریک $(0 < z < d, r = R)$: مؤلفه محوری میدان الکتریکی باید در معادله موج زیر صدق کند.

$$\nabla_{\perp}^2 E_z + \Gamma^2 E_z = 0, \quad (4)$$

جایی که $\Gamma = ik_0\sqrt{\varepsilon}$.

مد غالب در این ناحیه، امواج الکترومغناطیس عرضی (TEM) است که در جهت شعاع منتشر می‌شود. و میدان‌ها در این ناحیه به صورت زیر محاسبه می‌شوند [10].

$$E_z''' = BK_0(\Gamma r), \quad (5)$$

$$H_\varphi''' = -B\sqrt{\varepsilon}K_1(\Gamma r). \quad (6)$$

ج) ناحیه هادی کامل ($d \ll z \ll L, r=R$): میدان در ناحیه هادی کامل صفر می‌باشد.

با قرار دادن میدان‌ها داخل شرایط مرزی زیر

$$\begin{aligned} \int_0^d E_z^I dz &= \int_0^d E_z^{II} dz \\ \int_0^d H_\varphi^I dz &= \int_0^d H_\varphi^{II} dz, \end{aligned} \quad (7)$$

رابطه پاشندگی به صورت زیر به دست می‌آید (پیوست الف).

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{K_0(\Gamma R)M_1M_2J_0(TR)}{TLJ_1(TR)} \\ = -\frac{\varepsilon}{\Gamma}K_1(\Gamma R)d, \end{aligned} \quad (8)$$

جایی که

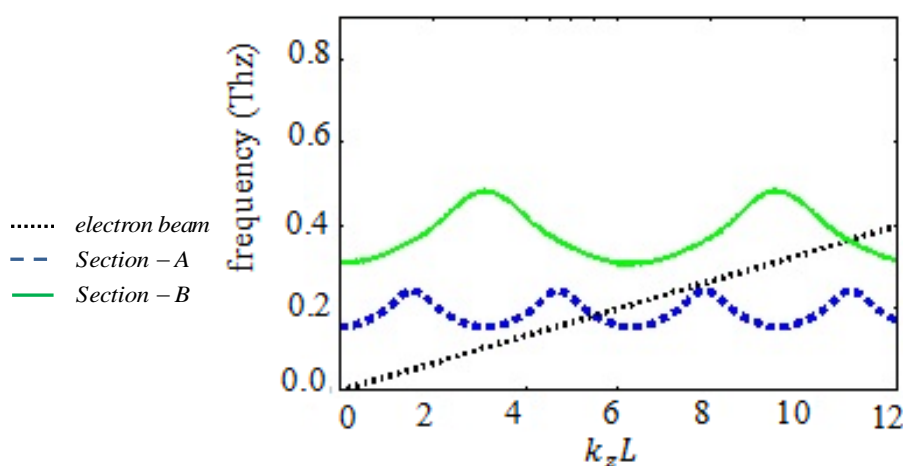
$$\begin{aligned} M_1 &= d \operatorname{sinc}\left(\frac{k_{zn}d}{2}\right)e^{-j\frac{k_{zn}d}{2}}, \\ M_2 &= d \operatorname{sinc}\left(\frac{k_{zn}d}{2}\right)e^{j\frac{k_{zn}d}{2}}. \end{aligned}$$

بحث و نتایج

منحنی پاشندگی مد TM_{01} در بخش‌های A و B که با باریکه الکترون برهمکنش می‌کند از معادله (۸) به دست می‌آید که در شکل (۲) نشان داده شده است. پارامترهای ساختار دو بخش به صورت $L_1=800\text{mm}$, $R_1=700\text{mm}$, $d_1=400\text{mm}$, $R_2=350\text{mm}$, $L_2=400\text{mm}$, $d_2=200\text{mm}$ و $\varepsilon=3/9$ و ولتاژ باریکه الکترون 20 kV انتخاب شده است. زمانی که باریکه الکترون از بخش اول عبور می‌کند، برهمکنش باریکه الکترون با موج شروع می‌شود و باریکه الکترون مدوله می‌شود. فرکانس مدوله، ω_0 ، توسط پارامترهای ساختار و ولتاژ باریکه محاسبه می‌شود. زمانی که باریکه الکترون مدوله شده وارد بخش دوم می‌شود، تابش پراشی از جفت‌شدگی باریکه الکترون با مدهای هادی داخل موجبر تولید می‌شود.

با به بکار بردن روش استفاده شده در مرجع [10]، معادله توان تابشی برای یک الکترون به صورت زیر به دست می‌آید که ضریب A_n با استفاده از شرایط مرزی محاسبه می‌شود.

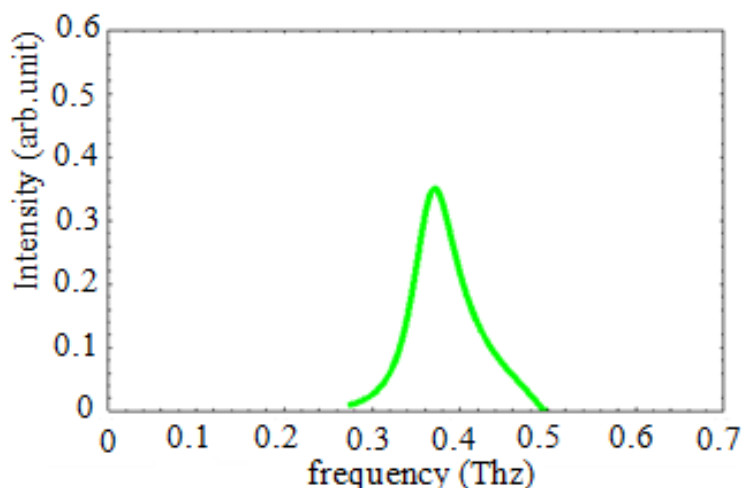
$$\begin{aligned}
 P_z &= \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \iint E_r' (H_\phi')^* r dr d\phi \right\} \\
 &= \frac{\pi}{2} \sum_n \frac{k_{zn} k_0 R^2}{T^2} |A_n|^2 \{ [J_1'(TR)]^2 \\
 &\quad + (1 - \frac{1}{R^2 T^2}) [J_1(TR)]^2 \}.
 \end{aligned} \tag{9}$$



شکل ۲. منحنی پاشندگی مد TM_{01} برای مدل ارائه شده در شکل ۱. $d_1=400\text{mm}$, $L_1=800\text{mm}$, $R_1=700\text{mm}$ ، $d_2=200\text{mm}$, $L_2=400\text{mm}$, $R_2=350\text{mm}$ و ولتاژ باریکه الکترون 20 kV و $\epsilon=3/9$

طیف تابش پراشی در شکل (۳) نشان داده شده است. همان‌طور که انتظار داریم، بیشینه طیف تابشی در نقطه تقاطع خط باریکه الکترون با منحنی پاشندگی به دست آمده است. توان تابشی تولید شده توسط باریکه مدوله شده در مراجع [۱۶، ۱۷] داده شده است.

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = [N + N(N-1)f(\omega)]p(\omega) \tag{10}$$



شکل ۳. طیف توان تابشی برانگیخته شده توسط باریکه الکترون.

در رابطه (۱۰)، N تعداد الکترون‌ها و $p(\omega)$ توان تابشی از یک ذره و $f(\omega)$ همدوسی تابش گسیل شده را نشان می‌دهد. بر طبق این معادله، زمانی که یکی از فرکانس‌های هارمونیک باریکه الکترون ($n\omega_0$) برابر فرکانس تابش پراشی جمع‌شدگی الکترون با ولتاژ مشابه در بخش دوم (ω_1) باشد، تابش همدوس تولید می‌شود. شکل (۲) نشان می‌دهد که فرکانس بخش A و B به ترتیب 0.18THz و 0.36THz می‌باشد. بنابراین فرکانس بخش دوم دو برابر فرکانس الکترون بانچ شده در بخش اول می‌باشد و در نتیجه تابش همدوسی در بخش دوم تولید می‌شود. توان تابشی تولید شده N برابر توان تولید شده در مقاله [۱۰] می‌باشد و تابش آن همدوست می‌باشد. همچنین تابش تولید شده داخل این ساختار نیاز به چگالی جریان باریکه الکترون بسیار پایین‌تری نسبت به [۱۸، ۱۹] دارد که تابش همدوست آن‌ها از برهمکنش باریکه الکترون با موج تولید می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله منبع تابش دو بخشی معرفی شد که از ساختار موجبر استوانه‌ای متناوب تشکیل شده است. بخش اول سبب جمع شدن باریکه الکترون و بخش دوم تابش همدوس تولید می‌کند. نتایج نشان داد که با استفاده از باریکه الکترونی با ولتاژ 20kV ، فرکانس تولید شده در بخش دوم برابر با 0.36THz است که دو برابر فرکانس الکترون جمع شده در بخش اول می‌باشد و در نتیجه تابش همدوسی تولید می‌شود. این منابع نقش قابل توجهی در تولید تابش تراهرتز با توان بالا می‌توانند داشته باشند.

پیوست (الف)

با استفاده از شرایط مرزی (۷) رابطه پاشندگی قابل محاسبه است. پیوستگی مؤلفه‌های E_z و H_ϕ در $r=a$ نتیجه می‌دهد

$$A_n I_0(Ta) = D_n I_0(\Pi a) + E_n k_0(\Pi a)$$

$$A_n \frac{ik_0}{T} I_0(Ta) = \frac{ik_0}{\Pi} (D_n I_1(\Pi a) - E_n k_1(\Pi a)),$$

پیوستگی مؤلفه در $r = R$ نتیجه می‌دهد

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} (D_n I_0(\Pi R) + E_n k_0(\Pi R)) e^{ik_{zn}z}$$

$$= BK_0(\Gamma R),$$

با ضرب معادله بالا در $e^{-ik_{zn}z}$ و انتگرال گیری روی بازه $0 < z < L$ داریم

$$D_n I_0(\Pi R) + E_n k_0(\Pi R) = \frac{BK_0(\Gamma R)M_1}{L},$$

هم‌چنین با استفاده از شرط پیوستگی $\int_0^d H_\phi^{II} dz = \int_0^d H_\phi^{III} dz$ در $r = R$ داریم

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{ik_0}{\Pi} (D_n I_1(\Pi R) - E_n k_1(\Pi R)) M_2$$

$$= -\sqrt{\varepsilon} BK_1(\Gamma R)d,$$

از حل معادلات جفت شده بالا، معادله پاشندگی (۸) به دست می‌آید.

منابع

1. K. Sarakinos, J. S. Alami, Konstantinidis, Surf. Coat. Technol. 204 (2010) 1661.
2. A.W. Hull, Phys. Rev. 18 (1921) 31.
3. R.A. Kehs, A. Bromborsky, B.G. Ruth, S.E. Graybill, W.W. Destler, Y. Carmel and M.C. Wang, IEEE Trans. Plasma Sci. 13 (1985) 559.
4. J. J. Barroso, R. A. Correa and P. J. de Castro, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 46 (1998) 1221.
5. K. Nitin, S. Udaybir, T. P. Singh, A. K. Sinha, J Fusion Energ. 30 (2011) 257.
6. J.A. Nation, Appl. Phys. Lett. 17 (1970) 491.
7. W. Wenxiang, W. Yanyu, Y. Guofen, G. Yubin, H. Minzhi, and Z. Guoqing, Int. J. Infrared Millimeter Waves 24 (2003) 1469.
8. G. Adamo, K. F. MacDonald, N. I. Zheludev, Y. H. Fu, C.-M. Wang, D. P. Tsai, and F. J. Garc'ia de Abajo, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 113901.
9. G. Adamo, K. F. MacDonald, Y. H. Fu, D. P. Tsai, F. J. Garc'ia de Abaj, and N. I. Zheludev, J. Opt. 12 (2010) 024012.

10. L. Shenggang, M. Hu, Y. Zhang, L. Weihao, P. Zhang and J. Zhou, Phys. Rev. E. 83 (2011) 066609.
11. W. Liu, S. Gong, Y. Zhang, J. Zhou, P. Zhang, and S. Liu, J. Appl. Phys. 111 (2012) 063107.
12. Y. Zhang, Y. Zhou, L. Dong, and S. Liu, Appl. Phys. Lett. 101 (2012) 123503.
13. W. Liu and Z. Xu, J. Appl. Phys. 115 (2014) 014503.
14. W. Liu, Optics Letters 40 (2015) 3974.
15. C.E. Enderby, R.M. Phillips, Proceedings of the IEEE 53 (1965) 1648.
16. C. J. Hirschmugl, Phys. Rev. A 44 (1991) 1316.
17. A. Gover, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8 (2005) 030701.
۱۸. G. Andonian, O. Williams, X. Wei, P. Niknejadi, E. Hemsing, J. B. Rosenzweig, P. Muggli, M. Babzien, M. Fedurin, K. Kutsche, R. Malone, and V. Yakimenko, Applied Physics Letters 98 (2011) 202901.
19. Y. Nie, Radiation Physics and Chemistry 106 (2015) 140.