بررسی ترمودینامیک کو آنتومی در یک سامانهٔ اتم-کاواک با برهمکنش جينز - کامينگز

مرتضي رفيعي*

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود، ایران تاریخ دریافت: 1395/12/02 ویرایش نهائی: 1396/06/06 پذیرش: 1396/10/09

چکیدہ

در این مقاله به معرفی ایده ترمودینامیک کوآنتومی براساس مفاهیم پایهای مکانیک آماری و مکانیک کوآنتومی پرداختهایم. در ادامه به بررسی چارچوب فرآیندهای غیرتعادلی در سامانههای کوآنتومی پرداختهایم و چگونگی محاسبهٔ کمیتهایی مانند کار و آنتروپی بازگشتناپذیر را در این فرآیندها، معرفی می نماییم. سپس نتایج به دست آمده را بر روی سامانه اتم -کاواک با برهمکنش جیز کامینگز در دو حالت جفتشدگی ضعیف و قوی اتم -کاواک، به کار بستهایم. در اینجا نظریهها و محاسبات میدان آن با محیط بی کوآنتومی بسته بوده و در نتیجه با در نظر گرفتن یک کاواک خوب از نشت فوتونی و جفتشدگی میدان آن با محیط بیرون از آن، صرفنظر شده است.

کلیدواژگان: ترمودینامیک کوآنتومی، اتم-کاواک، کار میانگین، آنتروپی بازگشتناپذیر

مقدمه

در ابتدا دانش ترمودینامیک برای بررسی سامانههای ماکروسکوپی توسعه یافت و ایده استفاده از متغیرهای ماکروسکوپی از قبیل حجم، فشار، دما و ... برای توصیف سامانه کافی بود [1]. با این وجود پیشرفتهای نظریههای اتمی مشخص نمود که متغیرهای میکروسکوپی متناظر آنها ناشی از طبیعت تصادفی بودن دنیای میکروسکوپی، دارای افت و خیز هستند. مکانیک آماری به عنوان نظریهای برای ارتباط این افت و خیزهای میکروسکوپی با متغیرهای ماکروسکوپی توسعه یافت. در بررسی سامانههای ماکروسکوپی و با وجود تعداد زیاد ذرات، افت و خیزهای نسبی قابل ورفنظر کردن بوده و بنابراین اندازه گیریهای

ترمودینامیکی معمولاً با مقدار انتظاری کمیتهای میکروسکوپی در توافق بسیار خوبی است [2]. امروزه در فرآیندهای تعادلی، مکانیک کوآنتومی تعادلی یکی از نظریدهای موفق است و نتیجه اصلی آن در رابطه گیبس¹ برای آنسامبلهای کانونی است [3]. ولی در فرآیندهای غیرتعادلی، پارامترهای ترمودینامیکی اطلاعات کافی از تحول دینامیکی سامانه را ارائه نمیدهند. برای سامانههای کوآنتومی علاوه بر افت و نعیزهای دمایی، افت و خیزهای کوآنتومی نیز اهمیت زیادی پیدا میکنند. وجود این افت و خیزها بر روی کمیتهایی از قبیل کار و گرما تأثیر دارد و در مواردی میتوان بدون تغییر در حالت ترمودینامیکی سامانه، کار استخراج نمود که با قانون دوم ترمودینامیک در تناقض است. جاژیانسکی² [4] و کروکس³ [5] نشان دادهاند

* نويسنده مسئول: m.rafiee178@gmail.com

BY (cc) این مقاله تحت مجوز کریتیو کامنز تخصیص 4,0 بین المللی می باشد.

¹ Gibbs

² Jarzynski

³ Crooks

بررسی ترمودینامیک کوآنتومی در یک...

می شود. این اندازه گیری، حالت سامانه را به حالتهای دیگر با احتمالات متفاوت تبدیل می کند. درعین حال، در یک سامانهٔ بسته کو آنتومی تبادل گرما وجود ندارد (Q = 0) و تنها کمیت شرکت کننده در تغییر آنتروپی که به آنتروپی بازگشتناپذیر موسوم است (ΔS_{ir}) که به آنتروپی بازگشتناپذیر موسوم است (ΔS_{ir}) ناشی از کار بازگشتناپذیر است [7]. $\Delta S_{irr} = \beta W_{irr} = \beta (W - \Delta F)$ کار بازگشتناپذیر در واقع فاصله بین حالت نهایی ρ_{r} و حالت تعادلی که توسط حالت گیبسی $r, (\chi, \chi) / Z(\chi)$ می شود که در آن ((λ)) $Tr(e^{-\beta H(\lambda)})$ تابع پارش می شود که در آن ((λ)) $Tr(e^{-\beta H(\lambda)})$

این رابطه برای همهٔ فر آیندها اعم از تعادلی و غیرتعادلی برقرار است. برای بررسی رفتار ترمودینامیکی یک سامانهٔ کو آنتومی، فرض می کنیم که هامیلتونی سامانه (()) H باشد که () λ پارامتر کنترلی است که مقدار آن در هر لحظه مشخص کنندهٔ حالت تعادلی در آن لحظه است. سامانه در ابتدا در تعادل با یک محیط لحظه است. سامانه در ابتدا در تعادل با یک محیط لحظه است. سامانه در ابتدا در تعادل با یک محیط ا ی (حالت گیبسی) آمادهسازی شده است. در لحظه 0 = t ارتباط سامانه با محیط قطع و بنابر یک پروتکل، مقدار λ از λ تا λ تغییر می کند. در زمان 0 = t، $1 = 1 / (1 - (\lambda_1) - (\lambda_2) - (\lambda_1) + (\lambda_2) + (\lambda_3) + (1 - (\lambda_3) + ($

که کار انجام شده در فرآیندهای غیرتعادلی (فرآیند سريع) بهصورت یک متغیر تصادفی توصیف شده و از مجموعهٔ روابط دقیق مرتبط با بازگشتناپذیری و قانون دوم ترموديناميک تبعيت میکند. امروزه اين ارتباط تحت عنوان نظریهٔ افت و خیزها که تعمیم قانون دوم ترمودینامیک است، شناخته می شود. نتایج این نظریه در توافق خوبی با نتایج تجربی حاصل از نوسانگرهای مکانیکی و سامانه های بیولوژیکی است [6]. فرآیند انجام کار برروی یک سامانه را میتوان از طریق تغییر پارامتر کنترلی ۸ در هامیلتونی سامانه توصیف نمود که به آن پارامتر کار نیز می گویند. برای سامانه های گرمایی تحت فر آیندهای همدما، بهدلیل تبادل گرما با محیط تنها بخشی از انرژی درونی قابلیت استفاده بهعنوان کار است. آن بخش از انرژی درونی که میتواند به کار تبدیل شود انرژی آزاد نامیده می شود و به صورت Q تعریف می شود، که در آن $\Delta F = W = \Delta U - Q$ گرمای مبادله شده، ∆U تغییرات انرژی درونی و آزاد $\Delta F = F(T, \lambda_r) - F(T, \lambda_i)$ سامانه در دمای T است. در فرآیندهای سریع که منجر به حالتهای غیرتعادلی میشوند، رابطهٔ بالا برقرار نمی باشد. در این شرایط، اگرچه انرژی آزاد اولیه $F(T, \lambda_{f})$ است، ولى انرژى آزاد نهايى $F(T, \lambda_{i})$ نخواهد بود و حالت نهایی سامانه کاملاً پیچیده و به نوع فرآيند انجام شده وابسته است. براي اين فرآيندها است که علامت تساوی تنها برای فرآیندها $W \ge \Delta F$ شبه ایستا برقرار است. میزان اختلاف بین کار انجام شده و تغییرات انرژی آزاد بهعنوان کار بازگشتناپذیر نامیدہ می شود. اہمیت افت و $W_{irr} = W - \Delta F \ge 0$ خیزهای کوآنتومی به این واقعیت برمیگردد که بهمنظور دسترسی به مقدار کار انجام شده در یک سامانه کوآنتومی باید انرژی آن، اندازه گیری شود که عمل اندازه گیری باعث فروریزش (کاهش) تابع موج سامانه

 $|m\rangle\langle m|$ است که $|\zeta_{m}|(\chi_{f})|_{m}$ است که $|\zeta_{m}|(\langle m|)|$ امین(mامین) ویژه حالت هامیلتونی اولیه (نهایی) با ویژه مقادیر $\sigma_{m}(\chi_{m})$ است. برای تعریف کار (W) انجام شده بر روی سامانه نیازمند به دو اندازه گیری تصویری در لحظه 0 = t و لحظه $\tau = t$ که سامانه تحت عملگر $(\tau, 0)$ تحول یافته، داریم. احتمال به دست آوردن در اندازه گیری اول و σ_{m} در اندازه گیری دوم عبارت است از:

 $P_{l}^{0}P_{mll}^{r} = \frac{e^{-\beta \epsilon_{l}}}{|\langle l | U(\tau,0) | m \rangle|^{2}/Z(\lambda_{i})} \qquad 4$ $e \text{ with class is the set of the set o$

$$\langle W \rangle = \sum_{l=1}^{N} P_n^0 P_{mll}^{\tau} (\varepsilon_m' - \varepsilon_l)$$

به عنوان مثال، برای سامانه های دو ترازی کار و گرمای مبادله شده از عدم تعادل ایجاد شده در اسپین را می توان از طریق توموگرافی حالت کو آنتومی [10] و یا با اندازه گیری اسپین سامانه در یک کاواک به دست آورد [11 و 12]. همچنین اندازه گیری انرژی درونی اتم ها با به کار گیری جفت شدگی اتم ها با دو کاواک امکان پذیر است و بنابراین می توان به کمک این سامانه های اپتیکی کار و گرما را برای اتم ها نیز به دست آورد [13]. در واقع سامانه اتم -کاواک از اهمیت زیادی در اپتیک کو آنتومی و نظریهٔ اطلاعات کو آنتومی برخوردار است

و با پیشرفتهای نوین در اپتیک کوآنتومی و حالت جامد تحقق چنین سامانههایی با استفاده از ساختارهای مختلف مانند اتم، یون یا کیوبیتهای ابررسانا (جفتهای کوپر) در کاواک QED فراهم شده است [17-14]. بنابراین در ادامه بررسی ترمودینامیک کوآنتومی، این سامانه را بهعنوان سامانه مورد بررسی در نظر خواهیم گرفت.

ترموديناميک کوآنتومي سامانه اتم-کاواک

در ادامه به بررسی یک سامانه متشکل از یک اتم دو ترازی واقع شده در یک کاواک با جفتشدگی بین اتم و یک مد میدان الکترومغناطیسی کاواک می پردازیم. این برهم کنش از طریق جفتشدگی میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی کاواک با گشتاور دوقطبی الکتریکی اتم توصیف میشود. این مدل نظری بهمنظور بررسی دو رهیافت کوآنتومی و رهیافت نیمهکلاسیکی تابش توسط ادوین جینز و فردریک کامینگز ارائه شد [18]. این مدل به ملل جینز -کامینگز معروف شد و در تقریب موج چرخان، هامیلتونی جینز -کامینگز با وابستگی زمانی بسامد اتمی به صورت زیر است (1 = h)

$$\begin{split} H_{JC} = \omega_c a^{\dagger} a + \omega_a(t) \frac{\sigma_z}{2} + g(a\sigma_+ + a^{\dagger}\sigma_-) \qquad 7 \\ \text{Solution} \\ Solution \\ Sol$$

ر فيعي	مر تضي
ر یہ می	

هامیلتونی H_0 قطری می شود و بنابراین هامیلتونی جینز-کامینگز نیز در زیرفضای { $(n,e), |n+1,g\rangle$ قطری می شود [22]. دینامیک حالت سامانه در تصویر برهم کنش توسط عملگر برهم کنشی زیر توصیف می شود: $V(t) = g(a\sigma_+e^{i\delta t} + a^{\dagger}\sigma_-e^{-i\delta t})$

در اولین مرحله میتوان معادلهٔ شرودینگر را در تصویر برهمکنش حل نمود.

 $i\frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = V(t) |\psi(t)\rangle$ 10 c, and be a constrained on the set of the set o

:است و بنابراین |n,e
angle,|n+1,g
angle

 $|\psi(t)\rangle = \sum_{n} a_{n}(t) |n,e\rangle + b_{n+1}(t) |n+1,g\rangle$ 11 با جایگذاری عبارت بالا در معادله شرودینگر به دو معادلهٔ دیفرانسیلی جفتشدهٔ زیر میرسیم:

 $\dot{a}_n(t) = -ig\sqrt{n+1} e^{i\delta}b_{n+1}(t)$ $\dot{b}_{n+1}(t) = -ig\sqrt{n+1} e^{-i\delta}a_n(t)$ $e_{\pm}(n) = (n+\frac{1}{2})\omega_c \pm \sqrt{\delta^2 + 4g^2(n+1)}$ $E_{\pm}(n) = (n+\frac{1}{2})\omega_c \pm \sqrt{\delta^2 + 4g^2(n+1)}$ $\mathcal{R}_{c}(t)$ $\mathcal{R}_{c}(t)$

برهمکنش اتم -میدان، ترازهای انرژی حالتهای دو ترازی {n + 1, g, $n = |n, e\rangle$] به ازای هر n تلاقی نداشته و در نتیجه به ازای هر n حالتهای دو ترازهٔ مستقل داریم که از آنها می توان به عنوان کیوبیت نیز استفاده نمود. حال وابستگی زمانی را با در نظر گرفتن تغییرات زمانی خطی برای ناکوکی $t = \frac{\delta_f - \delta_0}{\tau} + \frac{\delta_f - \delta_0}{\tau}$ که در

آن $\delta_f \left(\delta_f
ight)$ میزان ناکوکی اولیه (نهایی) و au زمان

کیوبیتهای ابررسانای وابسته به شار⁴، بههمراه ترانسمون ایجاد شده در یک کاواک QED است [19 و 20]. ترازهای انرژی ترانسمون ایجاد شده را می توان توسط شار مغناطیسی تغییر و کنترل نمود، به گونهای که جفتهای کوپر در ترانسمون ایجاد شده به عنوان یک $\omega_a = \sqrt{E_{el}^2 + E_i(\varphi)^2}$ [The second state of $\omega_a = \sqrt{E_{el}^2 + E_i(\varphi)^2}$ میباشند که (E_{el} =4E_c (1–2n_g انرژی الکتروستاتیکی با انرژی بار E_c و $2e = C_g V_g / 2e$ بار بدون بُعد گیت است که C_{g}, C_{g} بهترتیب ظرفیت خازن گیت، ولتاژ گیت و بار الکترون هستند و در نهایت انرژی جوزفسون است $E_{j}(\varphi) = E_{j|\max} Cos(\frac{\pi \varphi}{\varphi_{0}})$ که در آن E_{ilmax} انرژی بیشینه جوزفسون در حالت بدون شار، arphi شار مغناطیسی و $arphi_0$ کوانتای شار مغناطیسی است [21]. بنابراین با استفاده از تغییرات شار مغناطیسی برحسب زمان میتوان به تغییرات زمانی بسامد اتمی دست یافت. در اینجا، با صرفنظر کردن اتلاف ميدان كاواك (نشت فوتون)، هاميلتوني بالا را می توان به صورت دو بخش آزاد و برهم کنشی زیر بازنويسي نمود:

$$H_{0} = \omega_{c} \left(a^{\dagger}a + \frac{\sigma_{z}}{2}\right)$$

$$H_{I} = \delta(t)\frac{\sigma_{z}}{2} + g(a\sigma_{+} + a^{\dagger}\sigma_{-})$$
8

که در آن $-\omega_c(t) = \omega_a(t) - \omega_c$ پارامتر ناکوکی بین اتم و میدان کاواک است. در شرایط عدم وابستگی به زمان $(\delta(t) \to \delta)$ و با در نظر گرفتن حالتهای $(\delta(t) \to \delta)$ ایه مفهوم برانگیخته بودن (حالت پایه) اتم و n تعداد فوتونهاست،

⁴ flux qubit

محاسبات، تحول سامانه از t_i = 0 تا زمان نهایی بهازای au از 0/1 تا 20 محاسبه شده است و $t_f = au$ تمامی کمیتهای ترمودینامیکی مورد نظر، در پایان هر ۲ بهدست آمدهاند. در شکل1 کار میانگین و آنتروپی بازگشتناپذیر بهترتیب حاصل از روابط13 و 1، برحسب مقادیر مختلف زمان نهایی و بهازای ناکوکی است. با $T=0.2 {
m k}$ در دمای $\delta_{
m f}=1 G H z$ محاسبهٔ کمیت ($P_{m|n}^{ au}$) مشخص گردید که در این دمای پایین تنها اولین حالت دوترازه در کار میانگین نقش مؤثر دارد و در نتیجه محاسبه بهازای n =1 در رابطه 13 انجام شده است. برای زمانهای نهایی کوچک تغییرات سريع در هاميلتوني باعث ايجاد حالت نهايي غيرتعادلي شده و بنابراین برای تغییرات در هامیلتونی سامانه (تغییر حالت سامانه) بهازای این زمانهای کوچک باید کار انجام داد و مقداری آنتروپی بازگشتناپذیر نیز تولید می شود. با افزایش زمان نهایی تغییرات به آرامی صورت می گیرد و همان گونه که از نتایج مشخص است بهازای زمانهای بزرگتر از 10، تغییرات را می توان بی دررو در نظر گرفت. در این حالت آنتروپی بازگشتناپذیر تولید شده بهسمت صفر میل میکند. از آنجاییکه تغییرات $(\delta_f = -\delta_0)$ انرژی سامانه برحسب δ متقارن است δ_{f} کار میانگین در رسیدن به حالت نهایی با ناکوکی بهسمت صفر میل می کند. در شکل2 محاسبات بالا برای بازهٔ نامتقارنی از تغییرات ناکوکی برحسب زمان تکرار شده است. اگر چه رفتار تولید آنتروپی بازگشتناپذیر همانند قبل است و برای زمانهای بزرگ بهسمت صفر میل می کند، میانگین کار انجام شده بهسمت صفر میل نمي کند. در اين حالت مطابق با رابطه 1، انرژي آزاد اوليه

اختیاری نهایی است، در نظر می گیریم. در اینجا زمان نهایی مشخص کننده مدت زمان لازم برای پروتکل تغییرات ناکوکی و در نتیجه تغییرات زمانی هامیلتونی سامانه است. مهمترین مسأله در این پروتکل، تغییر و کنترل ناکوکی (ویژه مقادیر انرژی) است و با توجه به اعمال و کنترل راحت تر تغییرات خطی ناکوکی در آزمایشگاه، این نوع از تغییرات انتخاب شده است. با توجه به عدم جابهجایی عملگرهای هامیلتونی برهمکنشی با یکدیگر، امکان حل تحلیلی دقیق هامیلتونی وابسته به زمان معادلهٔ 8 وجود ندارد. در محاسبات عددی برای حل معادله شرودینگر وابسته به زمان در این مقاله از روش رانگ-کوتا مرتبهٔ 4 استفاده شده است. علاوهبرآن، محاسبه کار میانگین برای این سامانه مستلزم یک جمعزنی مضاعف بر روی تعداد حالتهای دو ترازه شرکت کننده در گذارهای انرژی رابطهٔ 6 است. بنابراین میانگین کار در این حالت عبارت است از:

$$\langle W \rangle = \sum_{n} \sum_{l,m} P_l^0 P_{m|l}^r (\varepsilon_m^m - \varepsilon_l^n)$$
 13

تعداد حالتهای دوترازه (n) در جمعزنی بالا متناسب با دمای سامانه است. در ادامهٔ محاسبات، سامانهای با مشخصات $\omega_c = 10 GHz$ و g = 100 MHz و را در نظر می گیریم [23]. تغییرات ناکوکی برای این سامانه در بازهٔ [23]. تغییرات ناکوکی برای این سامانه در بازهٔ [23]. تغییرات ناکوکی برای این سامانه نظر می گیریم [23]. تغییرات ناکوکی برای این سامانه نتایج عددی مربوط به کار میانگین و آنتروپی نتایج عددی مربوط به کار میانگین و آنتروپی بازگشتناپذیر در دو دمای مختلف بازگشتاپذیر در دو دمای مختلف بازگی تهایی مختلف ناکوکی نهایی برحسب زمان نهایی τ رسم شده است. در این



سیج مربوع به متعمیب عور علمی مشابه ترمودینامیکی شکلهای3 و 4 تأیید کننده رفتار مشابه ترمودینامیکی برای سامانه اتم-کاواک بهازای تغییر در ناکوکی برحسب زمان است. در این دما دومین حالت دوترازه اتم-کاواک (n = 2) هم در محاسبهٔ کار میانگین در نظر گرفته شده است. همچنین به منظور مقایسهٔ بهتر، نتایج

شکل4. تغییرات کار میانگین و آنتروپی بازگشتناپذیر حاصل از روابط13 و 1، برحسب زمان نهایی در یک بازهٔ نامتقارن از تغییرات T = 0.5 و دمای $\delta_f = 0.2 GHz$, $\delta_f = 0.2 GHz$ و بهازای g = 100 MHz .

8

2 4

10 12 14 15



شکلb تغییرات کار میانگین حاصل از رابطهٔ (13)، برحسب زمان نهایی $\delta_0 = -1GHz$ ، (GHz) ، (GHz) ، $\delta_0 = -1GHz$ ، (GHz) ، T = 0.2k در دمای g = 500MHz.

علاوه برآن به منظور بررسی دقیق تر آنترو پی بازگشت ناپذیر (S_{irr})، فاصلهٔ بین حالت نهایی تحول یافته به ازای مقادیر مختلف زمان نهایی r, با حالت تعادلی به ازای زمان نهایی تحول به اندازه کافی بزرگ تعادلی به ازای زمان نهایی تحول به اندازه کافی بزرگ نیم و محاسبه شده است. این فاصله که آنترو پی نسبی بین دو حالت است از رابطهٔ زیر به دست می آید: نسبی بین دو حالت است از رابطهٔ زیر به دست می آید: 14 ($r^{2} \eta | r^{2} \eta | r) - Tr(\rho^{2} \ln \rho^{3})$ ا آنترو پی نسبی حاصل از رابطه قبل 14، به ازای مقادیر مختلف از ناکو کی اتم - کاواک در دو حالت جفت شدگی بیان شده، در شکل های 7 و 8 نمایش داده

شده است. نتایج نشان داده شده حاکی از وجود افت و خیز در کار میانگین و آنتروپی نسبی در جفتشدگی قوی دارد که این افت و خیزها نشان دهندهٔ رقابت بین حالتهای تشدیدی سامانه در طول تحول زمانی آن است. اگرچه نوسانهایی در آنتروپی نسبی شکل8 دیده میشود ولی اندازهٔ آنتروپی نسبی در این حالت بسیار کوچکتر از حالت قبلی است. این خود دلیل اصلی برای وجود نوسانهای کوچک در کار میانگین شکل و تغییرات کم آن در هر مقدار ناکوکی و بهازای مقادیر مختلف زمان نهایی است. بنابراین در این حالت جفتشدگی قوی، سامانه در زمانهای کوچکتری به



بررسی ترمودینامیک کوآنتومی در یک...

تعادلی خود در این حالت است. نتایج بهدست آمده از کمیتهای ترمودینامیکی برای این سامانه در توافق با نظریههای مبتنی بر ترمودینامیک کوآنتومی از قبیل نظریه افت و خیزهاست. همچنین مقایسهٔ نتایج بهدست آمده برای جفتشدگیهای ضعیف و قوی میدان کاواک-اتم نشان میدهند که زمان رسیدن به تعادل ترمودینامیکی با افزایش جفتشدگی کاهش مییابد.

سپاسگزاری از آقایان دکتر فرانچسکو پالستینا و نیکولا گولو در دانشگاه کالابریای ایتالیا بهجهت مشورتهای علمی ارزشمندشان، سپاسگزاری میکنم.

مرجعها

[1] S.J. Blundell, K.M. Blundell, Concepts in Thermal Physics, Oxford University Press, New York, (2006).

[2] Sheldon Ross, A First Course in Probability, 8th ed. Pearson, Upper Saddle River, NJ, (2010).

[3] J.W. Gibbs, Elementary principles of statistical mechanics, reprinted ed. Dover, Mineola, (2014).

[4] C. Jarzynski, Nonequilibrium Equality for Free Energy Differences, *Physical Review Letters* **78** (1997) 2690–2693.

[5] G.E. Crooks, Nonequilibrium Measurements of Free Energy Differences for Microscopically Reversible Markovian Systems, *Journal of Statistical Physics* **90** (1998) 1481–1487.

[6] F. Douarche, S. Ciliberto, a. Petrosyan, I. Rabbiosi, An experimental test of the



شکل $m{8}$ تغییرات آنتروپی نسبی (فاصلهٔ نسبی دو حالت $ho_{ au}$ و (فاصلهٔ نسبی دو حالت $ho_{ au}$ و ($ho_{ au}=
ho_{ au}=
ho_{ au}$) حاصل از رابطهٔ 14، برحسب زمان نهایی بهازای مقادیر متفاوت ناکوکی اتم-کاواک (GHz). بهازای $\delta_0=-1GHz$ و T=0.2k در دمای . g=500MHz

نتيجه گيري

در این پژوهش به معرفی و بررسی ترمودینامیک کوآنتومی یک سامانهٔ اتم-کاواک بهعنوان یک سامانه كو أنتومى بسته يرداخته ايم. كار ميانگين بنابر نظريهٔ افت و خيزها و در تغييرات بي دررو (زمان نهايي τ بزرگ) بين حالتهايي با ويژهمقادير انرژي يکسان (تغييرات متقارن ناکوکی)، صفر می شود و بین حالت هایی با ویژهمقادیر انرژی غیریکسان بزرگتر از صفر و معادل تغييرات انرژی آزاد هلمهولتز است. در عين حال آنترویی بازگشتنایذیر در هر دو حالت برابر صفر خواهد شد. علاوهبر آن نتايج محاسبه فاصله نسبى بين حالتهای نهایی با یک حالت تعادلی نهایی (زمان نهایی τ بزرگ) حاصل از محاسبه آنترویی نسبی، نشان دهنده تحول به سمت تعادل در هر دو حالت جفتشدگم، ضعیف و قوی دارند. در عین حال مقادیر کوچک این آنتروپی نسبی در حالت جفت شدگی قوی حاکی از نزدیکتر بودن حالت سامانه به وضعیت

[14] J. Ye, D.W. Vernooy, H.J. Kimble, Trapping of Single Atoms in Cavity QED, *Physical Review Letters* **83** (1999) 4987-4991.

[15] J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, J.E. Lukens, Quantum superposition of distinct macroscopic states, *Nature* **406** (2000) 43-46.

[16] C.H. van der Wal, A.C.J. ter Haar, F.K.
Wilhelm, R.N. Schouten, C.J.P.M.
Harmans, T.P. Orlando, S. Lloyd, J.E.
Mooij, Quantum Superposition of
Macroscopic Persistent-Current States, *Science* 290 (2000) 773-777.

[17] A. Boca, R. Miller, K.M. Birnbaum, A.
D. Boozer, J. McKeever, H.J. Kimble, Observation of the Vacuum Rabi Spectrum for One Trapped Atom, *Physical Review Letters* 93 (2004) 233603-233607.

[18] E.T. Jaynes, F.W. Cummings, Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser, *Proceedings of the IEEE* **51** (1963) 89 - 109.

[19] F. Deppe, M. Mariantoni, E.P. Menzel, A. Marx, S. Saito, K. Kakuyanagi, H. Tanaka, T. Meno, K. Semba, H. Takayanagi, E. Solano and R. Gross, Two photon probe of the Jaynes–Cummings model and controlled symmetry breaking in circuit QED, *Nature Physics* **4** (2008) 686 -691.

[20] J. Koch, T.M. Yu, J. Gambetta, A.A. Houck, D.I. Schuster, J. Majer, Alexandre Blais, M.H. Devoret, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf, Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box, *Physical Review A* **76** (2007) 042319-042338. Jarzynski equality in a mechanical experiment, *Europhysics Letters* **70** (2005) 593–599.

[7] R. Dorner, J. Goold, C. Cormick, M. Paternostro, V. Vedral, Emergent Thermodynamics in a Quenched Quantum Many-Body System, *Physical Review Letters* **109** (2012) 160601-160605.

[8] F. Plastina, A. Alecce, T.J.G. Apollaro, G. Falcone, G. Francica, F. Galve, N. Lo Gullo, R. Zambrini, Irreversible Work and Inner Friction in Quantum Thermodynamic Processes, *Physical Review Letters* **113** (2014) 260601-260605.

[9] W.L. Ribeiro, G.T. Landi, F.L. Semiao, Quantum thermodynamics and work fluctuations with applications to magnetic resonance, *American Journal of Physics* **84** (2016) 948-959.

[10] P.A. Camati, J.P.S. Peterson, T.B. Batalhao, K. Micadei, A.M. Souza, R.S. Sarthour, I.S. Oliveira, R.M. Serra, Experimental rectification of entropy production by a Maxwell's Demon in a quantum system, *Physical Review Letters* **117** (2016) 240502-240506.

[11] J. Salmilehto, P. Solinas, M. Möttönen, Quantum driving and work, *Physical Review E* **89** (2014) 052128-052135.

[12] N. Cottet, S. Jezouin, L. Bretheau, P. Campagne-Ibarcq, Q. Ficheux, J. Anders, A. Auffèves, R. Azouit, P. Rouchon, B. Huard, Observing a quantum Maxwell demon at work, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **114**, (2017) 7561-7564.

[13] L. Villa, G. De Chiara, Cavity assisted measurements of heat and work in optical lattices, *Quantum* **2** (2018) 42-52.

59

مرتضي رفيعي

[21] A. Blais, J. Gambetta, A. Wallraff, D.I. Schuster, S.M. Girvin, M.H. Devoret, R.J. Schoelkopf, Quantum information processing with circuit quantum electrodynamics, *Physical Review A* **75** (2007) 032329-032350.

[22] M.O. Scully, M.S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, (1997).

[23] A. Blais, R.Sh. Huang, A. Wallraff, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf, Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation, *Physical Review A* **69** (2004) 062320-062334.