

## حفظ و مقایسه درهم‌تیدگی، ناسازگاری و همدوسی کوانتومی بین کیوبیت‌های متحرک در کاواک‌های نشت‌کننده

سوسن کرمی و علی مرتضی‌پور

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گیلان، رشت

پست الکترونیکی: mortezapour@guilan.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۱/۳۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۳/۰۳)

### چکیده

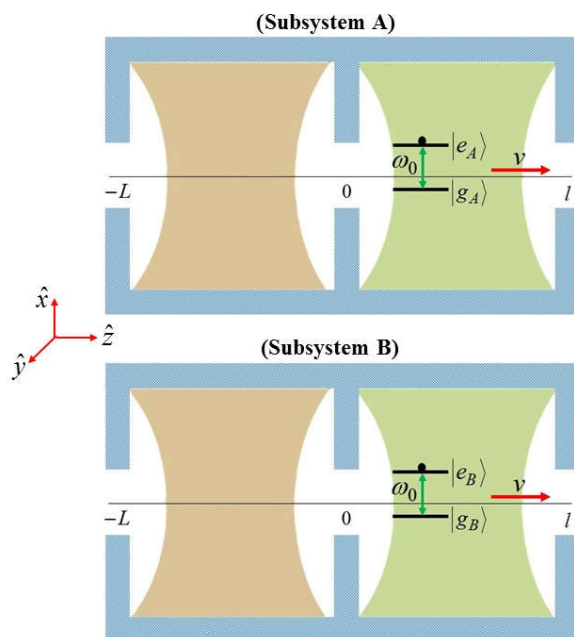
در این مقاله یک سیستم مرکب متشکل از دو زیرسیستم غیر برهم‌کنشی یکسان در نظر می‌گیریم؛ به طوری که هر کدام از زیرسیستم‌ها شامل یک کیوبیت متحرک در یک کاواک نشت‌کننده باشد. با مطالعه دینامیک این سیستم مرکب درمی‌یابیم که همواره درهم‌تیدگی، ناسازگاری و همدوسی بین دو کیوبیت متحرک در مقایسه با کیوبیت‌های ساکن به مقدار اولیه‌شان نزدیک‌تر باقی می‌مانند. به طور خاص نشان می‌دهیم که درهم‌تیدگی، ناسازگاری و همدوسی اولیه بین دو کیوبیت می‌تواند به طور بسیار مؤثری با افزایش سرعت کیوبیت‌ها از واهلش حفظ شوند. در ضمن استفاده از چنین نتیجه‌ای، این سه منبع کوانتومی (درهم‌تیدگی، ناسازگاری و همدوسی) را با همدیگر مقایسه می‌کنیم و اثبات می‌کنیم که همدوسی یک سیستم دویخشی نسبت به دو منبع کوانتومی دیگر، در مقابل نوفه محیط مقاوم‌تر است.

واژه‌های کلیدی: کیوبیت، درهم‌تیدگی، ناسازگاری کوانتومی، همدوسی کوانتومی

### ۱. مقدمه

گردد [۵-۷]. درهم‌تیدگی کوانتومی به آن بخش از همبستگی‌های کوانتومی که ناشی از جدا ناپذیر بودن بردار حالت یک سیستم کوانتومی است، مرتبط می‌شود؛ در حالی که نشان داده شده است که بخش دیگر از همبستگی‌های کوانتومی نیز می‌تواند به عنوان یک منبع برای اجرای سریع‌تر وظایف اطلاعات کوانتومی استفاده شود [۸ و ۹]. البته کل همبستگی‌های کوانتومی موجود در یک سیستم کوانتومی را می‌توان توسط ناسازگاری کوانتومی (QD) تعیین کرد [۱۰ و ۱۱]. از این رو برای حالت‌های جداپذیر (غیردرهم‌تیده)، ناسازگاری کوانتومی مقداری غیرصفر به خود می‌گیرد.

همدوسی کوانتومی که از برهم نهی حالت‌های کوانتومی ناشی می‌شود به عنوان یک مفهوم کلیدی و اساسی شناخته می‌شود که مکانیک کوانتومی را از مکانیک کلاسیک جدا می‌کند. همچنین همدوسی کوانتومی موجود بین بخش‌های مختلف سیستم‌های کوانتومی چند جزئی، اساس و مبنای به وجود آمدن همبستگی‌های کوانتومی است [۱-۴]. امروزه مشخص شده که درهم‌تیدگی کوانتومی می‌تواند به عنوان یک منبع کلیدی در فرایندهای مرتبط با اطلاعات کوانتومی نظیر فرابرد کوانتومی، رمزنگاری کوانتومی مورد استفاده قرار



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) زیر سیستم‌های یکسان و غیر برهم‌کنشی  $A$  و  $B$ .

در رژیم غیرمارکوفی منجر به احیای دوباره منابع کوانتومی موجود در سیستم‌های کوانتومی نظیر همدوسی کوانتومی، درهم‌تنیدگی و ناسازگاری کوانتومی پس از نابودی کامل می‌شود [۱۶-۱۷]. اگر چه این احیای می‌تواند زمان استفاده از منابع کوانتومی را اندکی طولانی‌تر کند، اما سرانجام از بین می‌روند. تحقق کامپیوترهای کوانتومی نیازمند در دست داشتن منابع کوانتومی با طول عمر بالا است. این نیاز منجر به تلاش‌های عظیمی از سوی محققان برای یافتن روش‌هایی برای کنترل و حفظ منابع کوانتومی در سیستم‌های موجود در سیستم‌های کوانتومی شده است [۱۸-۲۷].

در این مقاله دو کیوبیت متحرک را در دو کاواک نشت کننده مجزا، غیربرهم‌کنشی و کاملاً یکسان در نظر می‌گیریم. کیوبیت‌های مورد نظر در حین حرکتشان به طور مستقل با کاواک مربوطه‌شان برهم‌کنش می‌کنند. مشاهده می‌کنیم که سرعت حرکت کیوبیت‌ها و حالت کوانتومی اولیه آنها تأثیر شگرفی بر دینامیک درهم‌تنیدگی، ناسازگاری کوانتومی و همدوسی کوانتومی آنها می‌گذارد. نتایج به دست آمده یک روش دیگر را برای حفظ و پایدار نگه داشتن این منابع

امروزه واضح شده که همدوسی کوانتومی نسبت به همبستگی کوانتومی یک مفهوم بنیادی‌تر و اساسی‌تر است. لذا اخیراً پیشنهاد شده است که همدوسی کوانتومی نیز همچون درهم‌تنیدگی می‌تواند به عنوان یک منبع مهم در فرایندهای مختلف مرتبط با اطلاعات کوانتومی مورد استفاده قرار گیرد [۱۲]. از سوی دیگر هر سیستم کوانتومی باز به دلیل برهم‌کنش با محیط اطرافش دچار واهمدوسی می‌شود و این منجر به نابودی همبستگی‌های کوانتومی آن سیستم می‌شود.

رفتار دینامیکی واهمدوسی در سیستم‌های باز به دو رژیم مارکوفی و غیرمارکوفی دسته‌بندی می‌شود [۱۳]. رژیم مارکوفی به فقدان اثر حافظه در سیستم‌های کوانتومی مربوط می‌شود. در این رژیم اطلاعات موجود در یک سیستم کوانتومی به طور برگشت ناپذیری از سیستم به محیط شارش می‌یابد. در مقابل، رژیم غیر مارکوفی به وجود اثر حافظه در سیستم‌های کوانتومی اشاره دارد. در چنین رژیمی، گذشته یک سیستم می‌تواند بر رفتار کنونی آن تأثیر بگذارد؛ بدین طریق که اثر حافظه باعث می‌شود تا اطلاعات شارش یافته از سیستم به محیط، دوباره از محیط به سیستم برگردد [۱۴-۱۵]. ماندگاری اثرات حافظه

برهم‌کنش می‌کنند. تحت تقریب‌های دو قطبی و موج چرخان، هامیلتونی هر یک از زیر سیستم‌ها در تصویر برهم‌کنش (با در نظر گرفتن  $\hbar = 1$ ) به صورت زیر نوشته می‌شود [۲۹]:

$$\hat{V}_I = \sum_k M_k f_k(z) [g_k |e\rangle \langle g| \hat{a}_k e^{i(\omega_k - \omega_0)t} + g_k^* |g\rangle \langle e| \hat{a}_k^\dagger e^{-i(\omega_k - \omega_0)t}]. \quad (4)$$

در اینجا  $|e\rangle (|g\rangle)$  حالت برانگیخته (پایه) و  $\omega_0$  بسامد گذار کیوبیت را نشان می‌دهد. همچنین  $\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k$  عملگر خلق (فنا) مد  $k$ ام کاواک و  $g_k$  نیز ثابت جفت‌شدگی بین کیوبیت و مدهای کاواک را توصیف می‌کند.  $f_k(z)$  نیز شکل تابع حرکت کیوبیت در کاواک را توصیف می‌کند و با رابطه زیر داده می‌شود:

$$f_k(z) = f_k(vt) = \sin[k(z-l)] = \sin[\omega_k(\beta t - \tau)], \quad (5)$$

در این رابطه  $\beta = v/c$  و  $\tau = l/c$ . دقت داشته باشید که در  $z = 0$  تابع  $f_k(z)$  غیرصفر و در  $z = l$  (مرز با آینه کامل) صفر است.

به این دلیل که دو زیر سیستم یکسان و غیر برهم‌کنشی هستند، به طور مستقل از یکدیگر متحول می‌شوند. از این رو می‌توان تنها با در دست داشتن دینامیک یکی از زیر سیستم‌ها، تحول و دینامیک سیستم مرکب را به دست آورد. فرض می‌کنیم در هر زیرسیستم، حالت اولیه کیوبیت یک برهم‌نهی همدوس از حالت‌های  $\alpha|e\rangle + \beta|g\rangle$  با  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  و حالت اولیه مدهای کاواک نیز حالت خلأ  $(|0\rangle)$  باشد:

$$|\Psi(0)\rangle = \{\alpha|e\rangle + \beta|g\rangle\} |0\rangle, \quad (6)$$

از این رو در زمان  $t$ ، حالت کوانتومی هر زیرسیستم به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$|\Psi(t)\rangle = \alpha A(t) |e\rangle |0\rangle + \beta |g\rangle |0\rangle + \sum_k B_k(t) |g\rangle |k\rangle, \quad (7)$$

در این عبارت  $|k\rangle$  حالتی را نشان می‌دهد که میدان کاواک شامل یک فوتون در مد  $k$ ام باشد. با استفاده از معادله شرودینگر، معادلات دیفرانسیل زیر را برای دامنه‌های احتمال  $A(t)$  و  $B_k(t)$  به دست می‌آوریم:

$$i\dot{A}(t) = \sum_k g_k M_k f_k(vt) B_k(t) e^{i(\omega_k - \omega_0)t}, \quad (8)$$

$$i\dot{B}_k(t) = g_k^* M_k f_k(vt) A(t) e^{-i(\omega_k - \omega_0)t}. \quad (9)$$

کوانتومی در مقابل پدیده واهمدوسی در نظریه کاواک الکترودینامیک کوانتومی ارائه می‌دهد.

## ۲. مدل‌بندی و محاسبه ماتریس چگالی

شکل ۱ سیستم مرکبی را نشان می‌دهد که از دو زیر سیستم یکسان و غیر برهم‌کنشی (زیرسیستم‌های  $A$  و  $B$ ) تشکیل شده است. هر زیرسیستم شامل یک کاواک دوگانه (محیط) است که در آن یک کیوبیت اتمی با سرعت ثابت  $v$  در راستای  $z$  حرکت می‌کند. هر کدام از این کاواک‌های دوگانه از دو آینه بازتابنده کامل در مکان‌های  $z = -L$  و  $z = l$  و یک آینه بازتابنده جزئی در مکان  $z = 0$  تشکیل شده است، به طوری که دو کاواک متوالی  $(-L, 0)$  و  $(0, l)$  وجود دارد. میدان الکترومغناطیسی داخل کاواک  $l$  و  $-L$  را می‌توان بر حسب مدهای تک فام  $U_k(z)$  در بسامد  $\omega_k = ck$  به صورت زیر نوشت [۲۸-۲۹]:

$$E(z, t) = \sum_k E_k(t) U_k(z) + c.c., \quad (1)$$

که در آن  $E_k(t)$  دامنه مد  $k$ ام میدان است. تابع  $U_k(z)$  در نتیجه ارضای شرایط مرزی در مکان آینه‌ها به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$U_k(z) = \begin{cases} \xi_k \sin k(z+L), & z < 0 \\ M_k \sin k(z-l), & z > 0, \end{cases} \quad (2)$$

در اینجا  $\xi_k$  مقادیر  $1$  و  $-1$  را به طور یک در میان از هر مد به مد بعد، به خود می‌گیرد. با فرض این که کاواک‌های مورد نظر دارای ضریب کیفیت بالا باشند ( $r \approx 1$ )،  $M_k$  نیز به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۸-۲۹]:

$$M_k = \frac{(c\lambda^2/l)^{1/2}}{[(\omega_k - \omega_n)^2 + \lambda^2]^{1/2}}, \quad (3)$$

در این رابطه  $\omega_n = n\pi c/l$  ( $n \gg 1$ ) بسامدهای شبه مد را توصیف می‌کند. همچنین پارامتر  $\lambda$  نشت فوتون‌ها را از کاواک  $l$  و  $0$  نشان می‌دهد و با رابطه  $\tau_{cav} = \lambda^{-1}$  به زمان همبستگی کاواک  $\tau_{cav}$  مربوط می‌شود.

فرض می‌کنیم کیوبیت‌های در نظر گرفته شده، به دلیل اعمال میدان الکتریکی ثابت (اثر اشتارک) در ناحیه کاواک‌های  $(0, l)$ ، هیچ برهم‌کنشی با میدان این کاواک انجام نمی‌دهند. اما به محض ورود به کاواک  $(-L, 0)$  با مدهای این کاواک



### ۳. همدوسی کوانتومی

همدوسی کوانتومی، که از اصل بر هم نهی ناشی می‌شود، یکی از بهترین مشخصه‌های غیرکلاسیکی بودن یک سامانه کوانتومی است. یک تعریف بنیادی از همدوسی کوانتومی مبتنی بر عناصر غیرقطری هر حالت کوانتومی دلخواه است. این تعریف با رابطه زیر توصیف می‌شود [۳۰]:

$$\zeta(t) = \sum_{i,j(i \neq j)} |\rho_{ij}(t)|, \quad (20)$$

که  $\rho_{ij}(t)$  ها ( $i \neq j$ ) عناصر غیرقطری ماتریس چگالی سیستم هستند.

### ۴. تلافی<sup>۱</sup> معیاری برای درهم‌تندگی

درهم‌تندگی یک سیستم مرکب متشکل از دو زیرسیستم دو ترازوی را که با یک ماتریس چگالی  $4 \times 4$  همچون  $\rho$  توصیف می‌شود می‌توان توسط سنج تلافی به شکل زیر اندازه‌گیری کرد [۳۱]:

$$C(\rho) = \max\{0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\}, \quad (21)$$

در این عبارت  $\lambda_i$ ها، ویژه مقادیر ماتریس  $\tilde{\rho} = \rho(\sigma_y^A \otimes \sigma_y^B) \rho^* (\sigma_y^A \otimes \sigma_y^B)$  هستند.  $\rho^*$  ماتریس مزدوج مختلط  $\rho$  در پایه‌های استاندارد و  $\sigma_y$  ماتریس پائولی است. مقدار تلافی از صفر ( $C=0$ ) برای حالت‌های جداپذیر تا یک ( $C=1$ ) برای حالت‌های با درهم‌تندگی بیشینه تغییر می‌کند. بنابراین با توجه به عناصر ماتریس چگالی سیستم مرکب (عبارت (۱۸))، می‌توان دینامیک تلافی یا درهم‌تندگی متناظر با حالت‌های اولیه  $\rho_\psi(0)$  و  $\rho_\phi(0)$  را در لحظه دلخواه  $t$  محاسبه کرد.

### ۵. ناسازگاری کوانتومی

طبق تعریف ناسازگاری کوانتومی بین دو زیرسیستم کوانتومی دوترازی در یک سیستم مرکب، همچون سیستم مورد نظر این مقاله که به طور اولیه در یکی از حالت‌های شبه ورنر قرار داشته باشد، توسط رابطه زیر داده می‌شود [۳۲ و ۳۳]:

$$QD(\rho) = \min\{Q_1, Q_2\}, \quad (22)$$

به طوری که

$$(j=1,2) Q_j = h(\rho_1 + \rho_{33}) + \sum_{i=1}^4 \lambda_i \log_2 \lambda_i + D_j,$$

که در آن

$$D_1 = h(\tau) \text{ و } D_2 = -\sum_{i=1}^4 \rho_{ii} \log_2 \rho_{ii} - h(\rho_1 + \rho_{33}),$$

با

$$\tau = \{1 + \sqrt{(\rho_1 + \rho_2 - \rho_{33} - \rho_{44})^2 + 4(|\rho_{12}| + |\rho_{33}|)^2}\} / 2,$$

و

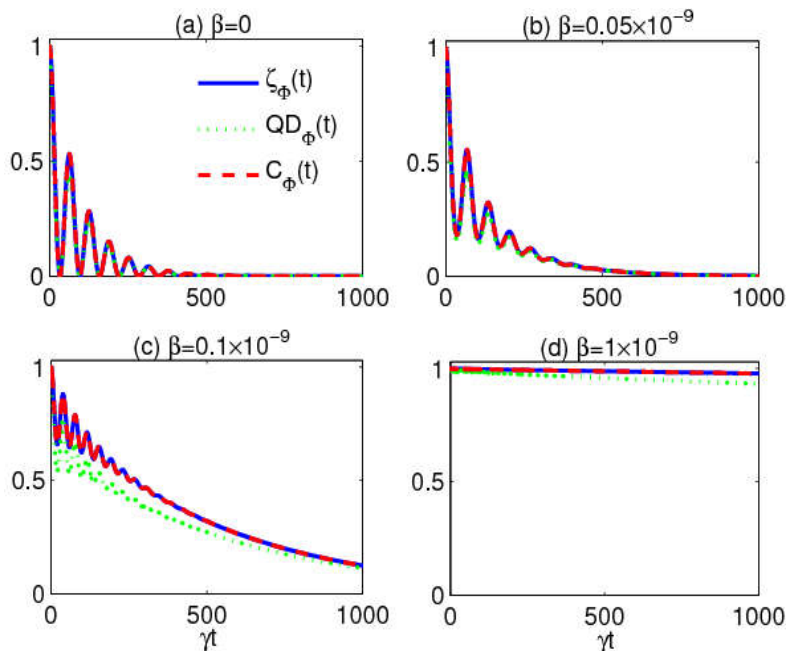
$$h(\tau) = -\tau \log_2 \tau - (1-\tau) \log_2 (1-\tau).$$

### ۶. بحث و بررسی

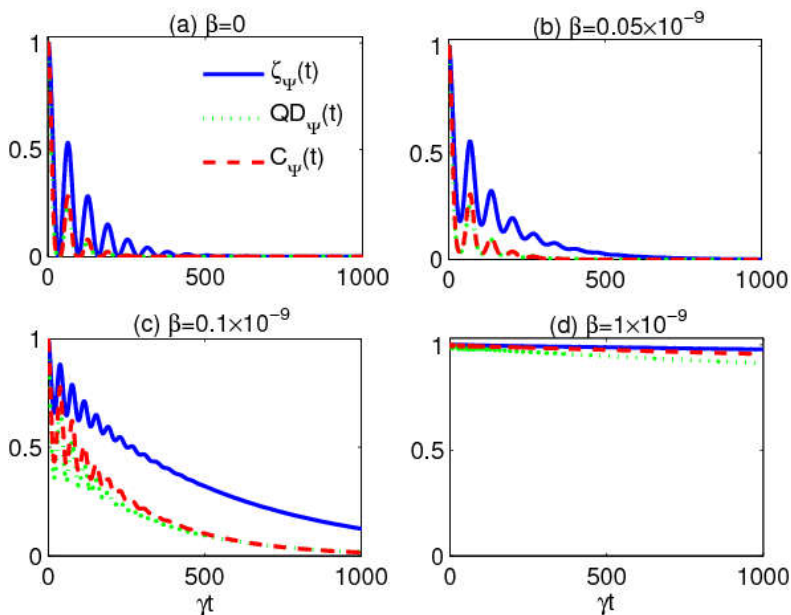
در این بخش به بررسی تأثیر سرعت کیوبیت‌ها بر دینامیک درهم‌تندگی، ناسازگاری کوانتومی و همدوسی بین آنها می‌پردازیم. همچنین دینامیک این کمیت‌ها را به ازای حالت‌های اولیه مختلف سیستم مرکب با یکدیگر مقایسه می‌کنیم.

شکل ۲ تأثیر مقادیر مختلف سرعت کیوبیت‌ها بر دینامیک همدوسی، ناسازگاری کوانتومی و درهم‌تندگی بین آنها را به ازای حالت اولیه  $\rho_\phi(0)$  نشان می‌دهد. همان گونه که در این شکل مشاهده می‌شود وقتی کیوبیت‌ها ساکن هستند، دینامیک این کمیت‌ها کاملاً بر یکدیگر منطبق است. به طوری که با چند بار زوال و احیا در نهایت محو می‌شوند. حال آن که دینامیک این کمیت‌ها برای کیوبیت‌های متحرک کاملاً متفاوت است، به طوری که زوال‌های میانی همدوسی، ناسازگاری کوانتومی و درهم‌تندگی حتی برای کیوبیت‌های با سرعت کم (شکل (b) ۲) از بین می‌روند. همچنین افزایش سرعت کیوبیت‌ها باعث می‌شود تا نوسانات هر سه کمیت کاملاً محو شوند و دینامیک ناسازگاری کوانتومی دیگر بر دینامیک همدوسی و درهم‌تندگی منطبق نباشد. به علاوه افزایش سرعت کیوبیت‌ها باعث می‌شود تا هر سه کمیت به طور بسیار مؤثری از همدوسی حفظ شوند و تا زمان‌های بسیار طولانی بدون تغییر باقی بمانند. شایان ذکر است که این یک نتیجه بسیار مهم است.

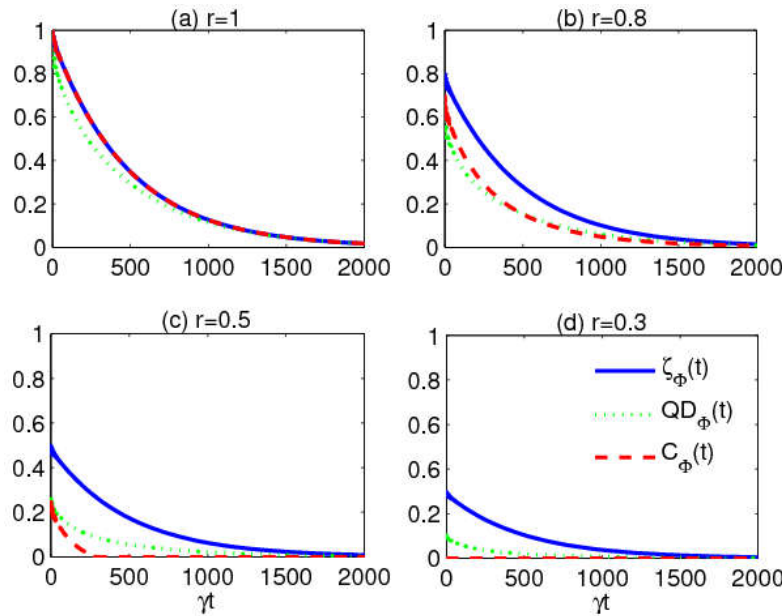
شکل ۳ تأثیر مقادیر مختلف سرعت کیوبیت‌ها را بر دینامیک



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دینامیک همدوسی (نمودار پر آبی)، ناسازگاری کوانتومی (نمودار نقطه چین سبز) و درهم تنیدگی (نمودار خط چین قرمز) بین کیوبیت‌ها به ازای مقادیر مختلف سرعت آنها: (a)  $\beta = 0$ ، (b)  $\beta = 0.05 \times 10^{-9}$ ، (c)  $\beta = 0.1 \times 10^{-9}$  و (d)  $\beta = 1 \times 10^{-9}$  و حالت اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$ . سایر پارامترها عبارتند از:  $\lambda = 0.01\gamma$ ،  $\omega_s = 1.53 \times 10^9$ ،  $r = 1$ ،  $C_1 = C_2 = 1/\sqrt{2}$  و  $\Delta = 0$ .



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دینامیک همدوسی (نمودار پر آبی)، ناسازگاری کوانتومی (نمودار نقطه چین سبز)، درهم تنیدگی (نمودار خط چین قرمز) بین کیوبیت‌ها به ازای مقادیر مختلف سرعت آنها: (a)  $\beta = 0$ ، (b)  $\beta = 0.05 \times 10^{-9}$ ، (c)  $\beta = 0.1 \times 10^{-9}$  و (d)  $\beta = 1 \times 10^{-9}$  و حالت اولیه  $\rho_{\Psi}(0)$ . سایر پارامترها عبارتند از:  $\lambda = 0.05\gamma$ ،  $\omega_s = 1.53 \times 10^9$ ،  $r = 1$ ،  $C_1 = C_2 = 1/\sqrt{2}$  و  $\Delta = 0$ .



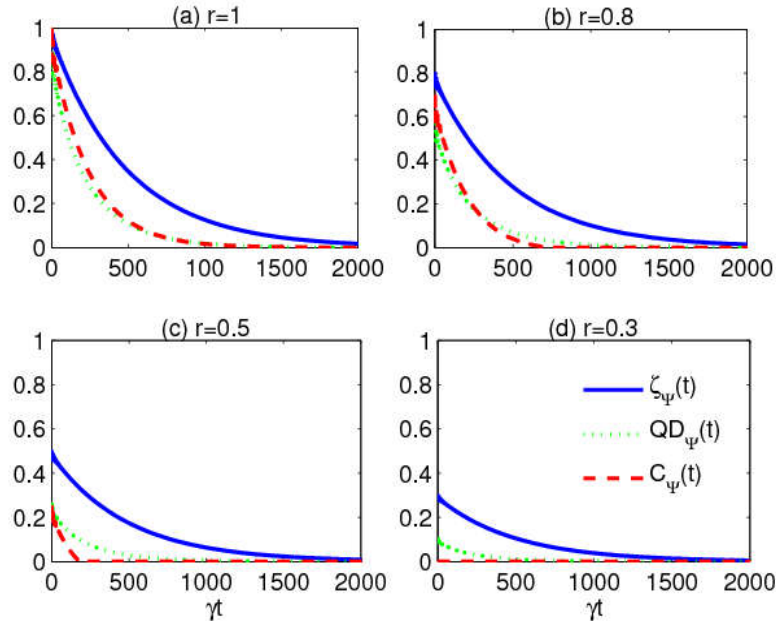
شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دینامیک همدوسی (نمودار پر آبی)، ناسازگاری کوانتومی (نمودار نقطه چین سبز)، درهم‌تیدگی (نمودار خط چین قرمز) به ازای مقادیر مختلف شاخص خلوص  $r$ : (a)  $r=1$ ، (b)  $r=0.8$ ، (c)  $r=0.5$  و (d)  $r=0.3$  و حالت اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$ . سایر پارامترها عبارتند از:  $\lambda=0.05\gamma$ ،  $\beta=0.5 \times 10^{-9}$ ،  $\omega_0=1.53 \times 10^9$ ،  $C_1=C_2=1/\sqrt{2}$  و  $\Delta=0$ .

تحول زمانی همدوسی بین دو کیوبیت (ساکن یا متحرک) به نحوی تحول زمانی خلوص حالت آنها را نشان می‌دهد. در این دو شکل مشاهده می‌شود که با کاهش مقدار شاخص خلوص  $r$  (حالت‌های مخلوط‌تر)، درهم‌تیدگی و ناسازگاری کوانتومی در زمان کوتاه‌تری نسبت به همدوسی محو می‌شوند. در ضمن همدوسی بین دو کیوبیت نسبت به ناسازگاری کوانتومی و همچنین ناسازگاری کوانتومی نسبت به درهم‌تیدگی، کمیتی بنیادی‌تر و در مقابل واهمدوسی مقاوم‌تر است.

نکته قابل توجهی که می‌توان با مقایسه نمودارهای شکل ۲ و شکل ۳ و همچنین شکل ۴ و شکل ۵ به آن دست یافت، این است که دینامیک همدوسی بین کیوبیت‌ها به ازای هر دو حالت اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$  و  $\rho_{\Psi}(0)$  کاملاً یکسان است. در حالی که دینامیک درهم‌تیدگی و ناسازگاری کوانتومی آنها متفاوت است. همچنین درهم‌تیدگی و ناسازگاری کوانتومی حالت اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$  در مقابل واهمدوسی نسبت به حالت اولیه  $\rho_{\Psi}(0)$  مقاوم‌ترند.

همدوسی، ناسازگاری کوانتومی و درهم‌تیدگی بین آنها را به ازای حالت اولیه  $\rho_{\Psi}(0)$  نشان می‌دهد. با مقایسه شکل (a) ۳ و با شکل (a) ۲ در می‌یابیم که وقتی  $\rho(0) = \rho_{\Psi}(0)$ ، دیگر دینامیک همدوسی کیوبیت‌های ساکن بر دینامیک درهم‌تیدگی و ناسازگاری کوانتومی آنها منطبق نیست. اما مشاهده می‌شود که با افزایش سرعت کیوبیت‌ها زوال‌های میانی (نوسانات) موجود در دینامیک این سه کمیت کاملاً از بین می‌روند و هر سه کمیت قویاً از واهمدوسی حفظ می‌شوند. همچنین افزایش سرعت کیوبیت‌ها باعث می‌شود تا دینامیک درهم‌تیدگی و ناسازگاری کوانتومی نیز کاملاً بر یکدیگر منطبق نباشد.

شکل‌های ۴ و ۵ تحول زمانی همدوسی، ناسازگاری کوانتومی و درهم‌تیدگی بین کیوبیت‌های متحرک را به ازای مقادیر مختلف شاخص خلوص  $r$  به ترتیب در حالت‌های اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$  و  $\rho_{\Psi}(0)$  نشان می‌دهند. با توجه به این دو شکل در می‌یابیم که مقدار اولیه همدوسی بین دو کیوبیت دقیقاً برابر با مقدار شاخص خلوص  $r$  در حالت‌های اولیه  $\rho_{\Phi}(0)$  و  $\rho_{\Psi}(0)$  است. بنابراین می‌توانیم نتیجه‌گیری کنیم که



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دینامیک همدوسی (نمودار پر آبی)، ناسازگاری کوانتومی (نمودار نقطه چین سبز)، درهم تنیدگی (نمودار خط چین قرمز) به ازای مقادیر مختلف شاخص خلوص  $r$ : (a)  $r=1$ ، (b)  $r=0.8$ ، (c)  $r=0.5$  و (d)  $r=0.3$  و حالت اولیه  $\rho_\psi(0)$ . سایر پارامترها عبارتند از:  $\lambda=0.05\gamma$ ،  $\beta=0.5 \times 10^{-9}$ ،  $\omega_c=1.53 \times 10^9$ ،  $C_1=C_\gamma=1/\sqrt{2}$  و  $\Delta=0$ .

کاواک‌های مربوطه‌شان باعث حفظ مؤثرتر مقادیر اولیه این منابع کوانتومی می‌شود. به عنوان یک نتیجه مهم دیگر دریافتیم که به طور کلی در یک سیستم دو کیوبیتی، همدوسی کوانتومی نسبت به ناسازگاری کوانتومی و درهم تنیدگی، کمیته بنیادی‌تر و در مقابل واهمدوسی مقاوم‌تر است. همچنین مشاهده کردیم که تحول زمانی همدوسی بین کیوبیت‌ها به نحوی نمایانگر تحول زمانی خلوص بردار حالت کیوبیت‌ها است.

## ۶. نتیجه‌گیری

در این مقاله تأثیر سرعت حرکت کیوبیت‌ها را بر حفظ منابع کوانتومی در مقابل اثرهای مخرب محیط (کاواک نشست کننده) مطالعه کردیم. اثبات شد که با گذشت زمان درهم تنیدگی، ناسازگاری و همدوسی کوانتومی اولیه بین کیوبیت‌های متحرک در مقایسه با کیوبیت‌های ساکن به مقدار اولیه‌شان نزدیک‌تر باقی می‌ماند. در ضمن دریافتیم افزایش سرعت حرکت کیوبیت‌ها در

## مراجع

1. Y Yao, X Xiao, L Ge and C P Sun, *Phys. Rev. A* **92** (2015) 022112.
2. A Streltsov, U Singh, H S Dhar, M N Bera, and G Adesso, *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 020403.
3. X Hu, A Milne, B Zhang and H Fan, *Science Rep.* **6** (2016) 19365.
4. C Radhakrishnan, M Parthasarathy, M Jambulingam and T Byrnes, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 150504.
5. C H Bennett, G Brassard, C Crepeau, R Josza, A Peres and W K Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1895.
6. R Laflamme, C Miquel, J P Paz and W H Zurek, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 198.
7. M B Plenio, V Vedral and P L Knight, *Phys. Rev. A* **55** (1997) 67.
8. A Datta, A Shaji and C M Caves, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 050502.
9. B P Lanyon, M Barbieri, M P Almeida and A G White, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 200501.
10. H Ollivier and W H Zurek, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2001) 017901.
11. L Henderson and V Vedral, *J. Phys. A: Math. Gen.* **34** (2001) 6899.
12. T Baumgratz, M Cramer and M B Plenio, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 130501.



23. J Yang, X H R Guo, P Xu, K Wang, C Sheng, M Liu, J Wang, A Derevianko, and M Zhan, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 123201.
24. I A Silva *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 160402.
25. A Morteza pour, G Naeimi, and R Lo Franco, *Opt. Commun.* **424** (2018) 26.
26. A Morteza pour and R Lo Franco, *Sci. Rep.* **8** (2018) 14304.
27. J-S Xu *et al.*, *Nature Commun.* **4** (2013) 2851.
28. R Lang, M O Scully, W E Lamb, *Phys. Rev. A* **7** (1973) 1788.
29. A Morteza pour, M A Borji, D Park and R Lo Franco, *Open Sys. Inf. Dyn.* **24** (2017) 1740006
30. A Streltsov, G Adesso and M Plenio, *Rev. Mod. Phys.* **89** (2017) 041003.
31. W K Wootters *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 2245.
32. M Ali, A R P Rau and G Alber, *Phys. Rev. A* **81** (2010) 042105.
33. C Z Wang, C X Li, L Y Nie and J F Li, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** (2011) 015503.
13. I Vega and D Alonso, *Rev. Mod. Phys.* **89** (2017) 015001.
14. E M Laine, H P Breuer, J Piilo, C F Li and G C Guo, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 210402.
15. F Caruso, V Giovannetti, C Lupo and S Mancini, *Rev. Mod. Phys.* **86** (2014) 1203.
16. B Bellomo, R L Franco and G Compagno, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 160502.
17. L Viola and S Lloyd, *Phys. Rev. A* **58** (1998) 2733.
18. Z X Man, Y J Xia and N B An, *Physics. Rev. A* **86** (2012) 052322.
19. Z X Man, Y J Xia and R Lo Franco, *Phys. Rev. A* **92** (2015) 012315.
20. Z X Man, Y. J. Xiao and R Lo Franco, *Sci. Rep.* **5** (2015) 13843.
21. A D'Arrigo, R Lo Franco, G Benenti, E Paladino, and G Falci, *Phys. Scr.* **T153** (2013) 014014.
22. L L Yan, J Q Zhang, J Jing, and M Feng, *Phys. Lett. A* **379** (2015) 2417.