

Investigation of quantum discord and local quantum certainty in a vertical quantum dot

Esfandiyar Faizi**, Hamideh Eftekhari, Kowsar Alsadat Mousavitaha

¹Department of Physics, Faculty of Science, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran

Received: 05.10.2019 Final revised: 14.11.2020 Accepted: 02.11.2020

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16571](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16571)

Abstract

In this paper, we consider quantum correlations (quantum discord and local quantum uncertainty) in a vertical quantum dot. Their dependencies on the magnetic field and temperature are presented in detail. It is noticeable that, quantum discord and local quantum uncertainty behavior is similar to a large extent. In addition, the time evolution of quantum discord and local quantum uncertainty under dephasing and amplitude damping channels is investigated. Our results show that quantum discord is invariant under dephasing channel for a finite time interval in a vertical quantum dot, while this phenomenon does not occur for local quantum uncertainty case.

Keywords: quantum correlations, vertical quantum dot, quantum discord, local quantum uncertainty

* Corresponding Author: efaizi.quantum@gmail.com



بررسی ناهم‌خوانی و عدم قطعیت کوآنتومی موضعی در یک نقطه کوآنتومی عمودی

اسفندیار فیضی*، حمیده افتخاری، کوثرالسادات موسوی طاها

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران

دریافت: 1398/07/13 ویرایش نهائی: 1399/07/28 پذیرش: 1399/08/12

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16571](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16571)

چکیده

در این مقاله قصد داریم همبستگی‌های کوآنتومی (ناهم‌خوانی کوآنتومی و عدم قطعیت کوآنتومی موضعی) را در یک نقطه کوآنتومی عمودی مورد بررسی قرار دهیم. همچنین وابستگی آنها به میدان مغناطیسی و دما با جزئیات ارائه شده است. قابل توجه است که ناهم‌خوانی کوآنتومی و عدم قطعیت کوآنتومی موضعی به میزان زیادی رفتاری مشابه دارند. بعلاوه تحول زمانی این دو تحت کانال میرایی دامنه و وارونی فاز بررسی شده است. نتایج ما نشان می‌دهد که ناهم‌خوانی کوآنتومی تحت کانال وارونی فاز برای فاصله زمانی محدود در یک نقطه کوآنتومی عمودی ناوردا است. در حالی که، این پدیده برای عدم قطعیت کوآنتومی موضعی رخ نمی‌دهد.

کلیدواژگان: همبستگی‌های کوآنتومی، ناهم‌خوانی کوآنتومی، عدم قطعیت کوآنتومی موضعی، نقطه‌ی کوآنتومی عمودی

مقدمه

ناهم‌خوانی کوآنتومی، بسیاری از سنج‌های همبستگی کوآنتومی دیگری مانند [9,13] GMQD، [14] IMID و کسری کوآنتومی [10,11] ارائه شده است.

اخیراً [12] Girolami مفهوم عدم قطعیت کوآنتومی موضعی را به‌عنوان عدم قطعیت در یک حالت کوآنتومی که در نتیجه اندازه‌گیری یک مشاهده پذیر موضعی است، پیشنهاد داده است. با این حال، چنین کمیت سنجی یک معیار محکمی است که می‌تواند به‌عنوان یک سنج کوآنتومی دقیق در حالت‌های کوآنتومی در نظر گرفته شود. اگرچه به دلیل بهینه‌سازی ذاتی، یافتن یک بیان صریح برای بسیاری از سنج‌های

همبستگی کوآنتومی برای یک حالت کوآنتومی شامل درهم‌تنیدگی و دیگر انواع همبستگی‌های غیرکلاسیکی است. واضح است که همبستگی‌های کوآنتومی کلی‌تر از درهم‌تنیدگی هستند [1,2].

کمیت مهم و برجسته همبستگی کوآنتومی ناهم‌خوانی کوآنتومی است (QD) [3,4,32]، که اشاره به همبستگی‌های کوآنتومی دارد. پیشرفت‌های قابل توجهی در مورد اهمیت و کاربرد ناهم‌خوانی کوآنتومی صورت گرفته است. به‌طور خاص محاسبات دقیقی برای ناهم‌خوانی کوآنتومی در بعضی حالت‌های دو کیوبیتی مثل حالت‌های X وجود دارد [5-8]. با وجود

* نویسنده مسئول: efaizi.quantum@gmail.com



همچنین اثر میدان مغناطیسی و دما نشان داده شده است. سپس به بررسی دینامیک QD در مدل وارونی فاز و میرایی دامنه پرداخته و دینامیک LQU و QD را مورد مقایسه قرار می‌دهیم. و در آخر نتیجه‌گیری آورده شده است.

ناهم‌خوانی کوآنتومی (QD) و عدم قطعیت کوآنتومی موضعی (LQU)

ناهم‌خوانی کوآنتومی (QD)

برای یک سیستم کوآنتومی دو قسمتی، اطلاعات متقابل کوآنتومی بین دو زیر سیستم A و B به صورت زیر است:

$$I(\rho_{AB}) = S(\rho_A) + S(\rho_B) - S(\rho_{AB}) \quad 1$$

$$S(\rho) = -Tr(\rho \log_2 \rho) \quad \text{که}$$

آنتروپی فون نویمان ماتریس چگالی ρ است. اطلاعات متقابل کوآنتومی دارای اهمیت فیزیکی بسیاری است و به‌طور کلی به‌عنوان سنجه همبستگی‌های کل که شامل اجزای کوآنتومی و کلاسیکی هستند به‌کار برده می‌شود. همبستگی کلاسیکی ممکن است با اندازه‌گیری تصویری تعریف شود. فرض کنید مجموعه‌ای از اندازه‌گیری‌های تصویری اثرکننده روی زیرسیستم B را در دست داشته باشید. احتمال نتیجه k پس از اندازه‌گیری:

$$P_k = Tr_{AB} \left[(I^A \otimes \Pi_k^B) \rho_{AB} (I^A \otimes \Pi_k^B) \right]$$

است که I^A عملگر واحد مربوط به زیرسیستم A است. پس از این اندازه‌گیری، حالت زیر سیستم A

همبستگی کوآنتومی مسئله دشواری است. برای مثال، مقدار ناهم‌خوانی کوآنتومی حتی برای یک سیستم کیوبیت دو قسمتی نامشخص است. در سیستم‌های دو قسمتی با ابعاد بالاتر، نتایج فقط برای بعضی از حالت‌های مشخص شناخته شده است. با این وجود عدم قطعیت کوآنتومی موضعی (LQU) فقط برای سیستم کیوبیت-کیودیت فرم بسته‌ای دارد. نقاط کوآنتومی (به‌عنوان اتم‌های مصنوعی) به‌خاطر سهولت در کنترل آنها برای مطالعه کوآنتومی فیزیک بس‌ذره‌ای دارای اهمیت هستند. همچنین حالت پای کیوبیت‌های تک اکسیتونی در نقاط کوآنتومی برای محاسبات کوآنتومی معرفی شده‌اند [15]. بنابراین بررسی خصوصیات نقطه کوآنتومی مفید و ارزشمند است. واهمدوسی سیستم کوآنتومی به‌دلیل برهم‌کنش با محیط اطراف خود مسئله مهمی برای انجام محاسبات کوآنتومی است. بنابراین نشان دادن خواص دینامیکی همبستگی‌های کوآنتومی برای حفظ پروتکل که در معرض واهمدوسی است، اجتناب ناپذیر می‌باشد. در بسیاری از تحقیقات به بررسی دینامیک همبستگی‌های کوآنتومی، هم به‌صورت تجربی و هم به‌صورت تئوری در محیط مارکوفی [16,17] و محیط غیرمارکوفی [18]، پرداخته‌اند. برای نمونه تحقیقات زیادی در مورد واهمدوسی محیط اسپینی وجود دارد [19-22]، مانند سیستم‌های تک-کیوبیتی و دو-کیوبیتی که با محیط جفت شده‌اند. در این مقاله، هدف ما مطالعه QD و LQU در نقطه کوآنتومی عمودی است و وابستگی آنها به میدان مغناطیسی و دما نیز مورد بحث قرار خواهد گرفت. ابتدا مروری بر QD و LQU خواهیم داشت. در گام بعدی، این کمیت‌ها را در نقطه کوآنتومی عمودی بررسی کرده و مقایسه دقیقی را ارائه می‌دهیم.

$$K^A = \Lambda^A \otimes I_B$$

و

$$I(\rho, K) = -\frac{1}{2} \text{Tr} \left\{ \left[\sqrt{\rho}, K^A \right]^2 \right\} \quad 5$$

اطلاعات است که در مرجع [24] آمده است. فرم بسته‌ی LQU برای سیستم‌های کوانتومی $2 \times d$ بعدی به صورت [12]:

$$U_A = 1 - \lambda_{\max}(W) \quad 6$$

است که λ_{\max} بیشینه ویژه مقدار ماتریس $W(3 \times 3)$ با مؤلفه‌های

$$W_{i,j} = \text{Tr} \left\{ \sqrt{\rho} (\sigma_i \otimes I) \sqrt{\rho} (\sigma_j \otimes I) \right\}$$

می‌باشد و $\sigma_i, i = 1, 2, 3$ ماتریس پائولی است.

ناهم‌خوانی کوانتومی (QD) و عدم قطعیت

کوانتومی موضعی (LQU) در نقطه

کوانتومی عمودی

در این بخش QD و LQU را در نقطه کوانتومی عمودی بررسی خواهیم کرد. تأثیرات میدان مغناطیسی و دما در ویژگی‌های برجسته فیزیک کوانتوم نشان داده شده است. به علاوه، این کمیت‌ها را مقایسه و خواص مختلف آن‌ها را نشان خواهیم داد. هامیلتونی نقطه کوانتومی در میدان مغناطیسی [25] با استفاده از تبدیلات یکانی مناسب به صورت زیر تقلیل می‌یابد:

$$\hat{H} = \frac{k_0}{4} \hat{S}_1 \hat{S}_2 - \gamma B_0 \hat{S}_3 \quad 7$$

توسط یک عملگر چگالی شرطی به صورت زیر مشخص می‌شود:

$$\rho_{A|B} = \text{Tr}_B \left[\left(I^A \otimes \Pi_k^B \right) \rho_{AB} \left(I^A \otimes \Pi_k^B \right) \right] / P_k$$

حد بالای اختلاف بین آنتروپی فون نویمان $S(\rho_A)$ و آنتروپی شرطی کوانتومی زیرسیستم A بر اساس اندازه‌گیری، $\sum_k P_k S(\rho_{A|k})$ ، یعنی: [3.4, 17, 23]

$$C(\rho_{AB}) = \sup_{\{\pi_k^B\}} \left[S(\rho_A) - \sum_k P_k S(\rho_{A|k}) \right] \quad 2$$

را به عنوان همبستگی کلاسیکی دو زیرسیستم تعیین می‌کنیم. برای انواع اندازه‌گیری‌های تصویری محتمل مقدار بیشینه در نظر گرفته می‌شود. در نتیجه، ناهم‌خوانی کوانتومی به عنوان اختلاف بین همبستگی‌های کلاسیکی و کل مشخص شده است: [3.17.23]

$$D(\rho_{AB}) = I(\rho_{AB}) - C(\rho_{AB}) \quad 3$$

عدم قطعیت کوانتومی موضعی (LQU)

اخیراً، یک سنجه همبستگی کوانتومی برای سیستم‌های کوانتومی دو قسمتی یعنی عدم قطعیت کوانتومی موضعی (LQU) توسط D. Girolami معرفی شده است [12].

LQU به صورت زیر تعریف شده است:

$$U_A = \min_{K^A} I(\rho_{AB}, K^A) \quad 4$$

که دو بخش آن توسط A و B مشخص شده است، این کمینه تحت تمام عملگرهای تصویری ناتبهنگن موضعی روی قسمت A بهینه‌سازی شده است:

می‌توانیم دریابیم که حالت پایه هامیلتونی در معادله 7، وقتی میدان مغناطیسی به اندازه کافی قوی است، جداپذیر می‌شود. همچنین وقتی k_0 به اندازه کافی بزرگ باشد حالت پایه درهم‌تنیده خواهد شد (برای جزئیات بیشتر، ویژه‌مقادیر و ویژه بردارهای هامیلتونی کاهش یافته معادله 7 را ببینید [25]). از این لحاظ می‌توانیم بگوییم که یک میدان مغناطیسی قوی، همبستگی کوآنتومی اندازه‌گیری شده توسط QD را کاهش خواهد داد. با این حال k_0 بزرگ می‌تواند مقدار زیادی همبستگی کوآنتومی ایجاد کند. ماتریس 8 ماتریس X است که ناهم‌خوانی آن در [5] مورد مطالعه قرار گرفته است. اگرچه این مرجع حاوی یک اشتباه در مورد تعداد پارامترهای بهینه‌سازی دلخواه در محاسبه قسمت کلاسیکی همبستگی‌های متقابل [5,26] است اما این اشتباه در این‌جا مهم نیست زیرا مؤلفه ρ_{14} در ماتریس 8 صفر است. به‌عنوان یک نتیجه، تنها یک پارامتر بهینه‌سازی داریم. بدین ترتیب از الگوریتم تعمیم یافته در مرجع فوق برای محاسبه ناهم‌خوانی استفاده می‌کنیم. با ماتریس چگالی داده شده در 8 می‌توانیم عبارات تحلیلی QD داده شده در مرجع [5,27] را پیدا کنیم. QD ماتریس چگالی در معادله 8 می‌تواند به‌طور مستقیم محاسبه شود و عبارت زیر را می‌دهد:

$$D = \min\{D_1, D_2\} \quad 10$$

که D_1 و D_2 به ترتیب به‌صورت زیر هستند:

که γ نسبت ژیرومغناطیسی، $k_0 = \delta - 2E_s > 0$ اختلاف انرژی حالت‌های تکتای و سه تایی، \hat{S}^3 مؤلفه سوم اسپین کل، B_0 میدان مغناطیسی نقطه تبهگن، δ فاصله تراز E_s و انرژی مبادله شده است. فرض می‌کنیم سیستم در حالت تعادل گرمایی قرار دارد که با فرمول زیر مشخص می‌شود:

$$\rho = \sum_{i=1}^4 p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|,$$

که در آن $|\psi_i\rangle$ ویژه بردارهای هامیلتونی، $p_i = \exp(-E_i/KT)/Z$ توزیع‌های احتمال و $Z = \text{Tr}[\exp(-H/KT)]$ تابع پارش است. در پایه‌های استاندارد $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ ماتریس چگالی سیستم به‌صورت:

$$\rho(t) = \frac{1}{Z} \begin{pmatrix} u & 0 & 0 & 0 \\ 0 & w & y & 0 \\ 0 & y & w & 0 \\ 0 & 0 & 0 & v \end{pmatrix} \quad 8$$

است که مقادیر درایه‌های غیرصفر ماتریس به‌صورت زیر داده می‌شوند و $Z = u + 2w + v$ است. در اینجا γ و B_0 همیشه به‌شکل γB_0 ظاهر می‌شوند و بنابراین می‌توانیم آن را $\gamma B_0 = r$ در نظر بگیریم.

$$\begin{aligned} u &= \exp\left(-\frac{k_0 - 16\gamma B_0}{16T}\right); \\ v &= \exp\left(-\frac{k_0 + 16\gamma B_0}{16T}\right); \\ w &= \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{k_0}{16T}\right) + \exp\left(\frac{3k_0}{16T}\right) \right]; \\ y &= \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{k_0}{16T}\right) - \exp\left(\frac{3k_0}{16T}\right) \right]; \end{aligned} \quad 9$$

1 و 2 آمده است. از شکل 1 و 2 می‌توانیم ببینیم که رفتارهای QD و LQU بسیار مشابه است. زمانی که دما غیر صفر و k_0 ثابت است، QD و LQU با r تغییر می‌کنند. هرچه r بزرگتر، QD و LQU کوچکتر می‌شوند. به عبارتی درمی‌یابیم که r بزرگ می‌تواند QD و LQU را کاهش دهد. همچنین هر دو (QD و LQU) به‌طور مجانبی به یک مقدار بسیار کوچکی کاهش می‌یابند. از شکل 2 می‌توانیم ببینیم که $k_0 > 0$ همبستگی کوآنتومی بیشتری نسبت به $k_0 < 0$ را نشان می‌دهد و k_0 بزرگ باعث ایجاد همبستگی کوآنتومی بیشتری می‌شود. اگرچه برای $k_0 < 0$ هیچ درهم‌تنیدگی وجود ندارد [25]. اما QD و LQU وجود دارند. علاوه بر این مشاهده می‌کنیم که به‌ازای $r = 0$ همبستگی‌های کوآنتومی بیشترین مقدار را دارند و دلیل آن بیشینه درهم‌تنیدگی حالت پایه است.

دوم اینکه تأثیر دما بر QD و LQU را بررسی می‌کنیم. نتایج این بررسی در شکل 3 نشان داده شده است. در شکل 3 می‌بینیم که برای حالت $T \neq 0$ ، QD و LQU با افزایش دما کاهش می‌یابند. با این اوصاف QD و LQU در دماهای بالاتر به آرامی کاهش می‌یابند. از شکل 3 می‌توان دریافت که QD و LQU، وقتی دما بزرگتر از 2 باشد، به میدان مغناطیسی حساس نیستند.

این موضوع نشان می‌دهد که وقتی سیستم در دمای بالا باشد، ممکن است همبستگی کوآنتومی اندازه‌گیری شده توسط QD و LQU به‌طور مؤثر تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار نگیرند. برای بهتر نشان دادن حساسیت QD و LQU به دما شکل 4 را رسم کردیم.

$$D_1 = S(\rho_A) - S(\rho) \quad 11$$

$$-\frac{1}{Z} \left[v \log_2 \frac{v}{v+w} + w \log_2 \frac{w}{v+w} \right] \\ - \frac{1}{Z} \left[u \log_2 \frac{u}{u+w} + w \log_2 \frac{w}{u+w} \right],$$

$$D_2 = S(\rho_A) - S(\rho)$$

$$-\frac{1-\Gamma}{2} \log_2 \frac{1-\Gamma}{2} - \frac{1+\Gamma}{2} \log_2 \frac{1+\Gamma}{2}.$$

که ρ_A ماتریس چگالی کاهش یافته ρ در معادله 8 با گرفتن رد بر روی زیرسیستم دوم است و Γ رابطه $\Gamma = \sqrt{(u-v)^2 + 4|y|^2} / Z$ را برآورده می‌کند. بیان تحلیلی QD نشان می‌دهد که QD به دما، میدان مغناطیسی و k_0 بستگی دارد. برای ماتریس چگالی گرمایی در معادله 8 عبارت زیر را می‌دهد:

$$U_A = 1 - \max\{\lambda_1, \lambda_2\}, \quad 12$$

$$\lambda_1 = 2(\sqrt{u} + \sqrt{v}) \left(\frac{\sqrt{w-y}}{2} + \frac{\sqrt{w+y}}{2} \right) \quad \text{که}$$

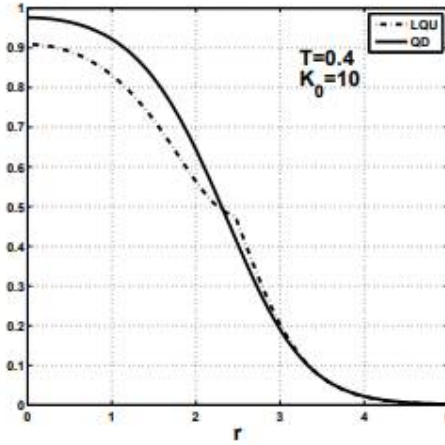
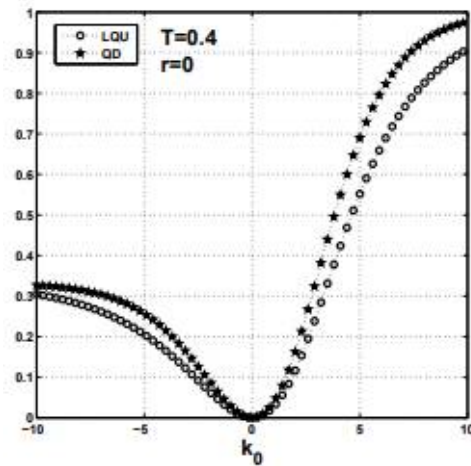
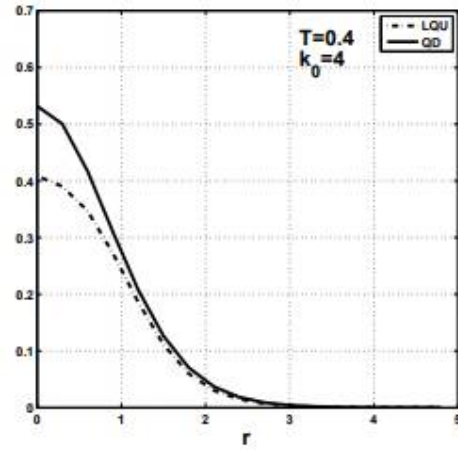
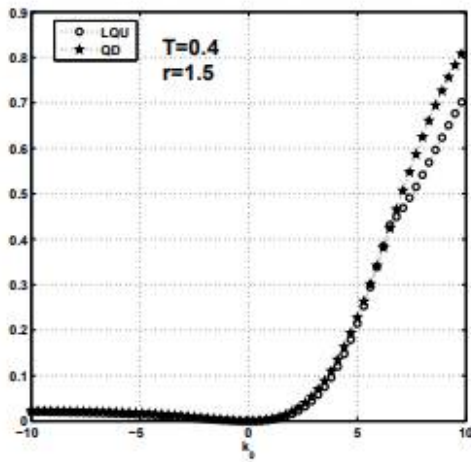
$$\lambda_2 = (u+v) + 2 \left(\frac{\sqrt{w-y}}{2} + \frac{\sqrt{w+y}}{2} \right)^2$$

$$- 2 \left(\frac{\sqrt{w+y}}{2} - \frac{\sqrt{w-y}}{2} \right)^2$$

ویژه‌مقادیر ماتریس W (3×3) هستند.

پس از محاسبات، درمی‌یابیم که QD و LQU تحت تبدیل r به $-r$ متقارن هستند. بنابراین در محاسبات فقط $r > 0$ را در نظر خواهیم گرفت. تأثیر پارامترها بر QD و LQU در نقطه کوآنتومی به‌طور مفصل در ادامه آمده است.

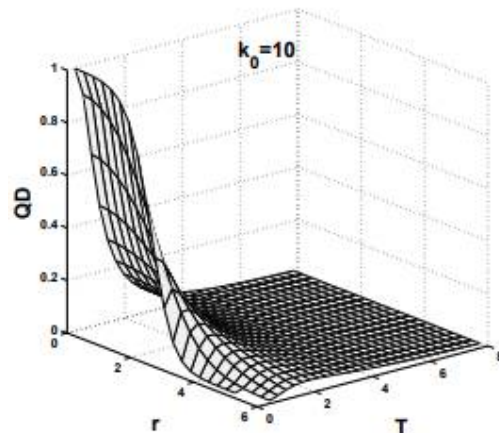
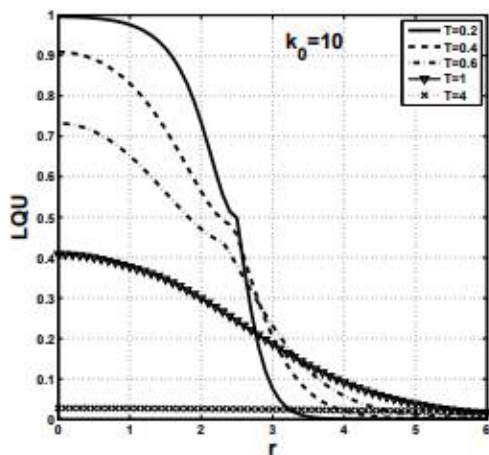
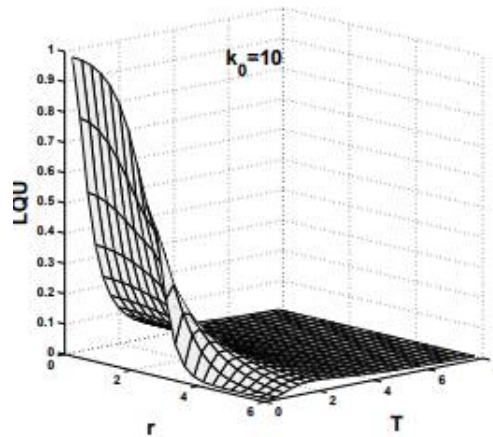
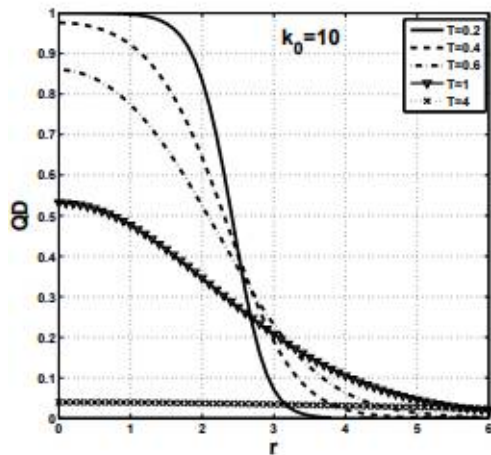
در ابتدا حساسیت پارامترهای k_0 و r را برای QD و LQU تجزیه و تحلیل می‌کنیم که نتایج آن در شکل



شکل 2. مقایسه LQU و QD بر حسب k_0 و دما r و ثابت.

شکل 1. مقایسه LQU و QD بر حسب r و دما و k_0 ثابت.

از شکل 4 می‌توان دریافت که وقتی دما پایین است، QD و LQU به میدان مغناطیسی حساس هستند در حالی که برای دمای بالای $T = 4K$ دیگر حساس نیستند و ثابت باقی می‌مانند.



شکل 2. QD و LQU برحسب دما و r در حالت $k_0 = 10$.

شکل 3. QD و LQU برحسب r برای دماهای مختلف و $k_0 = 10$.

می شود [28] که می توان با روش عملگر کراوس آن را

به دست آورد [29]. تحول زمانی حالت اولیه $\rho(0)$

سیستم دو-کیوبیتی، به صورت زیر نوشته می شود:

$$\rho(t) = \sum_{\mu, \nu} E_{\mu, \nu} \rho(0) E_{\mu, \nu}^\dagger \quad 13$$

که عملگرهای کراوس، $E_{\mu, \nu} = E_\mu \otimes E_\nu$ [29]

به ازای تمام زمانها در شرط زیر صدق می کنند:

$$\sum_{\mu, \nu} E_{\mu, \nu}^\dagger E_{\mu, \nu} = I$$

تحول QD و LQU در نقطه کوانتومی

عمودی تحت کانالهای نویزدار

به منظور محاسبه ناهمخوانی کوانتومی سیستم دو-

کیوبیتی که در معرض اتلاف کانالها هستند، رویکرد

زیر را در نظر می گیریم.

دینامیک سیستم دو-کیوبیتی که به طور مستقل با

محیطهای مجزا در برهم کنش هستند، توسط راه

حل های معادلات بورن-مارکوف-لیندبلد توصیه

در حقیقت پارامتر وابسته به زمان γ ممکن است برای کیوبیت‌های A و B متفاوت باشد اما ما آن را یکسان در نظر می‌گیریم. نتایج در شکل 5 نشان داد شده است. می‌توانیم ببینیم که رفتار QD و LQU تحت اثر این کانال متفاوت است. به‌طور خاص به تحول QD توجه می‌کنیم که رفتار آرام آن در یک زمان محدود قابل توجه است و پایدار باقی می‌ماند. با این حال، LQU با افزایش t ، به آرامی کاهش می‌یابد.

کانال میرایی دامنه

حال، تحول زمانی تحت نویز در دامنه را بررسی می‌کنیم. عملگرهای کراوس برای کانال میرایی دامنه توسط

$$F_2 = \frac{\sqrt{\gamma}}{2}(\sigma_1 - i\sigma_2)$$

$$F_1 = \text{diag}(\sqrt{1-\gamma}, 1)$$

داده می‌شوند.

از اپراتورهای کراوس درمی‌یابیم که عناصر وابسته به‌زمان $\rho(t)$ در هر زمان به‌صورت زیر هستند [31]:

$$\begin{aligned} u(t) &= u(0)(1-\gamma)^2, \\ y(t) &= y(0)(1-\gamma(t)), \\ w(t) &= w(0)\gamma^2 + u(0)(1-\gamma)\gamma, \\ v(t) &= v(0) + u(0)\gamma^2 + 2w(0)\gamma. \end{aligned} \quad 15$$

عملگرهای E_ν و E_μ اثرات کانال کوآنتومی تک-کیوبیتی را مشخص می‌کنند. در بخش زیر بیان می‌کنیم که برای QD و LQU، در کانال‌های وافازی و میرایی دامنه سیستم دو-کیوبیتی، چه اتفاقی می‌افتد.

کانال وافازی

در این قسمت، تحول زمانی نقطه کوآنتومی عمودی را ابتدا تحت کانال وافازی و سپس تحت کانال میرایی دامنه مورد بررسی قرار می‌دهیم. مسئله را با به‌دست آوردن وابستگی زمانی QD و LQU برای نقطه کوآنتومی عمودی شروع خواهیم کرد. اخیراً، نشان داده شده است که برای بعضی از حالت‌های قطری بل (BDS)، ناهم‌خوانی کوآنتومی آنها تحت مقداری واهمدوسی در یک فاصله زمانی محدود، ناورداست [30]. سؤال جالب این است که آیا چنین پدیده‌ای در سیستم‌های دیگر رخ می‌دهد؟

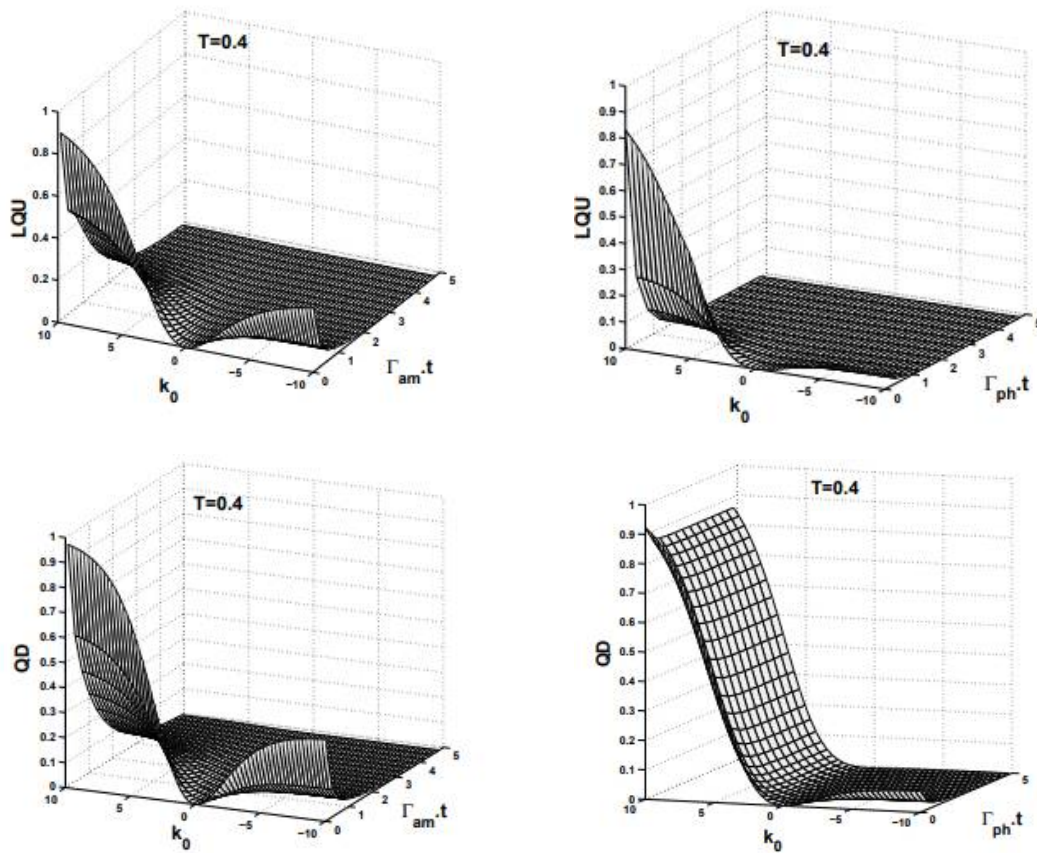
در ادامه این بخش، ماتریس چگالی ρ در معادله 8 را تحت کانال وافازی در نظر می‌گیریم برای کانال وافازی اپراتورهای کراوس توسط

$$E_0 = \text{diag}(1, \sqrt{1-\gamma})$$

$$E_1 = \text{diag}(0, \sqrt{\gamma})$$

داده شده است که $\gamma = 1 - e^{-\Gamma t}$ است و Γ در آن نرخ واپاشی را نشان می‌دهد [29]. به‌دلیل اثرات نویز در فاز، تنها پارامتر γ وابستگی زمانی خواهد داشت و دیگر مؤلفه‌های ماتریس چگالی بدون تغییر باقی می‌مانند:

$$y(t) = y(0)(1-\gamma) \quad 14$$



شکل 6. LQU و QD برحسب $\Gamma_{am}t$ در حالت $r=1$ و $T=0.4$

شکل 4. LQU و QD برحسب k_0 در حالت $r=1$ و $T=0.4$

بحث و نتیجه گیری

به‌طور خلاصه، QD و LQU را در یک نقطه کوانتومی عمودی بررسی کردیم. نتایج ما نشان داد که QD و LQU وابسته به میدان مغناطیسی، k_0 و دمای سیستم متعادل هستند. رفتار LQU تا حد زیادی شبیه به QD است. هر دو به آرامی بدون هیچ گذار ناگهانی تغییر می‌کنند. هرچه k_0 بزرگتر باشد، QD بزرگتر و در میدان مغناطیسی قوی‌تر، QD کوچکتر است. با توجه به تأثیر دما پی می‌بریم که در دمای بالاتر QD کوچکتر است. به‌طور مشخص وقتی دما بالاتر از

که $\gamma = 1 - \exp(-\Gamma_{am}t)$ است و Γ_{am} نرخ واپاشی کیوبیت‌ها را بیان می‌کند. نتایج در شکل 6 آمده است. از شکل 6 می‌توانیم ببینیم که بر خلاف کانال وافازی، رفتار QD و LQU تقریباً مشابه هستند. هردوی آنها به‌طور مجانبی با افزایش زمان کاهش می‌یابند. در حالی‌که با بیشتر شدن مقدار k_0 روند افزایشی دارند.

Qubit States, *Physical Review A* **83** (2011) 022321.

<https://arxiv.org/abs/1104.1843>

[7] Q. Chen, C. Zhang, S. Yu, X.X. Yi, C.H. Oh, Quantum Discord of Two-Qubit X States, *Physical Review A* **84** (2011) 042313.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.042313>

[8] M. Shi, C. Sun, F. Jiang, X. Yan, J. Du, Optimal Measurement for Quantum Discord of Two-Qubit States, *Physical Review A* **85** (2012) 064104.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.064104>

[9] S. Luo and S. Fu, Geometric Measure of Quantum Discord, *Physical Review A* **82** (2010) 034302.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.82.034302>

[10] J. Oppenheim, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, Thermodynamical Approach to Quantifying Quantum Correlations, *Physical Review Letters* **89** (2002) 180402.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.180402>

[11] M. Horodecki, K. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, J. Oppenheim, A. Sen De and U. Sen, Local Information as a Resource in Distributed Quantum Systems, *Physical Review Letters* **90** (2003) 100402.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.100402>

[12] D. Girolami, T. Tufarelli, G. Adesso, Characterizing Nonclassical Correlations via Local Quantum Uncertainty, *Physical Review Letters* **110** (2013) 240402.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.240402>

مقداری در حدود 2 باشد QD به تغییر دما حساس

نیست. علاوه بر این دینامیک QD را در مدل میرایی

دامنه و وافازی مطالعه و دینامیک QD را با LQU

مقایسه کردیم. به‌طور خاص متوجه تحول QD در

کانال میرایی فاز شدیم که در زمان محدود رفتار آرام

آن قابل توجه است (ثابت باقی می ماند).

مرجع‌ها

[1] C.H. Bennett, D.P. DiVincenzo, C.A. Fuchs, T. Mor, E. Rains, P.W. Shor, J.A. Smolin, W.K. Wootters, Quantum nonlocality without entanglement, *Physical Review A* **59** (1999) 1070.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.59.1070>

[2] L. Henderson, V. Vedral, Classical, Quantum and Total Correlations, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **34** (2001) 6899.

<https://doi.org/10.1088/0305-4470/34/35/315>

[3] H. Ollivier, W.H. Zurek, Quantum Discord: A measure of the Quantumness of Correlation, *Physical Review Letters* **88** (2001) 017901.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.017901>

[4] K. Modi, A. Brodutch, H. Cable, T. Paterek, V. Vedral, The Classical-Quantum Boundary for Correlation: Discord and Related Measures, *Reviews of Modern Physics* **84** (2012) 1655.

<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.1655>

[5] M. Ali, A.R.P. Rau, G. Alber, Quantum Discord for Two-Qubit X States, *Physical Review A* **81** (2010) 042105.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.042105>

[6] B. Li, Z.X. Wang, S.M. Fei, Quantum Discord and Geometry for a Class of Two-

- [20] F.M. Cucchietti, J.P. Paz, W.H. Zurek, Decoherence from Spin Environments, *Physical Review A* **72** (2005) 052113.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.052113>
- [21] D. Rossini, T. Calarco, V. Giovannetti, S. Montangero, R. Fazio, Decoherence Induced by Interacting Quantum Spin Baths, *Physical Review A* **75** (2007) 032333.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.75.032333>
- [22] H.T. Quan, Z. Song, X.F. Liu, P. Zanardi, C.P. Sun, Decay of Loschmidt Echo Enhanced by Quantum Criticality, *Physical Review Letters* **96** (2006) 140604.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.140604>
- [23] V. Vedral, Classical Correlations and Entanglement in Quantum Measurements, *Physical Review Letters* **90** (2003) 050401.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.050401>
- [24] E.P. Wigner, M.M. Yanase, Information contents of distributions, *Proceedings of the National Academy of Sciences U.S.A.* **49** (1963) 910.
<https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-662-09203-3-48>
- [25] L. Guo Qin, L. Jun Tian, G. Hong Yang, Quantum Entanglement and Teleportation in a Vertical Quantum Dot, *International Journal of Theoretical Physics* **52** (2013) 4313-4322.
<https://link.springer.com/article/10.1007/s10773-013-1748-3>
- [13] B. Dakic, V. Vedral, C. Brukner, Necessary and Sufficient Condition for Nonzero Quantum Discord, *Physical Review Letters* **105** (2010) 190502.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.190502>
- [14] S. Luo, Quantum discord for two-qubit systems, *Physical Review A* **77** (2008) 042303.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.77.042303>
- [15] P. Solinas, P. Zanardi, N. Zanghi, F. Rossi, Nonadiabatic Geometrical Quantum Gates in Semiconductor Quantum Dots, *Physical Review A* **67** (2003) 052309.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.67.052309>
- [16] M. Piani et al., All Entangled States are Useful for Channel Discrimination, *Physical Review Letters* **102** (2009) 250503.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.250501>
- [17] J. Maziero, L.C. Celeri, R.M. Serra, V. Vedral, Classical and Quantum Correlations under Decoherence, *Physical Review A* **80** (2009) 044102.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.044102>
- [18] F.F. Fanchini et al., Non-Markovian Dynamics of Quantum Discord, *arXiv:0911-1096* (2009).
<https://arxiv.org/abs/0911.1096>
- [19] A. Hutton, S. Bose, Mediated Entanglement and Correlations in a Star Network of Interacting Spins, *Physical Review A* **69** (2004) 042312.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.042312>

[26] Y. Huang, Quantum Discord for two-Qubit X states: Analytical formula with very small worst-case error, *Physical Review A* **88** (2013) 014302.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.014302>

[27] F.F. Fanchini, T. Werlang, C.A. Brasil, L.G.E. Arruda, A.O. Caldeira, Non-Markovian Dynamics of Quantum Discord, *Physical Review A* **81** (2010) 052107.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.052107>

[28] H. Carmichael, An Open Systems Approach to Quantum Optics. *Springer*, Berlin (1993).

<https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-540-47620-7>

[29] M.A. Nielsen, I.L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information. *Cambridge University Press*, Cambridge, England (2000).

https://cds.cern.ch/record/465953/files/0521635039_TOC.pdf

[30] L. Mazzola, J. Piilo, S. Maniscalco, Sudden Transition between Classical and Quantum Decoherence, *Physical Review Letters* **104** (2010) 200401.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.200401>

[31] T. Yu, J.H. Eberly, *Physical Review Letters* **93** (2004) 140404.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.140404>

[32] E. Faizi, B. Ahansaz, Protection of Quantum Coherence in an Open V-type three-level Atom Through Auxiliary Atoms, *Physica Scripta*. **94** (2019) 115102.

[10.1088/1402-4896/ab2aaf](https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab2aaf)