



بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی



کنترل گذار فاز کوانتومی یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین به دام افتاده در داخل یک کاواک اپتیکی

علی دلفی^۱، محمد حسین نادری^۲، محمود سلطان‌الکتابی^۲، و هادی روحبخش^۱

^۱مرکز ملی علوم و فنون لیزر ایران، تهران

^۲گروه پژوهشی اپتیک کوانتومی، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اصفهان

چکیده - در این مقاله به بررسی اثر غیرخطی برخورد‌های اتمی بر حد آستانه‌ی گذار فاز کوانتومی در سامانه‌ای متشکل از یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین به دام افتاده در داخل یک کاواک اپتیکی که اتم‌های درون کاواک از سمت عمود بر محور آن تحت دمش اپتیکی قرار گرفته‌اند می‌پردازیم. نشان می‌دهیم که با دست‌کاری شدت اندرکنش اتمی می‌توان نقطه‌ی بحرانی گذار فاز را کنترل کرد.

کلید واژه- چگالیده‌ی بوز-اینشتین، شبکه‌ی اپتیکی، گذار فاز کوانتومی

Controlling the quantum phase transition of a trapped Bose-Einstein condensate inside an optical cavity

Ali Dalafi^{1,2}, Mohammad Hossein Naderi², Mahmood Soltanolkotabi², and Hadi Roohbakhsh¹

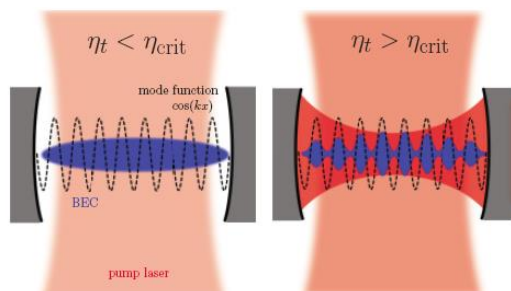
¹Iranian National Center of Laser Science and Technology (INLC), Tehran

²Quantum Optics Group, Department of Physics, Faculty of Science, University of Isfahan

Abstract- In this paper we investigate the nonlinear effect of atomic collisions on the threshold of quantum phase transition in a system consisting of a Bose-Einstein condensate trapped inside an optical cavity in which the atoms are pumped optically from a direction perpendicular to the cavity axis. We show that by manipulating the atomic interaction strength, one can control the critical point of the phase transition.

Keywords: BEC, optical lattice, quantum phase transition

۱- مقدمه



شکل ۱: گذار فاز کوانتومی یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین از حالت نرمال (سمت چپ) به حالت ابرتابنده (سمت راست) [۳].

چنانچه $\omega_{\perp} \ll \omega_0$ باشد می‌توان درجه‌ی آزادی حرکت اتم-ها را در راستای محور x (محور کاواک) در چارچوب فرمولبندی کوانتوم دو با میدان کوانتومی $\Psi(x)$ و دینامیک سامانه را با هامیلتونی مؤثر یک بعدی زیر توصیف کرد [5]:

$$(1) \quad H = -\hbar\Delta_c a^\dagger a + \int_{-L/2}^{L/2} \Psi^\dagger(x) \left(-\frac{\hbar^2}{2m_a} \frac{d^2}{dx^2} + \hbar U_0 \cos^2(kx) \right) a^\dagger a + \hbar \eta_t \cos(kx) (a^\dagger a) + \frac{1}{2} U_s \Psi^\dagger(x) \Psi(x) \Psi(x) dx.$$

در اینجا a عملگر نابودی میدان اپتیکی درون کاواک، $\Delta_c = \omega_p - \omega_c$ (بسامد بازآوایی کاواک)، $U_0 = g_0^2 / \Delta_a$ (بسامد رابی خلأ) و $U_s = 4\pi\hbar^2 a_s / m_a w^2$ است که در آن، a_s طول پراکندگی در برهم‌کنش اتم-اتم [۶، ۷] و w اندازه‌ی کمر پتانسیل اپتیکی است. هم‌چنین $k = \omega_c / c$ عدد موج میدان اپتیکی درون کاواک است.

در رژیم برهم‌کنش ضعیف، یعنی $U_0 \langle a^\dagger a \rangle \leq 10\omega_R$ که در آن، $\omega_R = \hbar k^2 / 2m_0$ بسامد پس‌زنی اتمی است، می‌توان میدان اتمی را به دو مد متقارن کناری با تکانه‌های $\pm \hbar k$ محدود کرد که در اثر اندرکنش اتم-فوتون برانگیخته می‌شوند [8]. بدین ترتیب با توجه به پایستگی پاریته، میدان کوانتومی اتمی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$(2) \quad \Psi(x) = \sqrt{\frac{1}{L}} c_0 + \sqrt{\frac{2}{L}} \cos(kx) c_1,$$

که در آن، c_0 عملگر نابودی مد چگالیده (با تکانه‌ی صفر) و c_1 عملگر نابودی مد بوگولیوبوف (با تکانه‌ی k) است. با

پدیده‌ی چگالش اتم‌های بوزونی برای نخستین بار توسط آلبرت اینشتین در سال ۱۹۲۶ به طور نظری پیش‌بینی شد ولی تحقق تجربی آن نزدیک به ۷۰ سال بعد یعنی در سال ۱۹۹۵ میسر شد [۱]. چگالش بوز-اینشتین نوعی گذار فاز نوع دوم است که در گازی متشکل از بوزون‌های یکسان روی می‌دهد [2]. گذار فاز کوانتومی از حالت نرمال به حالت ابرتابنده [3]، در سامانه‌ای متشکل از یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین به دام افتاده در داخل یک کاواک اپتیکی که اتم‌های درون کاواک از سمت عمود بر محور آن تحت دمش اپتیکی قرار گرفته‌اند، قابل مشاهده است (شکل ۱). چنانچه شدت تابش عرضی کمتر از مقدار بحرانی η_{crit} باشد، متوسط تعداد فوتون‌های درون کاواک صفر و توزیع اتم‌ها در طول کاواک یکنواخت است که چنین وضعیتی را فاز نرمال می‌نامند. از طرف دیگر، چنانچه شدت تابش عرضی بزرگتر از حد بحرانی شود، متوسط تعداد فوتون‌های درون کاواک شروع به افزایش کرده و اتم‌ها توزیعی تناوبی پیدا می‌کنند که به فاز ابرتابنده معروف است.

در این مقاله قصد داریم اثر غیرخطی برخورد‌های اتمی را بر حد آستانه‌ی گذار فاز کوانتومی بررسی کنیم. نشان خواهیم داد که افزایش شدت برخورد‌های اتمی موجب جابجایی نقطه‌ی بحرانی به سمت شدت‌های عرضی بالاتر می‌شود.

۲- هامیلتونی و دینامیک سامانه

یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین متشکل از تعداد N اتم دو ترازوی را در داخل یک کاواک اپتیکی با طول L در نظر می‌گیریم به گونه‌ای که اتم‌ها از سمت کناری کاواک به وسیله‌ی یک لیزر با بسامد ω_p و با آهنگ η_t دمیده می‌شوند (شکل ۱). فرض می‌کنیم که چگالیده در داخل یک دام متقارن استوانه‌ای با بسامد عرضی ω_{\perp} و بسامد طولی ω_{\parallel} محبوس شده است. در رژیم پاشنده، که $\Delta_a = \omega_p - \omega_a$ بسیار بزرگتر از پهنا‌ی خط اتمی γ است (ω_a ، بسامد گذار اتمی است)، حالت برانگیخته‌ی الکترونی اتم را می‌توان به طور آدیاباتیک حذف و از اثر گسیل خود به خود اتم‌ها صرف نظر کرد [4].

قرار دادن معادله‌ی (۲) در معادله‌ی (۱) هامیلتونی سامانه به صورت زیر در می‌آید:

(۳)

$$H = -\hbar\Delta_c a^\dagger a + \hbar\omega_R c_1^\dagger c_1 + \frac{1}{2}\hbar U_0 a^\dagger a (c_0^\dagger c_0 + \frac{3}{2}c_1^\dagger c_1) + \frac{\hbar\omega_{sw}}{4N} (c_0^\dagger c_0 + c_1^\dagger c_1)^2 + 4c_0^\dagger c_0 c_1^\dagger c_1 + \frac{3}{2}c_1^\dagger c_1^2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\hbar\eta_l (a^\dagger + a)(c_1^\dagger c_0 + c_0^\dagger c_1),$$

که در آن، $\omega_{sw} = 8\pi\hbar a_s N / m_0 L w^2$ بسامد پراکندگی در برهم‌کنش میان اتم‌هاست. اکنون می‌توان معادلات حرکت هایزنبرگ را برای مدهای اپتیکی و اتمی با استفاده از هامیلتونی $H - \mu\hat{N}$ در چارچوب صورتبندی هنگرد (آنسامبل) کانونیک بزرگ به دست آورد [۳] که در اینجا μ پتانسیل شیمیایی و $\hat{N} = c_0^\dagger c_0 + c_1^\dagger c_1$ عملگر تعداد ذرات اتمی است:

$$\begin{aligned} \dot{a} &= i\Delta_c a - \frac{i}{2}U_0 a (c_0^\dagger c_0 + \frac{3}{2}c_1^\dagger c_1) - \frac{i}{\sqrt{2}}\eta_l (c_1^\dagger c_0 + c_0^\dagger c_1) - \kappa a + \xi(t), \\ \dot{c}_0 &= i(\frac{1}{\hbar}\mu - \frac{1}{2}U_0 a^\dagger a)c_0 - \frac{i}{\sqrt{2}}\eta_l (a^\dagger + a)c_1 - \frac{i}{2N}\omega_{sw} (c_0^\dagger c_0 + c_0^\dagger c_1^2 + 2c_0 c_1^\dagger c_1) \\ \dot{c}_1 &= i(\frac{1}{\hbar}\mu - \omega_R - \frac{3}{4}U_0 a^\dagger a)c_1 - \frac{i}{\sqrt{2}}\eta_l (a^\dagger + a)c_0 - \frac{i}{2N}\omega_{sw} (c_1^\dagger c_0^2 + 2c_0^\dagger c_0 c_1 + \frac{3}{2}c_1^\dagger c_1^2) \end{aligned} \quad (۴)$$

در نخستین معادله از معادلات (۴) ضریب اتلاف میدان اپتیکی درون کاواک، و $\xi(t)$ عملگر نوفه‌ی ناشی از افت و خیزهای خلأ کوانتومی است که توابع همبستگی آن در روابط مارکوفی $\langle \xi^\dagger(t)\xi(t') \rangle = (n_{ph} + 1)\delta(t - t')$ و $\langle \xi(t)\xi^\dagger(t') \rangle = n_{ph}\delta(t - t')$ صدق می‌کنند که n_{ph} متوسط تعداد فوتون‌های گرمایی است که در بسامدهای اپتیکی تقریباً برابر صفر است. از آنجایی که در این مقاله می‌خواهیم صرفاً به بررسی اثر گذار فار کوانتومی بر روی مقادیر میانگین میدان‌ها پردازیم از افت و خیزهای کوانتومی صرف نظر می‌کنیم. با جایگزینی عملگرهای کوانتومی با مقادیر میانگین $\langle a \rangle = \sqrt{N}\alpha$ و $\langle c_0 \rangle = \sqrt{N}\beta_0$ و $\langle c_1 \rangle = \sqrt{N}\beta_1$ در معادلات (۴) به معادلات زیر برای مقادیر میدان میانگین در شرایط پایا دست می‌یابیم:

$$\begin{aligned} [i(\delta_c - u\beta_1^2) - k]\alpha &= iy\beta_0\beta_1 \\ \mathbf{M}(\alpha, \beta)\boldsymbol{\beta} &= \frac{1}{\hbar}\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\beta} \end{aligned} \quad (۵)$$

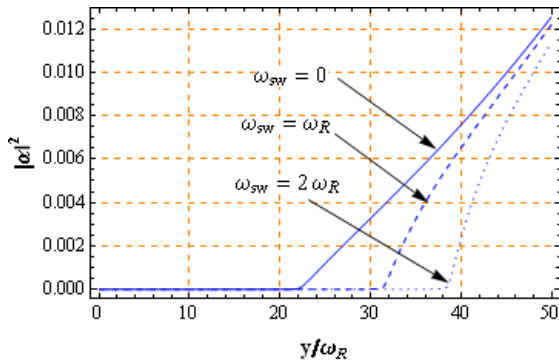
که در آن، $u = \frac{1}{4}NU_0$ و $y = \sqrt{2N}\eta_l$ دو پارامتر، $\boldsymbol{\beta} = (\beta_0, \beta_1)^T$ و $\delta_c = \Delta_c - \frac{1}{2}NU_0$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 2u|\alpha|^2 + w_1 & y\alpha_R \\ y\alpha_R & \omega_R + 3u|\alpha|^2 + w_2 \end{pmatrix} \quad (۶)$$

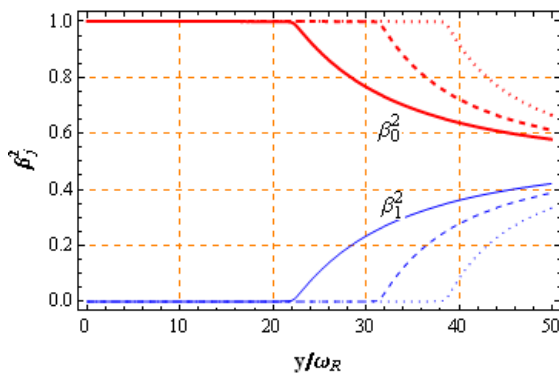
یک ماتریس است که در آن، $w_1 = \frac{1}{2}\omega_{sw}(1 + 2\beta_1^2)$ و $w_2 = \frac{3}{2}\omega_{sw}(1 - 2\beta_1^2)$ و α_R قسمت حقیقی عدد مختلط α است.

۳- حل عددی به روش خودسازگار

دومین معادله از معادلات (۵) یک معادله‌ی ویژه مقدار غیرخطی است که در آن، μ/\hbar کوچکترین ویژه مقدار ماتریس \mathbf{M} و $\boldsymbol{\beta}$ ویژه بردار متناظر با آن است. دو نوع غیرخطیت در این مسأله‌ی ویژه مقداری وجود دارد: اولین غیرخطیت از وابستگی غیرمستقیم ماتریس \mathbf{M} به $\boldsymbol{\beta}$ از طریق α ناشی می‌شود که خود، از طریق معادله‌ی اول به $\boldsymbol{\beta}$ بستگی پیدا می‌کند. دومین غیرخطیت ناشی از وابستگی مستقیم \mathbf{M} به $\boldsymbol{\beta}$ از طریق پارامترهای w_1 و w_2 است که در اثر برخوردهای اتمی به وجود می‌آید. معادلات (۵) را می‌توان با استفاده از روش عددی خودسازگار حل کرد. بدین منظور، ابتدا مقادیر دلخواهی برای α_R, α_I و β_1 اختیار می‌کنیم و کوچکترین ویژه مقدار ماتریس \mathbf{M} و ویژه بردار متناظر با آن را به دست می‌آوریم. سپس، مقادیر به دست آمده برای β_0 و β_1 را در اولین معادله‌ی (۵) قرار می‌دهیم و مقادیر جدیدی برای α_R, α_I به دست می‌آوریم. اگر اختلاف بین مقادیر اولیه و نهایی α_R بزرگتر از مقدار معین ε باشد، این فرایند را آن قدر تکرار می‌کنیم تا این که اختلاف ذکر شده کمتر از ε شود. هنگامی که این شرط برقرار شود، فرایند تکرار را قطع می‌کنیم و آخرین مقادیر حاصل را به عنوان جواب‌های خودسازگار معادلات غیرخطی (۵) در نظر می‌گیریم. نتایج حاصل از حل عددی معادلات (۵) به روش خودسازگار به ازای $\varepsilon = 10^{-4}$ در شکل‌های ۳ و ۲ نمایش داده شده است. در شکل ۲ متوسط تعداد فوتون‌های درون کاواک، و در شکل ۳ متوسط تعداد نسبی اتم‌های موجود در مد چگالیده (c_0) و مد بوگولیوبوف (c_1) بر حسب شدت دمش عرضی بهنجار شده (y/ω_R) به ازای سه مقدار مختلف بسامد برخورد اتمی نشان داده شده‌اند. همان‌طور که از این شکل‌ها دیده می‌شود، یک نقطه‌ی بحرانی (حد آستانه) y_c وجود دارد به گونه‌ای که اگر شدت دمش عرضی کمتر از آن باشد ($y < y_c$)، متوسط تعداد فوتون‌های داخل کاواک صفر است و تمام اتم‌ها در



شکل ۲: متوسط تعداد فوتون‌های کاواک تقسیم بر \sqrt{N} بر حسب شدت دمش عرضی y/ω_R به ازای سه مقدار مختلف بسامد برخورد اتمی و مقادیر $\delta_c = -100\omega_R, u = -20\omega_R, \kappa = 200\omega_R$



شکل ۳: متوسط تعداد نسبی اتم‌های موجود در مد چگالیده، β_0^2 (منحنی‌های ضخیم)، و مد بوگولیوبوف، β_1^2 (منحنی‌های نازک)، بر حسب شدت دمش عرضی به ازای سه مقدار مختلف بسامد برخورد اتمی. مقادیر سایر پارامترها مانند شکل ۱ است.

که با یکی از مدهای اپتیکی درون کاواک که از طریق تابش عرضی برانگیخته می‌شود برهم‌کنش می‌کند. نشان دادیم که افزایش شدت برخورد اتمی موجب جابجایی نقطه‌ی بحرانی به سمت شدت‌های عرضی بالاتر می‌شود.

مراجعه

- [1] K. B. David et.al, *Phy. Rev. Lett.* **75**, 3968 (1995).
- [2] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
- [3] G. Konya, G. Szirmai, and P. Domokos, *Eur. Phys. J. D* **65**, 33 (2011).
- [4] C. Maschler and H. Ritsch, *Opt. Commun.* **243**, 145 (2004).
- [5] A. Dalafi, M. H. Naderi, M. Soltanolkotabi, and Sh. Barzanjeh, *Phys. Rev. A* **87**, 013417 (2013).
- [6] P. Domokos and H. Ritsch, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1098 (2003).
- [7] C. Maschler and H. Ritsch, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 260401 (2005).
- [8] D. Nagy, P. Domokos, A. Vukics, and H. Ritsch, *Eur. Phys. J. D* **55**, 659 (2009).

مد چگالیده انباشته می‌شوند ($\beta_0 = 1, \beta_1 = 0$). در چنین وضعیتی اتم‌ها دارای توزیع یکنواختی در سرتاسر طول کاواک هستند زیرا تابع موج ماکروسکوپی یک اتم‌ها، یعنی $\psi(x) = \langle \Psi(x) \rangle$ بنا بر معادله‌ی (۲) برابر است با

$$\psi(x) = \sqrt{N/L}, \quad (7)$$

که چنین حالتی را فاز نرمال می‌نامند (شکل ۱، سمت چپ). از طرف دیگر، بالاتر از نقطه‌ی بحرانی ($y > y_c$)، متوسط تعداد فوتون‌های درون کاواک با افزایش شدت تابش عرضی شروع به افزایش می‌کند و در عین حال تعدادی از اتم‌های موجود در مد چگالیده به مد بوگولیوبوف برانگیخته می‌شوند. در چنین وضعیتی تابع موج ماکروسکوپی اتم‌ها فاقد توزیع یکنواخت است و به صورت تابع تناوبی

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{N}{L}}\beta_0 + \sqrt{\frac{N}{L}}\beta_1 \cos(kx), \quad (8)$$

خواهد بود که آن را فاز ابرتابنده می‌نامند (شکل ۱، سمت راست). نتیجه‌ی مهمی که از شکل‌های ۲ و ۳ حاصل می‌شود این است که حد آستانه‌ی y_c به بسامد برخوردهای اتمی وابسته است و با افزایش بسامد پراکندگی ω_{sw} به سمت شدت‌های بالاتر جابجا می‌شود. به عنوان مثال، در غیاب اندرکنش اتمی $y_c \approx 22\omega_R$ است (منحنی‌های پیوسته)، در حالی که به ازای $\omega_{sw} = \omega_R$ نقطه‌ی بحرانی در $y_c \approx 32\omega_R$ (منحنی‌های خط‌چین) و به ازای $\omega_{sw} = 2\omega_R$ در $y_c \approx 38\omega_R$ (منحنی‌های نقطه‌چین) روی می‌دهد. بدین ترتیب از ω_{sw} می‌توان به عنوان عاملی برای کنترل آستانه‌ی گذار فاز کوانتومی استفاده کرد. این پارامتر از طریق ω_{\perp} (بسامد دام عرضی) به طور تجربی قابل کنترل است.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی اثر غیرخطی برخوردهای اتمی بر حد آستانه‌ی گذار فاز کوانتومی در سامانه‌ای متشکل از یک چگالیده‌ی بوز-اینشتین به دام افتاده در داخل یک کاواک اپتیکی که اتم‌های درون کاواک از سمت عمود بر محور آن تحت دمش اپتیکی قرار می‌گیرند پرداختیم.