



بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و  
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس  
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،  
دانشگاه شیراز،  
شیراز، ایران.  
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷



## تأثیر دما بر تابش تراهرتز از محیط های ابررسانا

لادن شیخ حسین پور، مهدی حسینی\*، مهدی بهادران  
دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شیراز، بلوار مدرس، شیراز  
\* نویسنده مسئول: [hosseini@sutech.ac.ir](mailto:hosseini@sutech.ac.ir)

چکیده - در این مقاله تأثیر دما بر تابش تراهرتز از محیط های ابررسانا مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات الکترومغناطیسی گردشارها به صورت تحلیلی حل شده و توان تابشی بر حسب پارامترهای ابررسانایی محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهند توان تابشی در دماهای دور از دمای بحرانی وابستگی اندکی به دما دارد، اما با نزدیک شدن دما به دمای بحرانی تأثیر دما قابل توجه است. بررسی قله‌ی توان تابشی بر حسب دما نشان می‌دهد که قبل از دمای بحرانی ابتدا بیشینه شده و سپس به شدت کاهش می‌یابد.

کلید واژه- تابش تراهرتز، دما، عمق نفوذ، طول همدوسی

## The Effect of THz Radiation in Superconductor Media

Ladan SheikhHosseinPour, Mehdi Hosseini, Mehdi Bahadoran

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Modares Blvd., Shiraz

In this paper, the effect of temperature on THz radiation in superconductors media is investigated. Electromagnetic equations for vortices have been solved and the radiated power versus superconductors parameters is calculated. Results show that radiated power is slightly dependent on temperature for those much lower than critical temperature ( $T_c$ ), but an effect of temperature is significant near  $T_c$ . The results also reveal that the peak of radiated power gets its maximum just before  $T_c$  and then decreases sharply.

Keywords: coherence length, penetration depth, temperature, THz radiation

## مقدمه

در سال ۱۹۱۱ اونز<sup>۱</sup> و همکارانش در آزمایشگاه به خاصیت ابرسانایی جیوه در دمای پایین پی بردند [۱]. پس از آن به دنبال تحقیقات دانشمندان آلیاژی از کوپراتها یافت شد که در دماهای بالا تا ۱۰۸ کلون خاصیت ابرسانایی خود را حفظ کنند [۱-۳]. نخستین بار فیوری<sup>۲</sup> مشاهده کرد زمانی که ابرساناهای دما بالا تحت جریان و میدان خارجی قرار می گیرند از خود امواج الکترومغناطیسی تابش می کنند که فرکانس آنها در محدوده ی تراهرتز است [۴]. تابش تراهرتز کاربردهای بسیاری در زمینه های مختلف از جمله پزشکی، سیستم های امنیتی و ... دارد. برای تولید تابش تراهرتز منابع مختلفی وجود دارد [۵]. یکی این منابع اتصالات ذاتی جوزفسون است [۶و۷]. لایه هایی که در این دستگاه استفاده می شود شامل بلور BSCCO و YBCO است. توان تابشی اتصالات جوزفسون در حدود چند میکرووات بوده است که در سال های اخیر به چند میلی وات افزایش یافته است [۸]. دما می تواند پارامترهای ابرسانایی را تغییر دهد. در این مقاله تاثیر دما بر تابش تراهرتز در محیط های ابرسانا مطالعه می شود.

## جزئیات محاسبه

میدان مغناطیسی می تواند به صورت گردشار به درون ابرسانا نفوذ کنند. این میدان از روابط زیر تبعیت می کنند [۹و۱۰]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} + \frac{1}{\lambda^2} \vec{B} = \frac{\Phi_0 \mathbf{e}_z}{\lambda^2} \sum_n \int dz \delta[\vec{r} - \vec{r}_n(t, z)] \times \Theta[-x_n(t)] \Theta[L_x + x_n(t)], \quad c[\vec{\nabla} \times \vec{E}] = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

در این معادله،  $\mathbf{e}_z$  بردار واحد در راستای محور  $z$ ،  $\Theta(x)$  تابع پله،  $\lambda$  عمق نفوذ،  $\Phi_0$  کوانتوم شار،  $r_n(t, z)$  مکان مرکز

$n$ مین گردشار در شبکه ی گردشارها،  $x_n$  مکان  $n$ مین گردشار روی محور  $x$ ،  $L_x$  طول ابرسانا در راستای محور  $x$  و  $a = \sqrt{\phi_0/B} \ll \lambda$  فاصله بین خطوط شار است [۹]. در صورتی که طول همدوسی بزرگ شود ( $\xi \rightarrow \infty$ ) از تابع توزیع گاوسی به جای دلتای دیراک استفاده می کنیم. معادلات حرکت خطوط شار در محیط ابرسانا به صورت زیر است [۹]:

$$x_n = an + vt, \quad y_p(z) = ap + \delta_p(z) \quad (2)$$

که در اینجا  $n$  و  $p$  اعداد صحیح و  $\delta_p(z)$  ناجابجایی مکان در جهت محور  $y$  است. برای پیدا کردن میدان مغناطیسی ناشی از حضور گردشارها در محیط ابرسانا معادله ی (۲) را در معادله ی اول (۱) جایگذاری کرده و تبدیل فوریه روی آن اعمال می شود:

$$B_{z\nu}(\omega, K) = \left(K^2 + \frac{1}{\lambda^2}\right)^{-1} \frac{\phi_0}{\lambda^2} \sum \int dz \int e^{-i\omega t} dt \times \int e^{-ik \cdot r} e^{-\frac{R^2}{\xi^2}} d^3r \Theta\left(-\frac{an}{v} - t\right) \quad (3)$$

با تبدیل فوریه ی معکوس گرفتن از معادله ی (۳) در فضای  $k_x$  میدان مغناطیسی در مرز ابرسانا ( $x=0$ ) را پیدا کرده و با استفاده از حساب مانده ها رابطه ی میدان در مرز قطعه ی ابرسانا به صورت زیر خواهد بود:

$$B_{z\nu}(\omega, x=0, k_{y,z}) = \frac{\phi_0}{b\lambda} \sum_{n=1}^N e^{-y_p^2/\xi^2} (2y_p/\xi - 2ik_y)^2 \xi^2 / 4 e^{b/\lambda(an+4/\xi^2)} \int dz e^{ik_z z} \frac{e^{-i(\omega-bv/\lambda)(an/v)}}{-i\omega + ibv/\lambda - \varepsilon} \quad (4)$$

که در رابطه ی فوق  $b = [1 + (k_y y)^2 + (k_z z)^2]^{0.5}$  است.

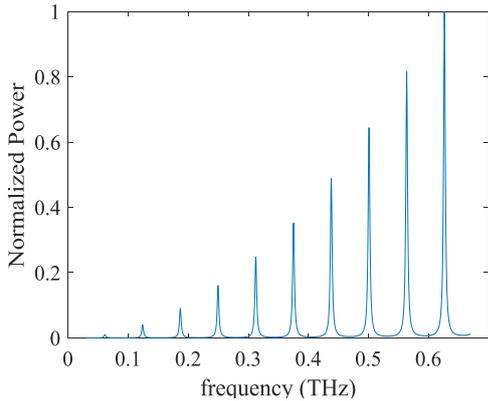
میدان مغناطیسی کل برابر است با:

$$B_z(t, r) = B_{z\nu}(t, r) + B_{z0}(t, r) \quad (5)$$

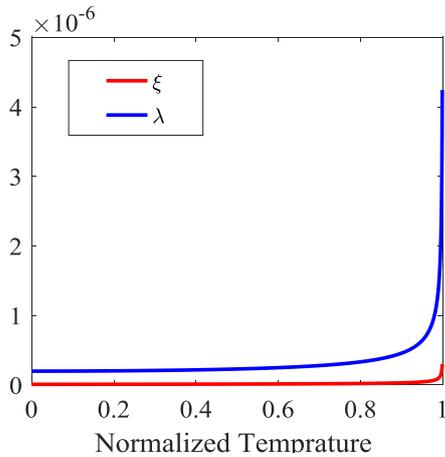
که  $B_{z0}(t, r)$  جواب معادله ی اول (۱) است زمانی که طرف دوم آن صفر باشد.

## نتایج و بحث

در شکل ۱ توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دمای بهنجار شده  $t=1/5$  نشان داده شده است. در این شکل تنها ده قله‌ی اول آورده شده است زیرا برای فرکانس‌های نزدیک به شکاف انرژی و یا بالاتر از آن تابش مختل شده و یا به کلی از بین می‌رود. همانطور که دیده می‌شود با افزایش فرکانس شدت تابش بیشتر می‌شود.



شکل ۱: نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دمای بهنجار شده  $t=1/5$



شکل ۲: نمودار طول همدوسی و عمق نفوذ بر حسب دما

در شکل ۲ نمودار طول همدوسی و عمق نفوذ بر حسب دما به نمایش درآمده است. در شکل دیده می‌شود که تا قبل از دمای بحرانی طول همدوسی تقریباً صفر است و خاصیت ابررسانایی به شدت وجود دارد. اما با نزدیک شدن دما به دمای بحرانی، طول همدوسی افزایش یافته تا جایی که در دمای بحرانی طول همدوسی بسیار زیاد شده و خاصیت ابررسانایی از بین می‌رود. همچنین، در دماهای دور از دمای بحرانی، عمق نفوذ تقریباً ثابت است و با

پارامتر  $k_{\perp}$  که نسبت میدان مغناطیسی به میدان الکتریکی است را [۹ و ۱۰] به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\zeta(\omega, k_{\perp}) = \frac{|k_{\omega}| \Theta(k_{\omega}^2 - k_{\perp}^2)}{\sqrt{k_{\omega}^2 - k_{\perp}^2}} - \frac{ik_{\omega} \Theta(k_{\perp}^2 - k_{\omega}^2)}{\sqrt{k_{\perp}^2 - k_{\omega}^2}} \quad (6)$$

بنابراین توان تابشی ابررسانا در فرکانس  $\omega$  را به شکل زیر قابل محاسبه است [۹]:

$$P_{rad}(\omega) = \frac{c}{8\pi} \int \frac{dk_{\perp}}{(2\pi)^2} \text{Re}[\zeta^{-1}(\omega, k_{\perp})] |B_z(\omega, 0, k_{\perp})|^2 \quad (7)$$

$$= \frac{ck_{\omega}}{8\pi} \int \frac{dk_{\perp}}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{k_{\omega}^2 - k_{\perp}^2}} \lambda^2 k_{\omega}^2 |B_{zv}(\omega, 0, k_{\perp})|^2$$

و نهایتاً توان تابشی از جایگذاری معادله‌ی (۴) در عبارت (۷) به صورت زیر بدست می‌آید:

$$P_{rad}(\omega) = L_y L_z \frac{k_{\omega} \phi_0^2}{32\pi c} \int \frac{dk_{\perp}}{\pi^2} \frac{1}{\sqrt{k_{\omega}^2 - k_{\perp}^2}} S(k_{\perp}) \times \frac{1}{b\lambda} e^{-b/\lambda(am+\zeta^2b/(4\lambda))} \times \frac{e^{-i\alpha x/\lambda} e^{-i\beta y/\lambda}}{-i\omega + ibv/\lambda - \varepsilon} \quad (8)$$

$S(k_{\perp})$  تابع ساختار شبکه گردشارها است که برابر است با:

$$S(k_{\perp}) = \sum_p \int \frac{dz}{a} e^{ik_z z + y_p^2/\zeta^2 + (ik_y y_p - y_p^4/\zeta^4 + k_y^2 y_p^2/4)} \quad (9)$$

توان تابشی در اینجا برای تقریب بی‌نظمی قوی ( $k_{\omega} a L_{y,z} \ll k_{\omega} L_{y,z} \ll 1$ ) محاسبه شده است. با این تقریب می‌توان نشان داد  $\int dk/(2\pi) S(k) = 1/a$  و برای توان خواهیم داشت [۹ و ۱۰]:

$$P_{rad}(\omega) = \frac{L_y L_z l_y l_z}{32\pi c} \left( \frac{Ba^2 \omega^2}{c} \right)^2 |\Xi(\omega)|^2 \quad (10)$$

$$\Xi(\omega) = \frac{1}{b\lambda} e^{-b/\lambda(am+\zeta^2b/(4\lambda))} \frac{e^{-i\alpha x/\lambda} e^{-i\beta y/\lambda}}{-i\omega + ibv/\lambda - \varepsilon}$$

به دلیل اینکه ( $k_{\perp} \lambda \ll 1$ ) است بنابراین می‌توان  $b \approx 1$  در نظر گرفت. رابطه‌ی عمق نفوذ و طول همدوسی با دما به صورت زیر است [۱۱ و ۱]:

$$\lambda = \lambda_0 (1-t^2)^{-1/2}, \quad \xi = \xi_0 (1-t)^{-1/2}, \quad t = T/T_c \quad (11)$$

### نتیجه‌گیری

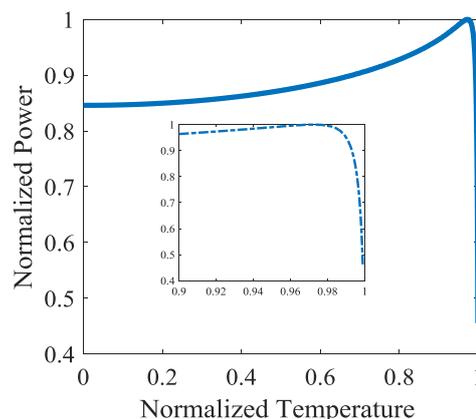
نتایج نشان می‌دهد که با افزایش دما برای دماهای خیلی کمتر از دمای بحرانی توان تابشی با شیب اندک افزایش می‌یابد تا در نزدیکی دمای بحرانی به بیشینه خود می‌رسد و سپس به سرعت کاهش می‌یابد به طوری که در دمای بحرانی به صفر می‌رسد. نقطه‌ی بیشینه می‌تواند در کاربردهای عملی مهم باشد چرا که با تنظیم دما در این نقطه بیشینه‌ی توان تابشی بدست می‌آید.

### مراجع

- [1] K. F. and A. Sudbo, *Superconductivity Physics and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd, 2004.
- [2] P. W. Anderson, "The resonating valence bond state in  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  and superconductivity," *Science*, Vol. 235, No. 4793, pp. 1196–1198, 1987.
- [3] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, "Superconductivity at 39 K in magnesium diboride," *Nature*, Vol. 410, No. 6824, pp. 63, 2001.
- [4] A. T. Fiory, "Quantum interference effects of a moving vortex lattice in Al films," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 27, No. 8, pp. 501, 1971.
- [5] D. Mittleman, *Sensing with terahertz radiation*, Vol. 85, Springer, 2013.
- [6] Y. Makhlin, G. Scöhn, and A. Shnirman, "Josephson-junction qubits with controlled couplings," *Nature*, Vol. 398, No. 6725, pp. 305, 1999.
- [7] F. S. Cataliotti *et al.*, "Josephson junction arrays with Bose-Einstein condensates," *Science*, Vol. 293, No. 5531, pp. 843–846, 2001.
- [8] T. Kashiwagi *et al.*, "Generation of electromagnetic waves from 0.3 to 1.6 terahertz with a high- $T_c$  superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  intrinsic Josephson junction emitter," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 106, No. 9, pp. 92601, 2015.
- [9] L. N. Bulaevskii, E. M. Chudnovsky, C. L. College, B. Park, B. West, and N. York, "Electromagnetic Radiation from Vortex Flow in Type-II Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, No. 197002, pp. 1–4, 2006.
- [10] M. Hosseini, "Optimization of the THz radiation from superconductor at non-laminar regime," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, Vol. 529, pp.36-39, 2016.
- [11] L. N. Bulaevskii and A. A. Sobyanin, "macroscopic theory of superconductors with small coherence length," *Physica C: Superconductivity and its Applications*, Vol. 152, pp. 378–388, 1988.

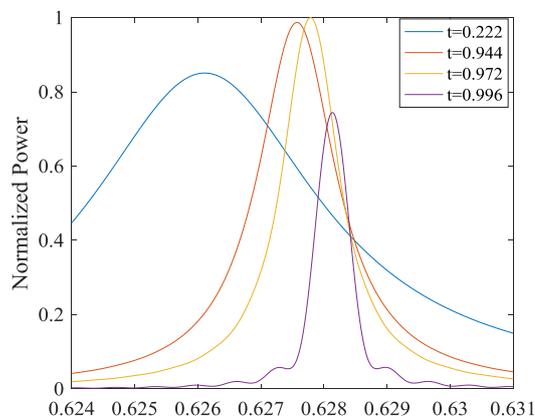
نزدیک شدن به دمای بحرانی عمق نفوذ به سمت بی نهایت میل می‌کند.

شکل ۳ نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که در دماهای دور از دمای بحرانی نرخ تغییر شدت توان ثابت است تا اینکه در دماهای نزدیک به دمای بحرانی شدت ماکزیمم می‌شود و قبل از دمای بحرانی به شدت افت می‌کند و در دمای بحرانی به صفر می‌رسد.



شکل ۳: نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب دما

شکل ۴ نشان دهنده‌ی توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دماهای مختلف می‌باشد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود قله‌های توان در دماهای پایین پهن هستند و تفاوت محسوسی با یکدیگر ندارند. اما در نزدیکی دمای بحرانی قله‌ی تابش کوچک شده و همینطور در دامنه‌های آن نوساناتی ظاهر می‌شود.



شکل ۴: نمودار توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دماهای مختلف