

SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (GAN)

مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛
شبکه های توجه گرافی
(Graph Attention Networks)



آموزش استفاده از وب آو ساینس

کارگاه آنلاین آموزش استفاده از
وب آو ساینس



کارگاه آنلاین مقاله روزمره انگلیسی

کنترل حرکت ژيروسکوپ با روش گذار بی دررو تحریکی رامان

امنیّت طلب، مهدی؛ سعادت‌نیاری، مقصود؛ حسن زاده، لیلا

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، صندوق پستی ۱۶۵، ارومیه

چکیده

در این مقاله، نشان داده خواهد شد که معادله شرودینگر برای یک سیستم سه ترازوی در مکانیک کوانتومی، می‌تواند به عنوان معادله گشتاور در مکانیک کلاسیک به کار گرفته شود و با استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان که یکی از روشهای انتقال هم‌دوس جمعیت در اپتیک کوانتومی به شمار می‌رود، نحوه کنترل حرکت ژيروسکوپ در مکانیک کلاسیک بررسی خواهد شد.

Control of Gyroscope motion by stimulated Raman adiabatic passage

Amniat- Talab, Mahdi; Saadati Niari, Maghsud, Hassanzadeh Leila

Department of Physics, Faculty of sciences, Urmia University, P.B. ۱۶۵, Urmia, Iran.

Abstract

In this paper, it will be shown that the Schrödinger equation for a Three-state Quantum system can be used as a torque equation in classical mechanics and by use of stimulated Raman adiabatic passage which is a well-established technique for producing coherent population transfer in Quantum optics, Control of Gyroscope motion in classical mechanics will be analyzed.

PACS No.: ۳۲, ۳۹.

گشتاور در مکانیک کلاسیک به کار گرفته شود و با استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان، می‌توان حالت یک سیستم کلاسیکی را کنترل کرد. همچنین در مرجع [۴]، گذار بی دررو تحریکی رامان در سیستمهای کلاسیکی مختلف همانند نیروی لورنتز، مغناطش و اثر کوریولیس بررسی شده است. در این مقاله، گذار بی دررو تحریکی رامان در حرکت یک ژيرو سکوپ و نحوه کنترل حرکت آن بررسی خواهد شد.

این مقاله شامل بخشهای زیر است. در بخش ۲، گذار بی دررو تحریکی و نحوه انتقال جمعیت با استفاده از این روش معرفی خواهد شد. در بخش ۳، با معرفی پایه‌های جدید و نوشتن هامیلتونی سیستم در پایه‌های جدید، نحوه تبدیل معادله شرودینگر به معادله گشتاور و شرایط آن به دست خواهد آمد. در بخش ۴،

۱- مقدمه

در تعداد زیادی از سیستمهای کلاسیکی، معادله حرکت، شامل سه معادله جفت شده می‌باشد که می‌تواند به صورت معادله گشتاور نوشته شود. رفتار یک ژيروسکوپ، می‌تواند به عنوان یک مثال برای این حالت به کار رود. گذار بی دررو تحریکی رامان [۱-۲]، یکی از روشهای انتقال کنترل شده جمعیت در سیستمهای سه ترازوی Λ -گونه در اپتیک کوانتومی به شمار می‌رود. در این روش، انتقال جمعیت از یک تراز زمینه به تراز زمینه دیگر بدون جمعیت دار شدن تراز تحریکی صورت می‌گیرد.

در مرجع [۳]، نشان داده شده است که معادله شرودینگر برای یک سیستم سه ترازوی در مکانیک کوانتومی، می‌تواند به عنوان معادله

۱. STIRAP

$$|D\rangle = \cos \vartheta |\psi_1\rangle - \sin \vartheta |\psi_3\rangle, \quad (3)$$

در رابطه (۳) زاویه آمیختگی $\vartheta(t)$ به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$\tan \vartheta(t) = \frac{\Omega_p(t)}{\Omega_s(t)}, \quad (4)$$

یکی از ویژگیهای مهم حالت تاریک، این است که این حالت شامل تراز تحریکی $|\psi_2\rangle$ نمی‌شود. اگر سیستم در حین تحول زمانی تنها در حالت تاریک باقی بماند (مساحت پالسها بزرگ باشد) و ترتیب پالسها به صورت غیر شهودی باشد یعنی:

$$\begin{aligned} \vartheta(t) = 0, & & \vartheta(t) = \pi/2, \\ t \rightarrow -\infty & & t \rightarrow +\infty \end{aligned} \quad (5)$$

در این صورت جمعیت از تراز $|\psi_1\rangle$ به تراز $|\psi_3\rangle$ بدون جمعیت دار شدن تراز $|\psi_2\rangle$ منتقل خواهد شد که این روش گذار بی دررو تحریکی رامان نامیده می‌شود.

۳- گذار بی دررو تحریکی رامان و معادله گشتاور

همیلتونی رابطه (۱) در زیر فضای $s = \{|\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle, |\psi_3\rangle\}$ نوشته شده است. زیر فضای متعامد جدید $s = \{|\phi_1\rangle, |\phi_2\rangle, |\phi_3\rangle\}$ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$|\phi_1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad |\phi_2\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ -i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |\phi_3\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

بنابراین ماتریس تبدیل، در زیر فضای جدید به صورت زیر خواهد بود.

$$T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & -i & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

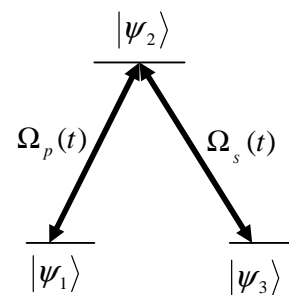
و همیلتونی سیستم در زیر فضای جدید به صورت زیر خواهد بود:

$$H_T(t) = T^+ H T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & i\Omega_s & 0 \\ -i\Omega_s & 0 & i\Omega_p \\ 0 & -i\Omega_p & 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

ژیروسکوپ معرفی، و نحوه کنترل حرکت ژيروسکوپ با روش گذار بی دررو تحریکی رامان بررسی خواهد شد و در نهایت در بخش ۵، یک نتیجه کلی از محاسبات و شبیه سازیهای انجام شده ارائه می‌گردد.

۲- گذار بی دررو تحریکی رامان

یک سیستم سه تراز Λ -گونه در حالت تشدید کامل را به صورت زیر را در نظر می‌گیریم.



شکل ۱: الگوی جفت شدگی یک سیستم سه تراز.

همیلتونی چنین سیستمی در تقریب موج چرخان^۲ از رابطه زیر به دست می‌آید ($\hbar = 1$).

$$H(t) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p(t) & 0 & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s(t) & 0 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

در رابطه بالا $\Omega_p(t)$ و $\Omega_s(t)$ به عنوان فرکانسهای رابی شناخته می‌شوند که با دامنه میدان الکتریکی متناسبند. همیلتونی سیستم از معادله وابسته به زمان شرودینگر به صورت زیر تبعیت می‌کند.

$$i \frac{d}{dt} C(t) = H(t) C(t). \quad (10)$$

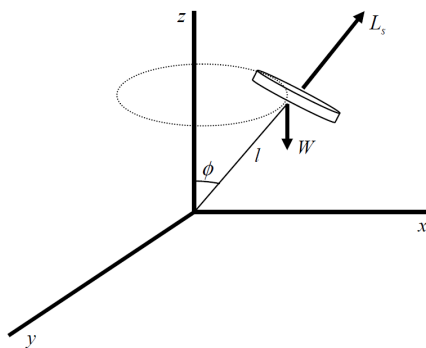
که $C(t)$ نشان دهنده بردار حالت سیستم است. همیلتونی (۱) دارای سه ویژه مقدار است که یکی از این ویژه مقادیر برابر صفر است. ویژه حالت مربوط به ویژه مقدار صفر، حالت تاریک نامیده می‌شود که برابر است با:

۲. Rotating wave approximation.

باشد، در این صورت بردار حالت سیستم در صفحه xz از جهت x به جهت z منتقل خواهد شد و در حین تحول هیچ مولفه‌ای در جهت y نخواهد داشت.

۴- گذار بی دررو تحریکی رامان در یک ژيروسکوپ.

شکل ۳ یک نمای کلی از ژيروسکوپ را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، چرخ طیار حول محور l با سرعت زاویه‌ای ω_s می‌چرخد. همچنین محور l به آهستگی با سرعت زاویه‌ای ثابت Ω حول محور قائم z حرکت تقدیمی دارد و همچنین L نشان دهنده تکانه زاویه‌ای ژيروسکوپ می‌باشد.



شکل ۳: نمای کلی از یک ژيروسکوپ.

مقدار تغییرات زمانی تکانه زاویه اسپینی ژيروسکوپ از رابطه زیر به دست می‌آید.

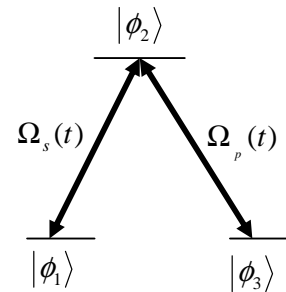
$$\frac{d\vec{L}_s}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{L}_s \quad (13)$$

که در رابطه بالا $\vec{L}_s(t) = [L_{sx}(t), L_{sy}(t), L_{sz}(t)]^T$ نشان دهنده بردار تکانه زاویه‌ای و $\vec{\Omega}(t) = [\Omega_x(t), \Omega_y(t), \Omega_z(t)]^T$ بردار سرعت زاویه‌ای حرکت تقدیمی را نشان می‌دهد. رابطه (۱۳) از لحاظ شکل برداری مشابه رابطه (۱۱) می‌باشد و بنابراین گذار بی دررو تحریکی رامان در آن می‌تواند به کار گرفته شود. به عنوان نمونه، مثال زیر را در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم که ژيروسکوپ با سرعت زاویه‌ای $\vec{\Omega} = [\Omega, 0, 0]^T$ حول محور x در حال حرکت است و بردار تکانه زاویه‌ای به صورت $\vec{L}_s = [L_{sx}, 0, 0]^T$ می‌باشد. سپس بردار سرعت زاویه‌ای به تدریج و به صورت بی دررو از امتداد محور x به امتداد محور z منتقل می‌شود و در نتیجه جهت بردار تکانه زاویه‌ای روی صفحه xz از امتداد محور x به امتداد محور z منتقل خواهد شد و در طی تحول زمانی هیچ مولفه‌ای در

و معادله شرودینگر در زیر فضای جدید به صورت زیر در می‌آید.

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \phi_1(t) \\ \phi_2(t) \\ \phi_3(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & -\Omega_s & 0 \\ \Omega_s & 0 & -\Omega_p \\ 0 & \Omega_p & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1(t) \\ \phi_2(t) \\ \phi_3(t) \end{bmatrix} \quad (9)$$

و نیز الگوی جفت شدگی سیستم در زیر فضای جدید به صورت زیر خواهد بود.



شکل ۲: الگوی جفت شدگی سیستم در زیر فضای جدید.

با تعریف بردارهای $\vec{\phi}(t)$ و $\vec{\Omega}(t)$ به صورت

$$\vec{\Omega}(t) = [\Omega_p(t), 0, \Omega_s(t)]^T, \quad (10a)$$

$$\vec{\phi}(t) = [\phi_1(t), \phi_2(t), \phi_3(t)]^T, \quad (10b)$$

رابطه (۹) می‌تواند به صورت معادله گشتاور نوشته شود:

$$\frac{d}{dt} \vec{\phi}(t) = \vec{\Omega}(t) \times \vec{\phi}(t) \quad (11)$$

همچنین هامیلتونی موجود در رابطه (۹) دارای یک حالت تاریک به صورت زیر است.

$$|D'(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_s^2 + \Omega_p^2}} [\Omega_p(t)|\phi_1(t)\rangle + \Omega_s(t)|\phi_2(t)\rangle] \quad (12)$$

نحوه بررسی معادله گشتاور با استفاده از گذار بی دررو تحریکی رامان به این صورت است که اگر $\phi_1(t)$ ، $\phi_2(t)$ و $\phi_3(t)$ به ترتیب بردارهای حالت در جهتهای x ، y و z در نظر گرفته شود و در ابتدای تحول، بردار $\vec{\phi}(t)$ روی محور x قرار داشته باشد، در این صورت بر اساس رابطه (۱۲) ابتدا اگر پالس روشن و پالس $\Omega_s(t)$ خاموش باشد و سپس پالس $\Omega_p(t)$ به تدریج کاهش و پالس $\Omega_s(t)$ به تدریج افزایش یابد، به طوریکه در انتهای تحول $\Omega_s(t)$ روشن و $\Omega_p(t)$ خاموش

می‌دهد که این روش نسبت به مقادیر تاخیر زمانی و فرکانس بیشینه زورمند^۳ است.

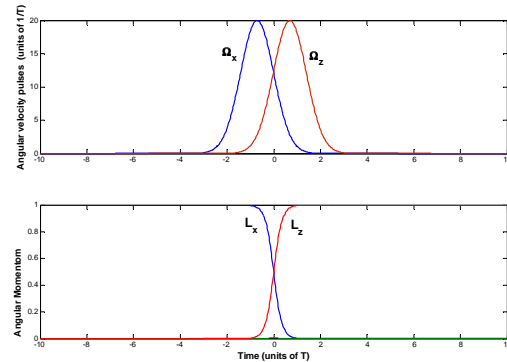
۵- نتایج

در این مقاله به عنوان یکی از کاربردهای گذار بی دررو تحریکی رامان در مکانیک کلاسیک، کنترل حرکت ژيروسکوپ با استفاده از این روش بررسی شد. مشاهده گردید که معادله شرودینگر در مکانیک کوانتومی می‌تواند به صورت معادله گشتاور در مکانیک کلاسیک نوشته شود و با روش گذار بی دررو تحریکی رامان می‌توان حرکت یک ژيروسکوپ را به صورتی کنترل کرد که تکانه زاویه‌ای آن از یک حالت اولیه خاص به یک جهت دیگر از قبل مشخص شده تغییر یابد بدون اینکه در طی فرآیند، مولفه‌ای در جهت سوم داشته باشد. همچنین نشان داده شد که این روش نسبت به مقدار مساحت پالس زورمند است.

۶- مراجع

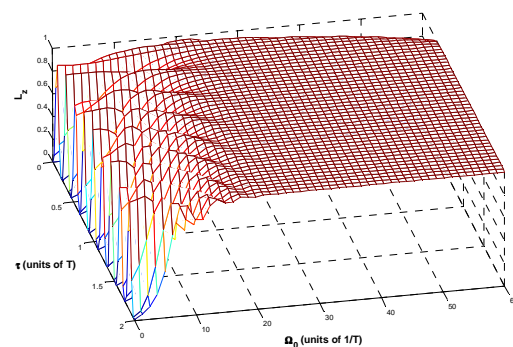
- [۱] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, K. Bergmann, J. Chem. Phys. ۹۲, ۵۳۶۳ (۱۹۹۰).
- [۲] M. Amniat-Talab, M. Saadati-Niari, S. Gu'erin, R. Nader-Ali, Phys. Rev. A, ۸۳, ۰۱۳۸۱۷ (۲۰۱۱).
- [۳] N. V. Vitanov and B. W. Shore, Phys. Rev. A ۷۳, ۰۵۳۴۰۲ (۲۰۰۶).
- [۴] A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, B. W. Shore, J. Phys. B ۴۲, ۰۵۵۰۰۴ (۲۰۰۹).

امتداد محور y نخواهد داشت. شکل ۴ یک شبیه سازی عددی از نحوه حرکت ژيروسکوپ با استفاده از روش گذار بی دررو تحریکی رامان را نشان می‌دهد.



شکل ۴ - بالا: تحول زمانی پالسهای فرکانس زاویه‌ای تقدیمی که به صورت $\Omega_x(t) = \Omega_0 e^{-(t+\tau)^2/T^2}$ و $\Omega_z(t) = \Omega_0 e^{-(t-\tau)^2/T^2}$ بوده و بر اساس پارامترهای $\Omega_0 = 20T^{-1}$ و $\tau = 0.7T$ رسم شده است. شکل پایین: تحول زمانی اندازه حرکت زاویه‌ای.

همانطور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، جهت تکانه زاویه‌ای از جهت x به جهت z تغییر کرده است و در طی تحول هیچ مولفه-ای در جهت y ندارد. به منظور بررسی تاثیر تاخیر زمانی پالسها و فرکانس بیشینه بر گذار بی دررو، مقدار نهایی L_z ، بر اساس پارامترهای مختلف Ω_0 و τ در شکل زیر رسم شده است.



شکل ۵: مقدار نهایی L_z بر حسب فرکانس بیشینه و تاخیر زمانی پالسها.

همانطور که در شکل ۵ مشاهده می‌شود، به ازای $\Omega_0 > 20T^{-1}$ و $\tau > 0.7T$ ، حالت نهایی L_z برابر یک خواهد بود. و این نشان

SID



سرویس های
ویژه



سرویس ترجمه
تخصصی



کارگاه های
آموزشی



بلاگ
مرکز اطلاعات علمی



عضویت در
خبرنامه



فیلم های
آموزشی

کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛
شبکه های توجه گرافی
(Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین آموزش استفاده از
وب آوساینس



کارگاه آنلاین مقاله روزمره انگلیسی