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**

چکیده – در این مقاله تاثیر 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 تاثیر 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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

در سال ۱۹۱۱ اونز[۱] و همکارانش در آزمایشگاه به خاصیت ابررسانایی جیوه در دمای پایین پی‌بردند[۱]. پس از آن به دنبال تحقیقات دانشمندان آلیاژهایی از کوپراتها یافت شد که در دماهای بالا تا ۱۰۸ کلوین خاصیت ابررسانایی خود را حفظ کنند[۱-۳]. نخستین بار فیوری[۲] مشاهده کرد زمانی که ابررساناهای دما بالا تحت جریان و میدان خارجی قرار می گیرند از خود امواج الکترومغناطیسی تابش می‌کنند که فرکانس آنها در محدوده‌ی 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]. لایه‌هایی که در این دستگاه استفاده می‌شود شامل بلور BSCCO و YBCO است. توان تابشی اتصالات جوزفسون در حدود چند میکروووات بوده است که در سال‌های اخیر به چند میلی وات افزایش یافته است[۸]. دما می‌تواند پارامترهای ابررسانایی را تغییر دهد. در این مقاله تاثیر دما بر تابش تراهرتز در محیط‌های ابررسانا مطالعه می‌شود.

جزییات محاسبه

میدان مغناطیسی می‌تواند به صورت گردشار به درون ابررسانا نفوذ کنند. این میدان از روابط زیر تبعیت می‌کنند [۹و۱]:

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{B}+\frac{1}{\lambda^2}\vec{B}=\frac{\Phi_0\mathbf{e}_z}{\lambda^2}\sum_n\int dz\,\delta\left[\vec{r}-\vec{r}_n(t,z)\right]$$
$$\times\Theta\left[-x_n(t)\right]\Theta\left[L_x+x_n(t)\right],\quad c\left[\vec{\nabla}\times\vec{E}\right]=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (۱)$$

در این معادله، $\mathbf{e}_z$ بردار واحد در راستای محور z، $\Theta(x)$ تابع پله، λ عمق نفوذ، φ_0 کوانتوم شار، $r_n(t,z)$ مکان مرکز nامین گردشار در شبکه‌ی گردشارها، x_n مکان nامین گردشار روی محور x، L_x طول ابررسانا در راستای محور x و $a=\sqrt{\phi_0/B}<<\lambda$ فاصله بین خطوط شار است[۹]. در صورتی که طول همدوسی بزرگ شود $(\xi\to\infty)$ از تابع توزیع گاوسی به‌جای دلتای دیراک استفاده می‌کنیم.

معادلات حرکت خطوط شار در محیط ابررسانا به صورت زیر است[۹]:

$$x_n=an+vt,\quad y_p(z)=ap+\delta_p(z) \qquad (۲)$$

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 ابررسانا معادله‌ی (۲) را در معادله‌ی اول (۱) جایگذاری کرده و تبدیل فوریه روی آن اعمال می‌شود:

$$B_{zv}(\omega,K)=\left(K^2+\frac{1}{\lambda^2}\right)^{-1}\frac{\phi_0}{\lambda^2}\sum\int dz\int e^{-i\omega t}dt$$
$$\times\int e^{-ik.r}e^{-\frac{R^2}{\zeta^2}}d^3r\;\Theta\left(-\frac{an}{v}-t\right) \qquad (۳)$$

با تبدیل فوریه‌ی معکوس گرفتن از معادله‌ی (۳) در فضای k_x میدان مغناطیسی در مرز ابررسانا (x=0) را پیدا کرده و با استفاده از حساب مانده‌ها رابطه‌ی میدان در مرز قطعه‌ی ابررسانا به صورت زیر خواهد بود:

$$B_{zv}(\omega,x=0,k_{y,z})=\frac{\phi_0}{b\lambda}\sum_{n=1}^{N}e^{-y_p^2/\zeta^2\left(2y_p/\zeta^2-ik_y\right)^2\zeta^2/4}$$
$$e^{b/\lambda\left(an+4/\zeta^2\right)}\int dz e^{ik_z z}\,\frac{e^{-i(\omega-bv/\lambda)(an/v)}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon} \qquad (۴)$$

که در رابطه‌ی فوق $b=\left[1+\left(k_y y\right)^2+\left(k_z z\right)^2\right]^{0.5}$ است.

میدان مغناطیسی کل برابر است با:

$$B_z(t,r)=B_{zv}(t,r)+B_{z0}(t,r) \qquad (۵)$$

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

---

[۱] Onnes
[۲] Fiory

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

پارامتر ζ که نسبت میدان مغناطیسی به میدان الکتریکی است را [۹و۱۰] به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\zeta(\omega,k_\perp)=\frac{|k_\omega|\Theta\left(k_\omega{}^2-k_\perp{}^2\right)}{\sqrt{k_\omega{}^2-k_\perp{}^2}}-\frac{ik_\omega\Theta\left(k_\perp{}^2-k_\omega{}^2\right)}{\sqrt{k_\perp{}^2-k_\omega{}^2}} \quad (۶)$$

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

$$P_{rad}(\omega)=\frac{c}{8\pi}\int\frac{dk_\perp}{(2\pi)^2}\mathrm{Re}\left[\zeta^{-1}(\omega,k_\perp)\right]\left|B_z(\omega,0,k_\perp)\right|^2$$
$$=\frac{ck_\omega}{8\pi}\int\frac{dk_\perp}{(2\pi)^2}\frac{1}{\sqrt{k_\omega^2-k_\perp^2}}\lambda^2k_\omega^2\left|B_{zv}(\omega,0,k_\perp)\right|^2 \quad (۷)$$

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

$$P_{rad}(\omega)=L_yL_z\frac{k_\omega\phi_0{}^2}{32\pi c}\int\frac{dk_\perp}{\pi^2}\frac{1}{\sqrt{k_\omega{}^2-k_\perp{}^2}}S(k_\perp)$$
$$\times\frac{1}{b\lambda}e^{-b/\lambda\left(an+\zeta^2b/(4\lambda)\right)}\times\frac{e^{-i\omega an/v}e^{-ibn/\lambda}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon} \quad (۸)$$

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

$$S(k_\perp)=\sum_p\int\frac{dz}{a}e^{ik_zz+y_p^2/\zeta^2\left(ik_yy_p\right)-y_p^4/\zeta^4+k_y^2y_p^2/4} \quad (۹)$$

توان تابشی در اینجا برای تقریب بی‌نظمی قوی ($k_\omega al_{y,z}<<k_\omega L_{y,z}<<1$) محاسبه شده است. با این تقریب می‌توان نشان داد $\int dk/(2\pi)S(k)=1/a$ و برای توان خواهیم داشت[۹و۱۰]:

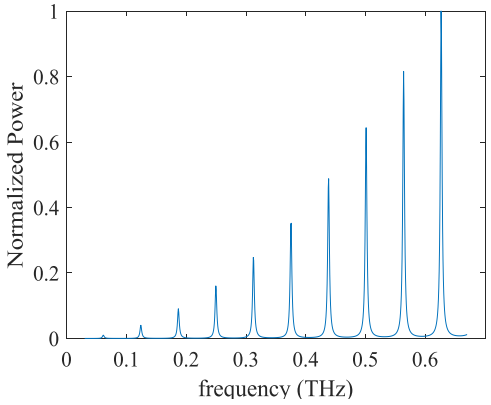
$$P_{rad}(\omega)=\frac{L_yL_zl_yl_z}{32\pi c}\left(\frac{Ba^2\omega^2}{c}\right)^2\left|\Xi(\omega)\right|^2$$
$$\Xi(\omega)=\frac{1}{b\lambda}e^{-b/\lambda\left(an+\zeta^2b/(4\lambda)\right)}\frac{e^{-i\omega an/v}e^{-ibn/\lambda}}{-i\omega+ibv/\lambda-\varepsilon} \quad (۱۰)$$

به دلیل اینکه ($k_\perp\lambda<<1$) است بنابراین می‌توان$b\approx1$ در نظر گرفت. رابطه‌ی عمق نفوذ و طول همدوسی با دما به صورت زیر است[۱و۱۱]:

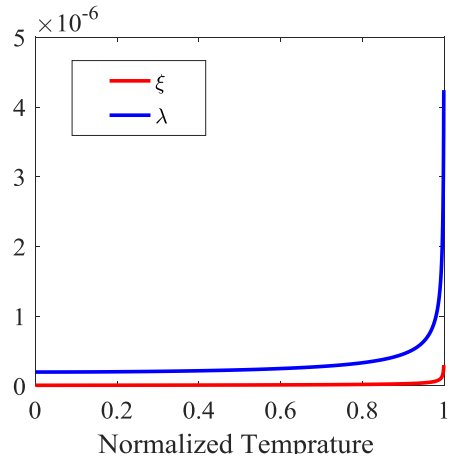
$$\lambda=\lambda_0\left(1-t^2\right)^{-1/2},\quad \xi=\xi_0\left(1-t\right)^{-1/2},\quad t=T/T_c \quad (۱۱)$$

نتایج وبحث

در شکل۱ توان تابشی بهنجار شده بر حسب فرکانس برای دمای بهنجار شده‌ی t=۱/۵ 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 شده‌ی t=۱/۵



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

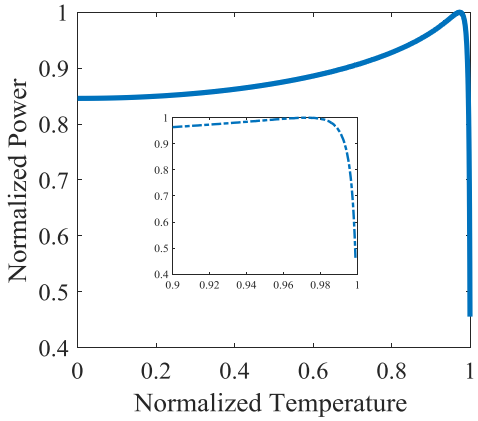
در شکل ۲ نمودار طول همدوسی و عمق نفوذ بر حسب دما به نمایش درآمده است. در شکل دیده می‌شود که تا قبل از دمای بحرانی طول همدوسی تقریباً صفر است و خاصیت ابررسانایی به شدت وجود دارد. اما با نزدیک شدن دما به دمای بحرانی، طول همدوسی افزایش یافته تا جایی که در دمای بحرانی طول همدوسی بسیار زیاد شده و خاصیت ابررسانایی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

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]

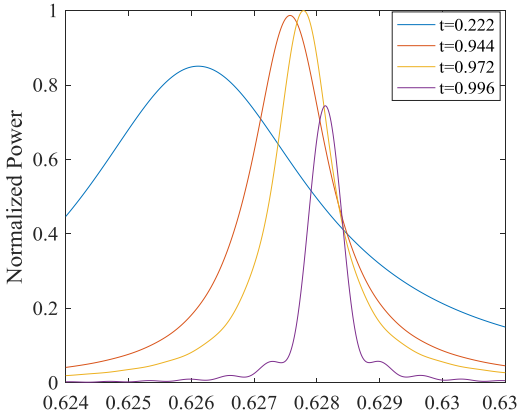
نزدیک شدن به دمای بحرانی عمق نفوذ به سمت بی نهایت میل می‌کند.

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 بهنجارشده 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

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 بیشنه‌ی 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 La_2CuO_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 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ 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.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-10-30]