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

مطالعه دوپایداری نوری در سیستم های چاه کوانتومی سه ترازه

فاطمه تقدیر، محمد جواد کریمی، حسن پاکارزاده

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز

چکیده: ***دراین مقاله دوپایداری نوری در یک کاواک حلقوی شامل یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه مطالعه شده است. اثرات فرکانس واکوکی میدان کنترلی و پارامتر اشتراکی بر روی دوپایداری نوری تحقیق شده است. نتایج نشان می دهند که رخداد دوپایداری نوری با تنظیم فرکانس واکوکی و پارامتر اشتراکی قابل کنترل است.***

کلیدواژه: دوپایداری نوری، چاه کوانتومی، رهیافت ماتریس چگالی

Study of the optical bistability in three-level quantum well systems

Fatemeh Taghdir, Mohammad Javad Karimi, Hassan Pakarzadeh

Department of Physics, Shiraz University of Technology, Shiraz

Abstract: In this paper, the optical bistability in a ring cavity containing a three-level quantum well system is studied. The impacts of the frequency detuning of the control field and the cooperative parameter on the optical bistability are investigated. Results show that the appearance of the optical bistability can be controlled by adjusting the frequency detuning and the cooperative parameter.

Keywords: Optical bistability, Quantum well, Density matrix approach

مقدمه

فیزیک اتمی- مولکولی طی چند دهه‌ی گذشته پیشرفت-های چشمگیری در زمینه‌های مختلف مانند اپتیک غیرخطی و اطلاعات کوانتومی داشته است[۱]. یکی از پدیده‌های مهم در فیزیک اتمی- مولکولی پدیده‌ی تداخل کوانتومی می‌باشد که اولین بار در سال ۱۹۶۱ توسط فانو در سیستم‌های اتمی مورد بررسی قرار گرفت. در سال‌های اخیر تعداد زیادی از پدیده‌های اپتیک کوانتومی بر پایه همدوسی و تداخل کوانتومی مورد توجه محققان این رشته بوده است. از جمله آنها می توان به لیزرزایی بدون جمعیت، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، حذف جذب، دوپایداری نوری و اثر غیرخطی کر اشاره کرد. سایدل در

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]

سال ۱۹۶۹ اولین کسی بود که به طور رسمی دوپایداری نوری را ثبت کرد[۲]. پدیده دوپایداری نوری در محیط-های اتمی و نانوساختارهای حالت جامد از پدیده‌های مهم و قابل توجه اپتیک کوانتومی غیرخطی است. در این زمینه لی و همکارانش دوپایداری نوری در چاههای کوانتومی دوگانه و سه گانه را بررسی کردند . وانگ و همکارانش در سال ۲۰۱۳ دوپایداری نوری از طریق شفافیت القایی الکترومغناطیسی در چاه‌های کوانتومی جفت شده را بررسی کردند. کومار و همکارانش در سال ۲۰۱۶ سوئیچ-زنی و دو پایداری نوری در سیستم‌های اتمی چند تراز را تحقیق کردند [۳-۹]. ما در این مقاله می‌خواهیم پدیده دوپایداری نوری در یک سیستم چاه کوانتومی سه تراز را بررسی کنیم.

تئوری

برای مطالعه دو پایداری نوری، یک کاواک حلقوی که متشکل از چهار آینه و یک نمونه از چاه کوانتومی است مطابق شکل ۱ در نظر می گیریم. آینه‌های ۳ و۴ بازتاب کننده‌های کلی هستند. ضرایب عبور(T) و انعکاس(R) آینه‌های ۱ و ۲ یکسان است به طوریکه $R+T=1$ است. میدان رانشی $E=E_c e^{i\omega_c t}+c.c$ که از طریق آینه ۱ وارد می‌شود و با نمونه برهمکنش می‌کند بوسیله‌ی آینه ۲ منعکس می‌شود و سپس با انعکاس از آینه‌های ۳ و ۴ در کاواک می‌چرخد. فرض می‌کنیم سیستم چاه کوانتومی یک سیستم سه تراز نردبانی است(شکل۲). میدان E_c با گذارهای سیستم نردبانی برهمکنش می‌کند. در رهیافت ماتریس چگالی و تحت تقریب دو قطبی و تقریب موج چرخان عناصر ماتریس چگالی به صورت زیر بدست می-آیند [۱۰] .

$$\dot{\rho}_{ij}=<i|\dot{\rho}|j>=-\frac{i}{\hbar}\sum_k\left(H_{ik}\rho_{Kj}-\rho_{ik}H_{kj}\right)-\frac{1}{2}\sum_k\left(\Gamma_{ik}\rho_{kj}+\rho_{ik}\Gamma_{kj}\right) \qquad (۱)$$

آهنگ گذار برای همدوسی اتمی که با فرایندهای خودبخودی بیان می‌شود به صورت زیر است:

$$\Gamma_{ij}=\frac{1}{2}\sum_k(\gamma_{ki}+\gamma_{kj}) \qquad (۲)$$

در نتیجه،

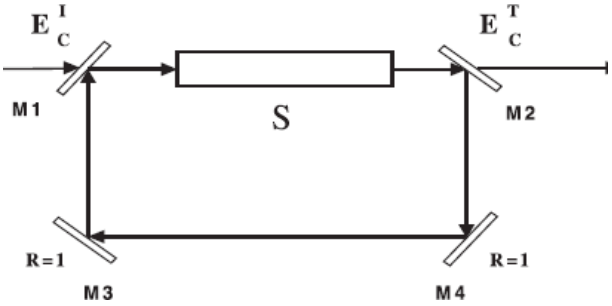
$$\begin{aligned}
&\dot{\rho}_{11}=-\gamma_1\rho_{11}+i\Omega_1\rho_{21}-\Omega_1\rho_{12}\\
&\dot{\rho}_{22}=\gamma_1\rho_{11}-\gamma_2\rho_{22}-i\Omega_1\rho_{21}+\\
&i\Omega_1\rho_{12+}i\Omega_2\rho_{32-}i\Omega_2\rho_{23}\\
&\dot{\rho}_{12}=-(\gamma_{12}/2+i\Delta_1)\rho_{12}+i\Omega_1(\rho_{22}-\rho_{11})\\
&-i\Omega_2\rho_{13}\\
&\dot{\rho}_{23}=-(\gamma_{23}/2+i\Delta_2)\rho_{23}+i\Omega_2(\rho_{33}-\rho_{22})\\
&+i\Omega_1\rho_{13}\\
&\dot{\rho}_{13}=-(\gamma_{13}/2+i\Delta_3)\rho_{13}+i\Omega_1\rho_{23}-i\Omega_2
\end{aligned} \qquad (۳)$$

که برای عناصر ماتریس چگالی داریم

$$\sum_{i=1}^{3}\rho_{ii}=1\,,\qquad \rho_{ij}=\rho_{ji}^{*} \qquad (۴)$$

فرکانس رابی Ω_1 و Ω_2 حقیقی هستند و فرکانس‌های واکوکی بصورت زیر تعریف می‌شوند.

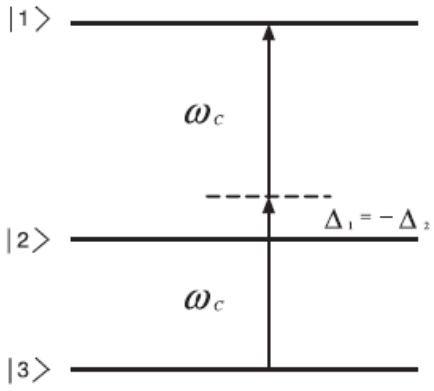
$$\Delta_1=\omega_{12}-\omega_c,\Delta_2=\omega_{23}-\omega_c,\Delta_3=\Delta_2+\Delta_1 \qquad (۵)$$



شکل۱: کاواک حلقوی با چهار آینه و نمونه ای از چاه کوانتومی S به طول L و میدان عبوری E_c^T و ورودی E_c^I .

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]



شکل ۲: سیستم سه ترازه نردبانی با فرکانس ω_c .

از آنجا که میدان رانشی E_c در کاواک می‌چرخد تحول آن بوسیله معادلات ماکسول بیان می‌شود[۱۱]:

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + c\frac{\partial E_c}{\partial z} = 2\pi i\omega_c N(\mu_{12}^2\rho_{12} + \mu_{23}^2\rho_{23}) \qquad (۶)$$

که μ_{ij} عناصر ماتریس گشتاور دو قطبی و N تعداد حامل‌های بار می‌باشند. میدان ورودی E_c^I و میدان عبوری E_c^T و میدان‌های $E_c(L)$ و $E_c(0)$ در دو انتهای نمونه از شرایط مرزی زیر پیروی می‌کنند[۱۲]:

$$E_c(L) = \frac{E_c^T}{\sqrt{T}}, \quad E_c(0) = \sqrt{T}\,E_c^I + RE_c(L)$$

(۷)

که L طول نمونه چاه کوانتومی است. ما حالت پایا را در نظر می‌گیریم که در آن تمام مشتقات زمانی صفر می باشند. ابتدا معادلات ماتریس چگالی را برای حالت پایا بصورت تحلیلی حل می‌کنیم و عناصر ρ_{12} و ρ_{23} را بدست می‌آوریم. سپس با در نظر گرفتن شرایط مرزی و با شرط $\mu_{12} = \mu_{23} = \mu$ و تعریف پارامترهای $x = \mu E_P^T / \hbar\sqrt{T}$ و $y = \mu E_P^I / \hbar\sqrt{T}$ و پارامتر اشتراکی $C = LN\omega_c\mu^2 / 2\hbar Tc\gamma\varepsilon_0$ رابطه‌ی بین میدان‌های ورودی و خروجی را بدست می‌آوریم که بصورت زیر است:

$$y = x - iC(\rho_{12}(x) + \rho_{23}(x)) \qquad (۸)$$

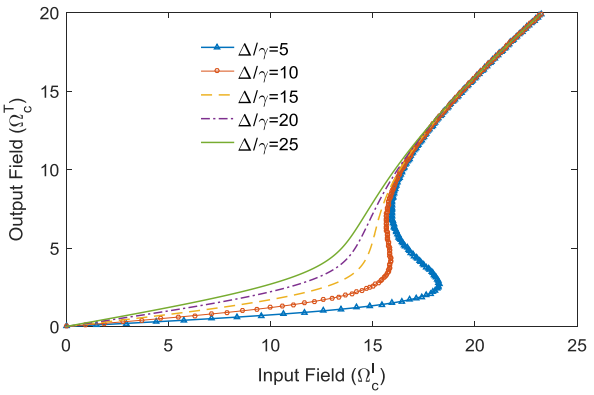
نتایج

ما برای شبیه‌سازی دو پایداری نوری، پارامترها را بصورت زیر در محاسبات در نظر می‌گیریم[۱۳]:

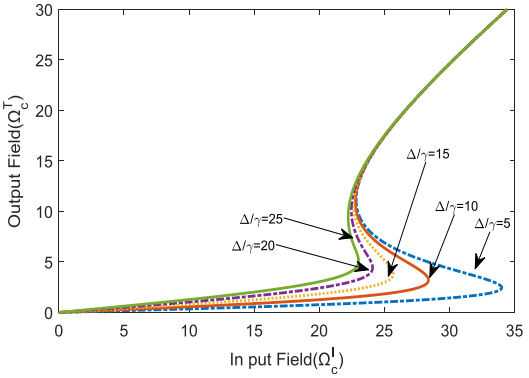
$$\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma = 1.3mev \ , \ \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_c$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{23} = \gamma_{13} = 5mev \ , \ \Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta$$

در شکل (۳) میدان ورودی – خروجی برای یک کاواک حلقوی با پارامتر $C = 100$ و چند مقدار $\frac{\Delta}{\gamma}$ رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که برای مقادیر $\frac{\Delta}{\gamma} > 11$ دوپایداری نوری دیده نمی‌شود. اما برای مقدار $\frac{\Delta}{\gamma} < 11$ دوپایداری نوری مشاهده می‌شود.



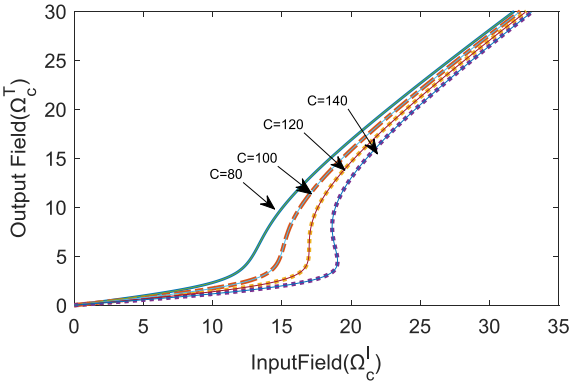
شکل۳: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف $\frac{\Delta}{\gamma}$ و $C = 100$.



شکل۴: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف $\frac{\Delta}{\gamma}$ و $C = 200$.

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]



شکل۵: میدان خروجی بر حسب میدان ورودی برای مقادیر مختلف C و $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$.

شکل (۴) مشابه شکل (۳) برای حالت $C = 200$ رسم شده است که دیده می‌شود برای همه مقادیر $\frac{\Delta}{\gamma}$ دوپایداری نوری مشاهده می‌شود.

درشکل (۵) میدان ورودی- خروجی برای $\frac{\Delta}{\gamma} = 15$ و مقادیر مختلف C رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که یک مقدار حداقل برای C نیاز است تا دوپایداری نوری مشاهده شود. اگر C افزایش یابد ما می توانیم دوپایداری نوری برای مقادیر بیشتر $\frac{\Delta}{\gamma}$ را مشاهده کنیم.

نتیجه گیری

در این مقاله رفتار دوپایداری نوری در کاواک متشکل از یک سیستم چاه کوانتومی سه ترازه بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که با کاهش فرکانس واکوکی و افزایش پارامتر اشتراکی C پدیده دوپایداری نوری مشاهده می‌شود. پارامتر C را می‌توان با تغییر مشخصات سیستم چاه کوانتومی و در نتیجه تغییر گشتاورهای دوقطبی الکتریکی کنترل کرد.

مرجع‌ها

[1] H.M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, University of Arizona, Tucson. 1985.

[2] H.M. Gibbs, S.L. McCall, T.N.C. Venkatesan, “Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer”, Phys. Rev. Lett. 36, 1135, 1976.

[3] S.H. Asadpour, M. Jaberi, H. Rahimpour Solemani, “Phase control of optical bistability and multistability via spin coherence in a quantum well waveguide”, J. Opt. Soc. Am. B, 30, 1815-1820, 2013.

[4] R. Nasehi, M. Sahrai, “Optical bistability and multi-stability via voltage-controlled and the rate of incoherent pump in a quantum dot nanostructure”, J. Lumin. 132, 2302–2306, 2012.

[5] H. Jafarzadeh, M. Sahrai, K. Jamshidi, “Controlling he optical bistability in a Λ -type atomic system via incoherent pump field”, Appl. Phys. B, 117, 927-933, 2014.

[6] J-H. Li, “Coherent control of optical bistability in tunnel-coupled double quantum wells”, Opt. Commun. 274, 71–3. 2007.

[7] J-H. Li, “Controllable optical bistability in a four-subband semiconductor quantum well system”, Phys. Rev. B 75, 155329, 2007.

[8] Z. Wang, B. Yu, “Optical bistability via dual electromagnetically induced transparency in a coupled quantum-well nanostructure”, J. Appl. Phys. 113, 113101, 2013.

[9] P. Kumar, S. Dasgupta, “Optical switching and bistability in four-level atomic systems”, Phys. Rev. A 94. 023851, 2016.

[10] M. Scully, M. Suhail Zubairy, “*Quantum Optic*”, Cambridge University Press, 1997.

[11] G.B. Serapiglia, E. Paspalakis, C. Sirtori, Vodopyanov K.L. Phillips, Phys. Rev. Lett. 84, 1019, 2000.

[12] A. Joshi, M. Xiao, “Optical bistability in a three-level semiconductor quantum-well system”, Appl. Phys. B 79, 65–69, 2004.

[13] K.L. Vodopyan, V. Chazapis, C.C. Phillips, B. Sung, J.S. Harris, “Intersubband absorption saturation study of narrow III-V multiple quantum wells in the $\lambda = 2.8 - 9\ \mu m$ spectral range, Semicond”, Sci. Technol. 12, 708-714, 1997.

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

[Downloaded from www.opsi.ir on 2026-11-02]