

Research Paper

Influence of Intrinsic Decoherence on Entanglement and Teleportation in Jaynes-Cummings Model in a Two- Qutrit System¹

Azita Naji*², Akram Ghoshoni³ and Davood Afshar⁴

Received: 2022.06.10

Revised: 2022.12.04

Accepted: 2023.01.24

Abstract

This paper uses the Jaynes-Cummings model to investigate the entanglement of a two-qutrit state in a cavity. The entanglement is analyzed as a function of decoherence rate, coupling constant, and frequency of atomic transition. We note that this entanglement is decreased passing time and the negativity is an increasing function of the frequency of atomic transition. The negativity at first is an increasing function of the coupling constant, then for higher values of the coupling constant, the negativity decreases with the increase of the coupling constant and over time it tends to zero. We also investigate the influence of intrinsic decoherence on quantum teleportation via this two-qutrit state. We plot the fidelity as a function of the decoherence rate, the coupling constant, and the atomic transition frequency. The results show that the fidelity decreases with an increasing decoherence rate. Moreover, the frequency of fidelity oscillations is an increasing function of the atomic transition frequency. The fidelity is relatively independent of the coupling constant, especially at a higher value of the coupling constant.

Keywords: *Entanglement, Intrinsic Decoherence, Jaynes-Cummings Model, Two-Qutrit System, Quantum Teleportation.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2023.40663.1284

¹Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran. (Corresponding Author). Email: az.naji56@gmail.com

²M.Sc. in Physics, Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran. Email: ghoshooni.bonyadi.93@gmail.com

³Associate Professor, Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz, Iran. Email: d_afshar@yahoo.com



تأثیر واهمدوسی ذاتی بر درهم‌تنیدگی و وفاداری در الگوی جینز-کامینگز در سامانه دو-کیوتریتی^۱

آزینا ناجی*^۲، اکرم قشونی^۳ و داود افشار^۴

تاریخ دریافت: ۱۴۰۱/۰۳/۲۰

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۱/۰۹/۱۳

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۱/۱۱/۰۴

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال سیزدهم، پیاپی ۳۲، بهار ۱۴۰۲

صص ۶۱ - ۷۴

چکیده:

در این مقاله درهم‌تنیدگی یک حالت دو-کیوتریتی در یک کاواک در الگوی جینز-کامینگز تحت واهمدوسی ذاتی مطالعه شده است. تأثیر پارامتر واهمدوسی ذاتی، ضریب جفت‌شدگی و بسامد گذار اتمی بر درهم‌تنیدگی در سامانه دو-کیوتریتی بررسی شده است. نتایج نشان داد که درهم‌تنیدگی با گذشت زمان کاهش می‌یابد و برحسب بسامد، گذار اتمی تابعی افزایشی است. منفیت در ابتدا با افزایش ضریب جفت‌شدگی افزایش می‌یابد ولی برای مقادیر بزرگ‌تر ضریب جفت‌شدگی، با افزایش ضریب جفت‌شدگی کاهش می‌یابد و پس از زمان کوتاهی به صفر میل می‌کند. به صورتی که زمان مرگ درهم‌تنیدگی تابعی کاهشی از ضریب جفت‌شدگی است. افزون بر این، اثر واهمدوسی ذاتی بر ترابرد کوانتومی با استفاده از این حالت دو-کیوتریتی بررسی شده است. با رسم نمودار وفاداری برحسب مقادیر مختلف پارامتر واهمدوسی، ضریب جفت‌شدگی و بسامد گذار اتمی مشاهده شد که با افزایش ضریب واهمدوسی، وفاداری کاهش می‌یابد. همچنین افزایش بسامد گذار اتمی سبب افزایش بسامد نوسانات وفاداری می‌شود. مقایسه منحنی‌ها نشان می‌دهد که وفاداری، به‌ویژه در مقادیر بزرگ ضریب جفت‌شدگی، کمابیش مستقل از ضریب جفت‌شدگی است.

واژگان کلیدی: درهم‌تنیدگی، واهمدوسی ذاتی، الگوی جینز-کامینگز، سامانه دو-کیوتریتی، ترابرد کوانتومی.

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2023.40663.1284

^۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران. (نویسنده مسئول). Email: az.naji56@gmail.com

^۳ دانش آموخته کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران. Email: ghoshooni.bonyadi.93@gmail.com

^۴ دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران. Email: d_afshar@yahoo.com



۱. مقدمه

درهم تنیدگی کوانتومی یک مفهوم اساسی در اطلاعات و محاسبات کوانتومی است [۱]. ناموضعیّت و همدوسی حالت‌های درهم‌تنیده در فرآیندهایی چون ترابرد کوانتومی، کدگذاری فوق چگال، رمزنگاری و ارتباطات کوانتومی نقش اساسی بازی می‌کند [۱-۶]. از طرفی برهم‌کنش هر سامانه با محیط خود، سبب از بین رفتن قسمتی از اطلاعات سامانه می‌شود که این فرآیند را واهمدوسی می‌نامند. در سال‌های کنونی، روش‌های متعددی برای حل مسأله واهمدوسی بیان شده است [۷]. یکی از این روش‌ها واهمدوسی ذاتی است که توسط میلیبورن ارائه شده است [۸-۱۰]. معادله میلیبورن معادله شرودینگر معمولی است [۱۱]. اثر واهمدوسی ذاتی بر دینامیک درهم‌تنیدگی و ترابرد کوانتومی در چندین سامانه مطالعه شده است [۱۱-۱۴]. کاواک الکترودینامیک کوانتومی به دلیل تولید درهم‌تنیدگی و ترابرد کوانتومی در رایانه‌های کوانتومی توجهات زیادی را جلب کرده است [۱۵-۲۰]. بررسی واهمدوسی ذاتی بر روی درهم‌تنیدگی و ترابرد در زنجیره‌های کیوبیتی بسیار مورد توجه بوده است [۲۱-۲۳]. اگرچه، پژوهش در مورد ترابرد کوانتومی از راه زنجیره‌های کیوتریتی اندک است [۲۴، ۲۵]. از این رو، در این مقاله به زنجیره کیوتریتی پرداخته شده است تا با بررسی تأثیر پارامترهای مختلف و تنظیم آن‌ها درهم‌تنیدگی را افزایش داده و ترابرد از راه این کانال به صورت مؤثر بهبود بخشید.

هدف این مقاله، بررسی دگرگونی زمانی درهم‌تنیدگی و ترابرد کوانتومی برای حالت‌های دو-کیوتریتی در یک کاواک با استفاده از الگوی جینز-کامینگز [۲۶] و واهمدوسی ذاتی [۸] است. ابتدا هامیلتونی سامانه معرفی و ماتریس چگالی آن محاسبه می‌شود. سپس درهم‌تنیدگی سامانه کوانتومی را با محاسبه منفیت مورد بررسی قرار می‌دهیم. هم‌چنین وفاداری کانال درهم‌تنیده را تحت دگرگونی زمانی میلیبورن مطالعه خواهیم کرد. اثر پارامتر واهمدوس ذاتی و ضریب جفت‌شدگی و بسامد گذار اتمی بر درهم‌تنیدگی و ترابرد مورد بحث قرار می‌گیرد.



۲. هامیلتونی سامانه

برهم‌کنش دو اتم سه-ترازه با میدان کوانتیده یک کاواک را در نظر بگیرید. فرض می‌کنیم که بسامد ω مربوط به حالت‌های کاواک است و به بسامد ω_{eg} مربوط به گذار اتمی $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ نزدیک باشد، بنابراین اتم تنها با آن حالت به صورت مؤثر برهم‌کنش می‌کند و حالت‌های دیگر با بسامدهای بزرگ‌تر با اتم جفت نمی‌شوند و می‌توان آن‌ها را کنار گذاشت. هامیلتونی کل برای سامانه عبارت است از [۲۶]:

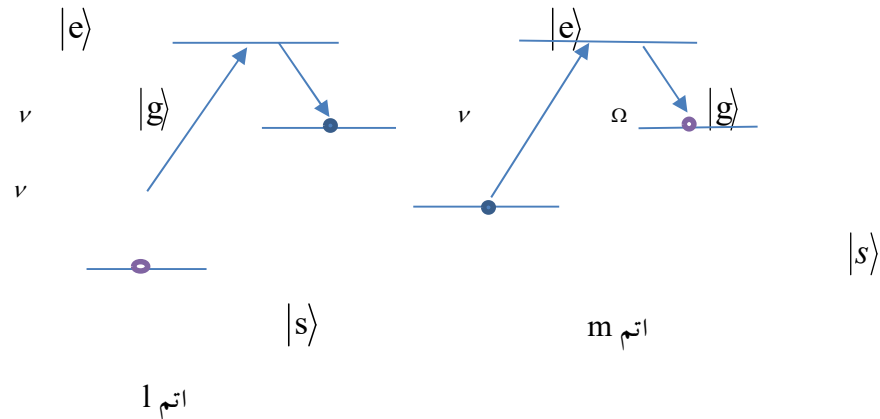
$$H = H_{atoms} + H_{field} + H_{int} \quad (1)$$

که در آن H_{atoms} هامیلتونی اتم سه‌ترازه، H_{field} هامیلتونی میدان کاواک و H_{int} هامیلتونی برهم‌کنش اتم-میدان است.

اندرکنش دو-کیوتربیتی با یک کاواک تک‌حالتی در چارچوب چرخان با بسامد کاواک و میدان محرک تعریف می‌شود. هامیلتونی سامانه مرکب $A_l + A_m + C$ ، که در فضای هیلبرت $H_l \otimes H_m \otimes H_C$ تعریف می‌شود، عبارت است از:

$$H = -\hbar \left[\nu_l \hat{\sigma}_{se}^{A_l} - \Omega_l \hat{\sigma}_{eg}^{A_l} \hat{a} + \nu_m \hat{\sigma}_{se}^{A_m} - \Omega_m \hat{\sigma}_{eg}^{A_m} \hat{a} + H.C \right] \quad (2)$$

که در آن $\hat{\sigma}_{\mu\nu}^{A_j}$ عملگر گذار اتمی ($j=1, m$) است و به صورت $\hat{\sigma}_{\mu\nu} = |\mu\rangle\langle\nu|$ تعریف می‌شود، بسامد رابی گذار اتمی متناظر با ν_j و قدرت جفت‌شدگی اتم-میدان با Ω نمایش داده شده است. \hat{a} عملگر نابودی حالت کاواک است و $H.C.$ همیوخ هرمیتی کل عبارت را بیان می‌کند. فرض می‌شود ترازهای انرژی اتم‌های سه‌ترازه به صورت Λ (مطابق شکل ۱) باشد و برای سادگی تنها اتم‌ها با میدان کاواک در گذار $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ با ضریب جفت‌شدگی یکسان Ω برهم‌کنش می‌کنند. به صورتی که ابتدا اتم m در تراز $|g\rangle$ باشد و کاواک در حالت خلاء $|0\rangle$ باشد. اگر اتم l در تراز $|g\rangle$ باشد، آنگاه سامانه مرکب تحت تأثیر هامیلتونی (۱) جدا می‌شود یعنی $\hat{H}|g, g, 0\rangle = 0$. از این رو، نیاز داریم که تنها تحول سامانه اولیه را در حالت $|s, g, 0\rangle$ در نظر بگیریم.



شکل ۱ نمایش ترازهای انرژی اتم‌های l، m و فرکانس گذار اتمی.

همیلتونی (۲) را به شکل ماتریس زیر می‌توان نوشت،

$$H = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & \nu_l & 0 & 0 & 0 \\ \nu_l & 0 & -\Omega_l & 0 & 0 \\ 0 & -\Omega_l & 0 & -\Omega_m & 0 \\ 0 & 0 & -\Omega_m & 0 & \nu_m \\ 0 & 0 & 0 & \nu_m & 0 \end{pmatrix} \quad (۳)$$

نمایش ماتریسی در پایه‌های $\{|s, g, 0\rangle, |e, g, 0\rangle, |g, g, 1\rangle, |g, e, 0\rangle, |g, s, 0\rangle\}$ نوشته شده است و تأثیر همیلتونی بر این پایه‌ها به صورت زیر است،

$$H|s, g, 0\rangle = -\hbar(\nu_l|e, g, 0\rangle) \quad (۴)$$

$$H|e, g, 0\rangle = -\hbar(\nu_l|s, g, 0\rangle - \Omega_l|g, g, 1\rangle) \quad (۵)$$

$$H|g, g, 1\rangle = -\hbar(-\Omega_m|g, e, 0\rangle - \Omega_l|e, g, 0\rangle) \quad (۶)$$

$$H|g, e, 0\rangle = -\hbar(-\Omega_m|g, g, 1\rangle + \nu_m|g, s, 0\rangle) \quad (۷)$$

$$H|g, s, 0\rangle = -\hbar(\nu_m|g, e, 0\rangle) \quad (۸)$$

معادله اصلی بیان کننده‌ی واهمدوسی ذاتی تحت تقریب مارکوفی که اولین بار توسط میلیبورن ارائه شد، به شکل زیر داده می‌شود [۸]،

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -i[H, \rho(t)] - \frac{\Gamma}{2}[H, [H, \rho(t)]] \quad (۹)$$



که در آن Γ پارامتر واهمدوسی ذاتی است. جواب معادله اصلی بالا را می‌توان به شکل زیر بیان کرد [۱۳]:

$$\rho(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\Gamma t)^k}{k!} M^k \rho(0) M^{\dagger k} \quad (10)$$

که در آن عملگر چگالی اولیه سامانه و M^k به صورت تعریف می‌شود [۱۳]:

$$M^k = H^k e^{-iHt} e^{-\frac{\Gamma t}{2} H^2} \quad (11)$$

به آسانی می‌توان نشان داد که نمایش دینامیک عملگر چگالی سامانه مورد نظر که در ابتدا در حالت

$\rho(0)$ بوده است برحسب معادله (۱۰) تحت واهمدوسی ذاتی به شکل زیر است [۱۵]:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_{m,n} \exp\left[\frac{-\Gamma t}{2}(E_m - E_n)^2 - i(E_m - E_n)t\right] \times \langle \psi_m | \hat{\rho}(0) | \psi_n \rangle | \psi_m \rangle \langle \psi_n | \quad (12)$$

که در آن $E_i (i=m,n)$ و $\psi_i (i=m,n)$ به ترتیب ویژه‌مقادیر و ویژه‌بردارهای مربوط به هامیلتونی \hat{H} در معادله (۳) هستند.

حالت اولیه سامانه مرکب را به صورت زیر در نظر می‌گیریم،

$$|\psi_0\rangle = |s, g, 0\rangle \quad (13)$$

از این رو، $\rho(0)$ به صورت زیر نوشته می‌شود،

$$\rho_0 = |s, g, 0\rangle \langle s, g, 0| = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

با استفاده از روابط (۱۲) و (۱۴) می‌توانیم $\rho(t)$ کل سامانه را به دست آوریم. سپس نسبت به پایه‌های میدان رد جزئی می‌گیریم و ماتریس چگالی کاهش یافته دو اتم را محاسبه می‌کنیم. با توجه به حجم محاسبات از آوردن عناصر ماتریس چگالی در این جا خودداری شده است.

۳. درهم تنیدگی سامانه

منفیت یک سنجشگر درهم تنیدگی است که توسط ویدال معرفی شده است [۲۷] و به صورت عملی با استفاده از مدارهای کوانتومی بدون نوفه اندازه گیری شده است [۲۸]. منفیت $N(\rho)$ برای هر حالت دلخواه از سامانه های دوجزئی به صورت زیر تعریف می شود [۲۷]:

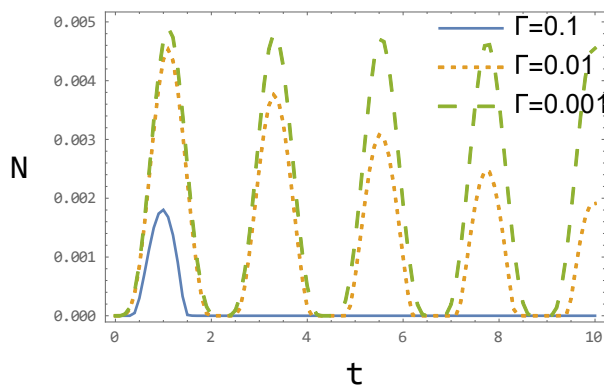
$$N(\rho) = \frac{\|\rho^{T_A}\| - 1}{2} \quad (15)$$

که در آن، $\|\rho^{T_A}\|$ نشان دهنده هنجار رد ρ^{T_A} است که ρ^{T_A} نیز ترانهاد جزئی ماتریس چگالی دو اتم روی زیر سامانه A است. در حقیقت، منفیت $N(\rho)$ معادل با جمع قدر مطلق ویژه مقادیر منفی ρ^{T_A} است.

برای بررسی دینامیک درهم تنیدگی بین دو اتم مربوط به سامانه معرفی شده در بخش ۲، تابع منفیت را با استفاده از رابطه (۱۵) محاسبه می کنیم.

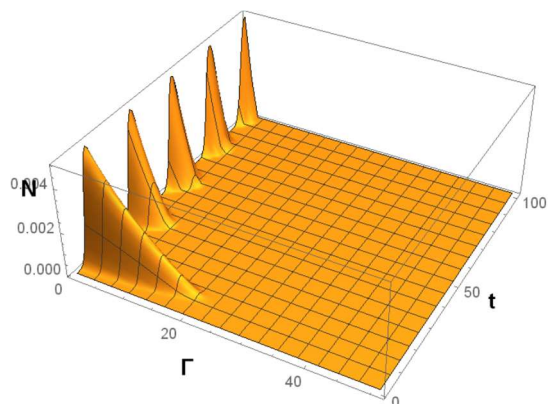
در شکل (۲) نمودار منفیت بر حسب زمان برای مقادیر مختلف Γ رسم شده است. با توجه به شکل (۲)، با افزایش Γ دامنه درهم تنیدگی کاهش و بسامد آن کاهش می یابد.

در شکل (۳) تغییرات منفیت بر حسب t و Γ رسم شده است. مشاهده می شود که با افزایش مقدار Γ منفیت کاهش می یابد. برای مقادیر کوچک Γ با گذشت زمان رفتار نوسانی تابع منفیت ادامه دارد.



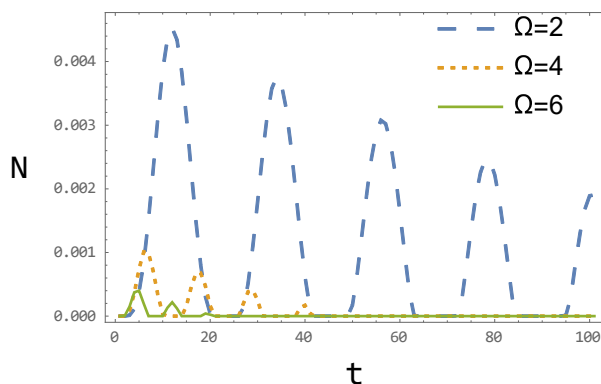
شکل ۲ منفیت بر حسب زمان برای مقادیر مختلف Γ به ازای $v_l = v_m = 0.2$ ، $\Omega_l = \Omega_m = 2$





شکل ۳ منفیت برحسب زمان و Γ به ازای $\Omega_l = \Omega_m = 2$ ، $u_l = u_m = 0.2$.

تغییرات منفیت برحسب t و مقادیر مختلف $\Omega > 1$ در شکل (۴) رسم شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار Ω دامنه درهم‌تنیدگی کاهش و بسامد آن افزایش می‌یابد. برای مقادیر کوچکتر Ω ، رفتار نوسانی تابع منفیت در مدت زمان بیشتری ادامه می‌یابد.

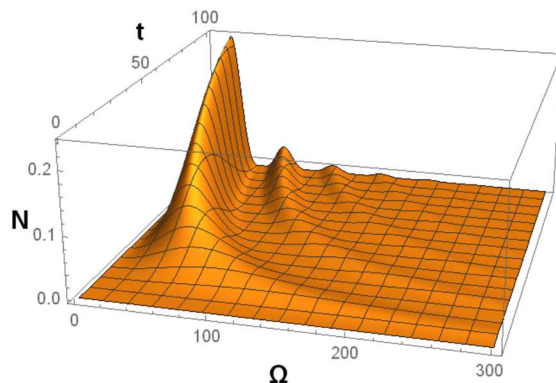


شکل ۴ منفیت برحسب زمان برای مقادیر مختلف Ω به ازای $\Omega_l = \Omega_m = \Omega$ ، $u_l = u_m = 0.2$ و ..

$$\Gamma = 0.01$$

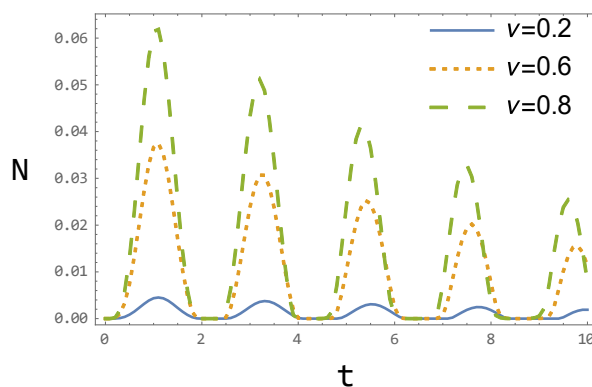
همچنین، نمودار منفیت برحسب t و Ω در شکل (۵) رسم شده است. مشاهده می‌شود که ابتدا منفیت صفر است و برای مقادیر کوچک $\Omega_l = \Omega_m \leq 1$ درهم‌تنیدگی به سرعت بیشینه شده

وسپس با افزایش مقدار Ω دامنه درهم‌تنیدگی کاهش می‌یابد و با گذشت زمان منفیت صفر می‌شود.



شکل ۵ منفیت برحسب زمان و Ω به ازای $v_l = v_m = 0.2$ و $\Gamma = 0.01$.

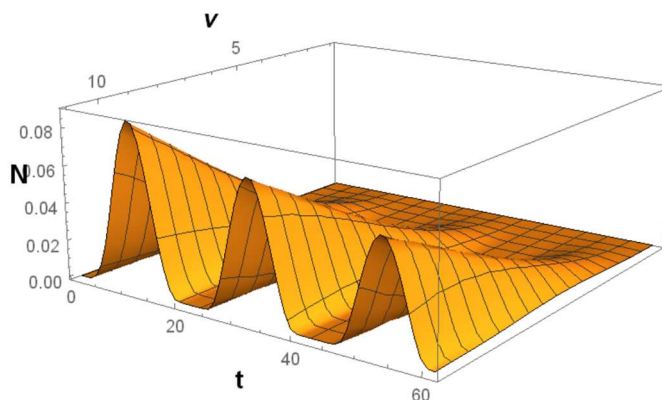
نمودار منفیت برحسب زمان برای مقادیر مختلف V با فرض $V_l = V_m = V$ و $\Omega_l = \Omega_m = 4$ در شکل (۶) رسم شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش مقدار V درهم‌تنیدگی افزایش می‌یابد و با گذشت زمان تابع منفیت به صفر میل می‌کند.



شکل ۶ منفیت برحسب زمان برای مقادیر مختلف V به ازای $\Omega_l = \Omega_m = 2$ ، $\Gamma = 0.01$.



با توجه به تغییرات منفیت برحسب t و V در شکل (۷)، مشاهده می‌شود در لحظه شروع مقدار درهم‌تنیدگی به ازای همه مقادیر V صفر است، در مدت زمان کوتاهی رفتار تابع منفیت نوسانی است و سپس مرگ درهم‌تنیدگی به ازای مقادیر مختلف V در یک زمان روی می‌دهد.



شکل ۷ منفیت برحسب زمان و V به ازای $\Omega_q = \Omega_m = 2$ و $\Gamma = 0.01$.

۴. ترابرد درهم‌تنیدگی گرمایی

در این بخش هدف ما بررسی ترابرد کیوتربیتی با استفاده از حالت دو-کیوتربیتی در الگوی جینز-کامینگز است. اولین بار، ترابرد از راه یک شبکه یک بعدی به کمک بوز انجام شد [۲۹]. بر اساس این شیوه، ارسال حالت کوآنتومی میان دو اسپین انتهایی زنجیره انجام می‌گیرد. فرض می‌شود آلایس اسپین i ام در اختیار دارد، در حالی که باب به اسپین j ام دسترسی دارد. آلایس برای ارسال یک حالت ناشناخته به باب آن را در مکان i ام شبکه به عنوان حالت ورودی به کانال ترابرد کوآنتومی قرار می‌دهد. ماتریس چگالی کاهش یافته این کانال دو کیوتربیتی در معادله (۱۲) محاسبه شده است. ابتدا حالت اولیه زیر را به عنوان حالت ورودی کانال در نظر گرفته می‌شود،

$$|\psi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|0\rangle + |1\rangle + |2\rangle) \quad (16)$$

که در آن، $|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ ، $|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ و $|2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ پایه‌های فضای هیلبرت سه بعدی هستند.

ماتریس چگالی حالت ورودی برابر است با:

$$\rho_{in} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (17)$$

آنگاه ماتریس چگالی برای حالت خروجی از کانال با رابطه زیر به دست می‌آید [۳۰]:

$$\rho_{out} = \sum_{j=0}^8 Tr[E^j \rho(t)] \{ \Gamma^j \rho_{in} \Gamma^j \} \quad (18)$$

که در آن E^j ماتریس‌های چگالی حالت‌های پیشینه‌ی درهم‌تنیده دو کیوتریتی و

Γ^j ($j=1, \dots, 8$) ماتریس‌های ژل-مان و Γ^0 ماتریس همانی برای کیوتریت‌ها هستند و $\rho(t)$

ماتریس چگالی داده شده در معادله (۱۲) است [۳۱].

درستی ارسال حالت را می‌توان از راه وفاداری تعیین کرد. با استفاده از وفاداری میزان شباهت حالت

ورودی به حالت خروجی از کانال مشخص می‌شود. در حالت کلی، وفاداری یک عدد بین صفر و

یک است. اگر حالت ورودی و خروجی یکسان باشند، وفاداری یک و در غیر این صورت وفاداری

عددی کوچک‌تر از یک خواهد بود [۳۲، ۳۳]. رابطه وفاداری عبارت است از:

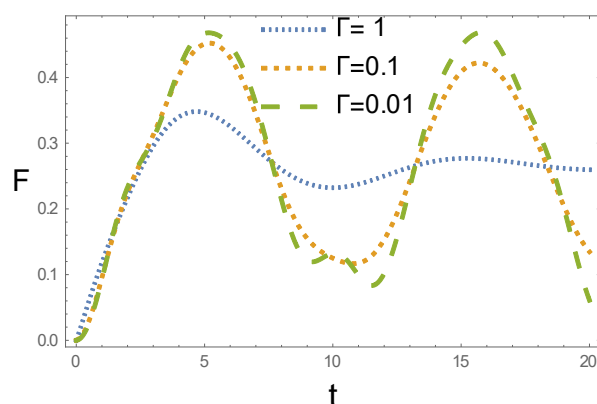
$$F = \left(Tr \sqrt{\rho_{in}^2 \rho_{out} \rho_{in}^2} \right)^2 \quad (19)$$

وفاداری محاسبه شده برای حالت دو-کیوتریتی به صورت تابعی از t در شکل (۸) برای مقادیر

مختلف Γ رسم شده است. نمودارها نشان می‌دهند که وفاداری با گذشت زمان رفتار نوسانی دارد.

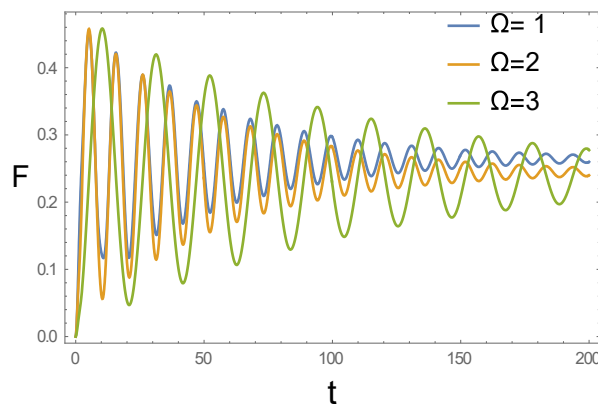
همچنین، دامنه نوسان وفاداری تابعی کاهشی برحسب پارامتر واهمدوسی است.





شکل ۸ وفاداری برحسب زمان برای مقادیر مختلف Γ به ازای $\Omega_l = \Omega_m = 2$ ، $v_l = v_m = 0.6$.

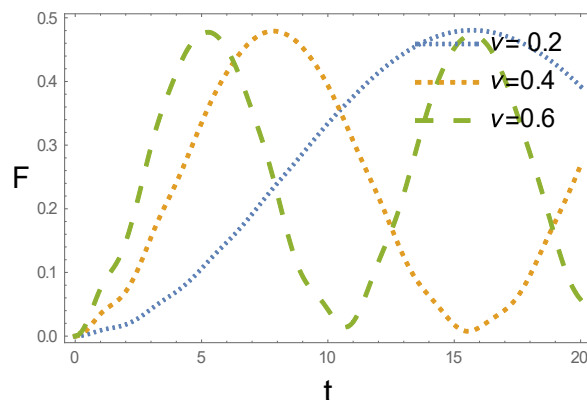
شکل (۹) وفاداری را برحسب زمان به ازای مقادیر مختلف Ω برای حالت دو-کیوتربیتی نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود وفاداری تابعی نوسانی برحسب زمان است. بر اساس شکل (۹)، برای مقادیر کوچک‌تر Ω ، دامنه نوسانات با گذشت زمان سریع‌تر کاهش می‌یابد تا به یک مقدار ثابت میل کند که این مقدار ثابت با افزایش Ω کاهش می‌یابد.



شکل ۹ وفاداری برحسب زمان برای مقادیر مختلف Ω به ازای $\Omega_l = \Omega_m = \Omega$ ، $v_l = v_m = 0.6$ و

$$\Gamma = 0.1$$

برای بررسی دقیق تر، وفاداری برحسب زمان و به ازای مقادیر مختلف بسامد گذار اتمی برای حالت دو-کیوتربیتی در شکل (۱۰) رسم شده است. همان طور که مشاهده می شود با افزایش بسامد گذار اتمی بسامد نوسانات افزایش می یابد و دامنه نوسانات مستقل از V است.



شکل ۱۰ وفاداری برحسب زمان برای مقادیر مختلف V به ازای $\Omega_l = \Omega_m = 2$ ، $\Gamma = 0.01$

۵. نتیجه گیری

در این مقاله دینامیک درهم تنیدگی و ترابرد کوانتومی از راه یک حالت دو-کیوتربیتی جفت شده با یک کاواک در الگوی جینز-کامینگز تحت واهمدوسی ذاتی بررسی شد. مشاهده شد که با افزایش پارامتر واهمدوسی ذاتی Γ مقدار درهم تنیدگی کاهش می یابد. افزون بر این، درهم تنیدگی به ازای مقادیر کوچک ضریب جفت شدگی میدان-اتم Ω ابتدا افزایش می یابد ولی برای مقادیر بزرگ تر Ω تابع کاهشی است که با گذشت زمان، مقدار درهم تنیدگی سریع به صفر میل می کند. هم چنین با افزایش بسامد گذار اتمی V منفیت افزایش می یابد که با گذشت زمان برای مقادیر مختلف V در یک زمان درهم تنیدگی به صفر میل می کند. سپس ترابرد از راه این کانال با محاسبه وفاداری مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد در نمودار وفاداری افزایش Γ سبب کاهش دامنه نوسانات و افزایش V سبب افزایش بسامد نوسانات است. همچنین، دامنه نوسانات با کاهش Ω سریع تر کاهش می یابد تا به یک مقدار ثابت میل می کند. هم چنین مشاهده شد که پارامتر واهمدوسی ذاتی، ضریب جفت شدگی میدان-اتم و بسامد گذار اتمی بردینامیک درهم تنیدگی و ترابرد تأثیر



کمابیش یکسان دارند. از این رو، می‌توان با انتخاب مناسب این پارامترها یک کانال با وفاداری مؤثر برای انتقال اطلاعات در سامانه‌های کیوبیتی طراحی کرد.

۶. تقدیر و تشکر

این تحقیق توسط دانشگاه شهید چمران اهواز، ایران [SCU.SP1401.12469] پشتیبانی شد.

منابع

- [1] Bouwmeester D., Pan J. W., Mattle K., Eibl M., Weinfurter H., and Zeilinger A. A., "Experimental quantum teleportation," *Nature* **390**, 575 (1997).
- [2] Bouwmeester D., Mattle K., Pan J.W., Weinfurter H., Zeilinger A., and Zukowski M., "Experimental quantum teleportation of arbitrary quantum states," *Appl. Phys. B* **67**, 749 (1998).
- [3] Bennett C. H. and Wiesner S. J., Communication via one and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2881 (1992).
- [4] Mattle K., Weinfurter H., Kwiat P. G., and Zeilinger A., Dense Coding in Experimental Quantum Communication, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4546 (1996).
- [5] Schumacher B., Quantum coding, *Phys. Rev. A* **51**, 2738 (1995).
- [6] Bennett C. H., Brassard G., Crepeau C., Jozsa R., Peres A., and Wootters W. K., Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [7] Joos E., Zeh H. D., Kiefer C., Giulini D., Kupsch J., and Stamatescu I. O., *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory*, Springer Press, 2nd edition (2003).
- [8] Milburn G. J., Intrinsic decoherence in quantum mechanics, *Phys. Rev. A* **44**, 5401-5406 (1991).
- [9] Caves C. M. and Milburn G. J., Quantum-mechanical model for continuous position measurements, *Phys. Rev. D* **36**, 5543(1987).
- [10] Milburn G. J., Kicked quantized cavity mode: An open systems theory approach, *Phys. Rev. A* **36**, 744 (1987).
- [11] Qin M. and Ren Z. Z., Influence of intrinsic decoherence on entanglement teleportation via a Heisenberg XYZ model with different Dzyaloshincki-Moriya interaction, *Quantum information processing*, **14**, 2055-2066, (2015).
- [12] Bin S., Tian-Hai Z., and Jian Z., Influence of intrinsic decoherence on entanglement in two-qubit quantum Heisenberg XYZ chain, *Commun. Theor. Phys. (Beijing China)* **44**, 255-258 (2005).
- [13] Mohammadi H., Akhtarshenas S. J., and Kheirandish F., Influence of dephasing on the entanglement teleportation via a two-qubit Heisenberg XYZ system, *Eur. Phys. J. D* **62**, 439-447 (2011).
- [14] Guo J. L., Xia Y., and Song H. S., Effects of Dzyaloshinski-Moriya anisotropic antisymmetric interaction on entanglement and teleportation in a two-qubit Heisenberg chain with intrinsic decoherence, *Opt. Commun.* **281**, 2326 (2008).
- [15] Zheng L. and Feng Zhang G., Intrinsic decoherence in Jaynes-Cummings model with Heisenberg exchange interaction, *Eur. Phys. J. D* **71**, 288 (2017).
- [16] Hu M. L. and Lian H. L., State transfer in intrinsic decoherence spin channels, *Eur. Phys. J. D* **55**, 711-721(2009).



- [17] Moya-Cessa H., Buzek V., Kim M. S., and Knight P. L., Intrinsic decoherence in the atom-field interaction, *Phys. Rev. A* **48**, 3900 (1993).
- [18] Aty M. A., Cessa H. M., Sudden death and long-lived entanglement of two trapped ions, *Phys. Lett. A* **369**, 372 (2007).
- [19] Kuang L.-M. and Chen X., Exact solution of the Milburn equation for the two-photon Jaynes-Cummings model, *J. Phys. A: Math. Gen.* **27**, Lett 633 (1994).
- [20] Zhang X. T., Zhu A. D., and Zhang S., Intrinsic Decoherence of Two Atoms System with Kerr Medium *Chin. Phys. Lett.* **24**, 1460 (2007).
- [21] Ghoshooni A., Naji A. and Afshar D., Influence of intrinsic decoherence on the entanglement in two-qubit system under XYZ Jaynes-Cummings model in a two-qutrit system Heisenberg interaction in Jaynes-Cummings model, *Proceedings of The First National Conference and Workshop on Quantum Information and Open Quantum Systems* (2018).
- [22] Naji A., Hamzehofi R. and Afshar D., Entanglement teleportation via two qubits Heisenberg in Jaynes-Cummings model under intrinsic decoherence, *IJPR.*, **19**(3), 656 (2019).
- [23] Naji A. and Mollaei Zamani M., Study of thermal entanglement and teleportation in spin star networks in Heisenberg XXX model, *IJAP.*, **11** (3), 68-76 (2021).
- [24] Xu R., Zhou R.-G., Li Y., Jiang S., and Ian H., Enhancing robustness of noisy qutrit teleportation with Markovian memory, *EPJ Quantum Technology.* **9**, 4 (2022).
- [25] Wang M. and Yan F., Probabilistic chain teleportation of a qutrit-state, *CTP.* **54**(2) 263(2010).
- [26] Lambropoulos P. and Petrosyan D., *Fundamental of quantum optics and quantum information*, Springer Press, Berlin (2007).
- [27] Vidal G. and Werner R. F., Computable measure of entanglement, *Phys. Rev. A* **65**, 032314 (2002).
- [28] Carteret H. A., Noiseless quantum circuits for the Peres separability criterion, *Phys. Rev. Lett.* **94** 040502 (2005).
- [29] Bowen G. and Bose S. Teleportation as a depolarizing quantum channel, relative entropy, and classical capacity”, *Phys. Rev. Lett.* **87** 267901 (2001).
- [30] Arvind, Malleth K. S., and Mukundam N., A generalized pancharatnam geometric phase formula for three-level quantum systems, *J. Phys. A.* **30**(7), 2417 (1997).
- [31] Gell-Mann M. and Neeman Y., *The eightfold way*, W. A. Benjamin Inc., New York (1964).
- [32] Jozsa R., Fidelity for mixed quantum states, *J. Mod. Opt.* **41**, 2315 (1994).
- [33] Bowdrey M. D., Oi D. K. L., Short A. J., Banaszek K., and Jones J. A., Fidelity of single qubit maps, *Phys. Lett. A.* **294**, 258 (2002).



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

