



Proceedings of
The
**16th Spring
Theoretical Physics
Conference**

**School of Physics, IPM
Tehran – IRAN**

**30-31 Ordibehesht 1388
(May 20-21, 2009)**

فهرست سخنرانی ها

۴	خواص کشسانی مولکول DNA	اجتهادی، محمد رضا:
۵	برخورد دهنده بزرگ هادرونها (LHC)، افقی جدید در ذرات بنیادی تجربی و مشارکت ایران	پاک طینت، سعید:
۷	Probing Structure Formation Using Their Fossil Records	خسروشاهی، حبیب
۹	Physics Meets Biology at Nano-Scales: The Inner Workings of Biological Nano-Machines	رفیعی تبار، هاشم:
۱۰	شبیه سازی آشکارساز صفحه عایق بر اساس معادلات ترابرد	مشاعی، احمد:
۱۳	Special Relativistic Generalization of Statistical Thermodynamics	منتخب، افشن:
۱۴	آنالیز نوتريونهای کیهانی برای تعیین نسبت طعم ها در چشم و پارامترهای اختلاط نوتريون	اسماعیلی، آرمان:
۱۸	میدان تاکیونی با انحناء درجه دوم در شامه ای تخت	امانی، علیرضا:
۲۱	پراکندگی نوکلئون - نوکلئون در میدان مغناطیسی قوى	باورساد، احسان:
۲۳	مطالعه تصحیحات وارد بر نیروی کششی با استفاده از نظریه ریسمان	بی تقصیر فداغن، کاظم:
۲۶	انتشار موج الکترومغناطیسی در یک چگالیده ی بوز-اینشتین تغییر شکل یافته	حق شناس، زهرا:
۲۹	گسیل تابش گرانشی از اتصال ریسمانهای کیهانی	خسروی، شهرام
۳۲	مشاهده اثرات فیزیک مقیاس های پلانک از طریق تابش زمینه کیهانی	زارعی، مسلم:
۳۵	امواج غبار شبکه غیر خطی در بلور پلاسمای مغناطیسی شده	شاه منصوری، مهران:
۳۸	ترابرد وابسته به اسپین از طریق یک پیوندگاه تک مولکولی	صفارزاده، علیرضا:
۴۱	مطالعه توابع توزیع پارتون ها در فرایند پراش	طاهری منفرد، سارا:
۴۴	تأثیر ناهمسانگردی در مدل تپه شنی آبلی پیوسته	عظیمی تفرشی، ناهید:
۴۷	گرانش دو بعدی در فضای AdS ₂ /CFT ₁ و همسانی	فارغ بال، رضا:
۴۹	رهیافت های نوین در ناموضعیت و واقعیت فیزیکی	فهمی، اکبر:
۵۲	باسهای توزیع درهمتندگی با کمترین پیچیدگی	قجاوند، مجید:
۶۲	بررسی اثر شکست تقارن زیر شبکه های الکترونی تک لایه ی گرافین	قیوم زاده، علیرضا:
۶۷	بررسی رفتار مقیاس‌بندی مرز DLA (انبوهش محدود به پخش) شبیه‌سازی شده با روش Hasings-Levitov	محمدی، فاطمه
۷۱	مروری بر فاز هندسی در سیستم های هرمیتی غیر هرمیتی	مهری دهنوی، حسین:
۷۴	شواهدی مبني بر وجود اثرات عدم تراکم پذيری ماده ای هسته ای در واکنش های همچوشی یون سنگين	ناصرقدسی، اميد:

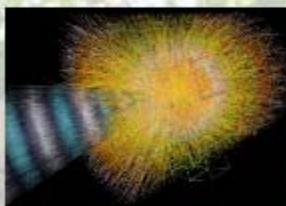
فهرست پوسترها

۷۸	- اثر باد ستاره ای در تحول ستاره نوترونی در دوتایی ها	استادنژاد، ستاره:
۸۱	- جایگزینی امواج اکوستیک در محیط های بی نظم	اسماعیل پور، ایوب:
۸۴	- مطالعه جابجایی $H_2(OH)$ با افزایش فشار به روش شبیه سازی دینامیک مولکولی	پشنگ پور، منصوره:
۸۷	- برهمکنش سالیتون ها در فیر پاشندگی مدیریت شده و کترل پهنه ای پالس سالیتونی در فیر پاشندگی مدیریت شده	پهلوان، ابراهیم:
۹۰	- برهمکنش سالیتون ها در جوابهای دوره ای و پله ای معادله سینوسی گوردون دوگانه	پیروی، مرضیه:
۹۳	- گرافین تحت تابش لیزر	جعفری، مرجان:
۹۹	- بررسی اثر فعالیت خورشید با استفاده از تعداد لکه های آن بر روی شار رودخانه ها	حاجیان، سهیل:
۱۰۰	- مارپیچش جت شاره و شکسان در داخل شاره ای با وشکسانی کمتر	خطامی، محمدحسن:
۱۰۳	- تحلیل QCD تابع ساختار غیر یکتای F_2 در تقریب N^3LO	خانپور لhei، حمزه:
۱۰۶	- تحول مداری ناشی از انفجار ابرنواختر در دوتایی ها و سرعت پس زنی	دلبد، معصومه:
۱۰۹	- کوانتش میدانهای اسپین-۱ جرمدار و بدون جرم در فضای کرین	دهقانی، محسن:
۱۱۲	- بررسی اثر زمان خاموشی الکترونهشت پالس بر خواص مغناطیسی نانوسیم های آلیاژی آهن- نیکل	دودافکن، سمیرا:
۱۱۵	- نوسانگرهارمونیک Spiked تعییم یافته ناجابجایی	رضایی اکبریه، امین:
۱۱۸	- تولید قطبیش دایروی امواج کیهانی پس زمینه در حضور نقض لورنتس، میدان مغناطیسی و اثرات ناجابجایی	رضایی، زهرا و مطیع، ایمان:
۱۲۱	- خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی ترکیبات ($MnCuX$ X=Sb, Ga)	سعائی، جعفر:
۱۲۴	- جستجوی ابر تقارن در رویداد های شامل کوارک تاپ در CMS	سلیمی، نرگس:
۱۲۸	- محاسبه جرم سیستم دو نوکلئونی در انرژیهای بالا بر اساس ساختار پروتون- نوترون	شجاعی، محمدرضا:
۱۳۱	- میدان های اسپین ۳/۲ دارای جرم در فضای دوستیر	شعبانی، سودابه:
۱۳۴	- بررسی چگالی حالت و طیف جذب اپتیکی نیمرسانای مغناطیسی رقيق شده با استفاده از تقریب پتانسیل همدوس	شهری ناصری، محبوبه:
۱۳۷	- ایجاد ساختار در اثر خشک شدن یک لایه نازک از سیال پیچیده	عابدی، مجید:
۱۴۰	- تغییر خواص نوری سیلیکون ریزساختار شده تحت تابش لیزر اگزایمر آرگون-فلوراید در محیط گاز SF_6	کریمی خفری، محبوبه:
۱۴۳	- بررسی اثر زمان واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون لایه ویتنگ، تراز پایه و تراز برانگیخته در لیزرهای نقطه کوانتمی خودسامانی و اثر زمان واهلش بین ترازی و طول کاواک بر چگالی جربان آستانه لیزردھی تراز پایه و تراز برانگیخته در لیزرهای نقطه کوانتمی خودسامانی	کشیری، میثم:
۱۴۶	- اثر پهن شدگی ناهمگن در بهره نوری و فاکتور افزایش پهنه ای خط لیزرهای نقطه کوانتمی و بررسی طیف نور- گسیل لیزرهای نقطه کوانتمی با اثر پهن شدگی همگن و دینامیک واهلش حامل	منصوری، محمدرضا:

شانزدهمین کنفرانس بهاره فیزیک نظری

۳۰ و ۳۱ اردیبهشت ۱۳۸۸

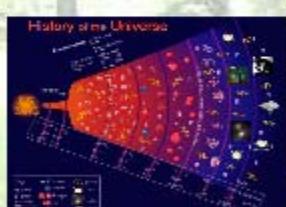
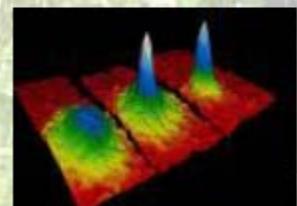
پژوهشگاه دانش های بنیادی



- ارائه و آشنایی با جدیدترین دستاوردهای فیزیکدانان کشور
- ایجاد بستری مناسب جهت آشنایی بیشتر دانشجویان دکتری با زمینه های مختلف پژوهشی فیزیک در کشور



- پژوهشگران علاقمند به شرکت در این کنفرانس می توانند مقاله پیشنهادی خود را جهت ارائه به صورت سخنرانی و یا پوستر حداکثر تا تاریخ ۲۵ فروردین ۱۳۸۸، مطابق با نمونه موجود در وب گاه کنفرانس، از طریق آدرس زیر به صورت الکترونیکی ارسال نمایند.



- <http://physics.ipm.ac.ir/conferences/16thspring>
- هزینه شرکت در کنفرانس ، شامل هزینه ناها و پذیرایی، مبلغ ۱۵۰۰۰۰ اریال است.
 - پژوهشگاه قادر به تأمین محل اسکان شرکت کنندگان نمی باشد.



کمیته علمی کنفرانس

علی خرمیان - پژوهشگاه ذرات و شتابگرها
عباس علی صابری (دیر کمیته) - پژوهشگاه فیزیک
سیدما قاسمی - پژوهشگاه نجوم
افشین نعیر ایمان - پژوهشگاه علوم تأثیر

نشانی محل برگزاری کنفرانس: تهران، ابتدای اقدسیه، بلوار ارتش، رویبروی اراچ، باغ لارک.
پژوهشگاه دانش های بنیادی (IPM) تلفن تماش: ۰۲۱-۲۲۲۸۹۱۳۷۳۱ و ۰۲۱-۲۲۲۸۹۰۵۰

این مجموعه شامل خلاصه برخی از
سخنرانی ها و تمامی پوسترهای ارائه شده
در شانزدهمین کنفرانس بهاره فیزیک
می باشد.



سخنرانی ها

خواص کشسانی مولکول DNA

محمد رضا اجتهادی

با داشتن بزرگترین نسبت میان طول به ضخامت در بین تمامی ملکولهایی که بشر میشناسد، کشسانی مولکول DNA میتواند نقش مهمی در کار کرد زیستی این مولکول داشته باشد. هر چند مدل‌های هارمونیک و همسانگرد به خوبی با نتایج آزمایشگاهی در مقیاسهای میکرومتری همخوانی دارند ولی در سالهای اخیر و با پیشرفت تکنولوژی، آزمایش‌های انجام شده در مقیاس نانو انحراف از این مدل‌ها را نشان میدهد. تعمیم هامیلتونی مدل‌های کشسان با در نظر گرفتن جملاتی که بتوانند ناهمسانگردی، عدم تقارن و ناهمگنی در مولکول DNA را بیان کنند، میتواند در بهبود نتایج نظری کمک کنند.

LHC، افقی جدید در ذرات بنیادی واشتراک ایران

سعید پاک طینت مهدی آبادی

پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانشجویی بنیادی تهران

چکیده

برخورد دهنده بزرگ هادرتون ها، LHC افقی جدیدی را بر روی فیزیک دانان ذرات بنیادی خواهد گشود. در این گزارش گوشش ای از این افق جدید با تأکید بر همکاری دانشمندان ایرانی مرور می شود.

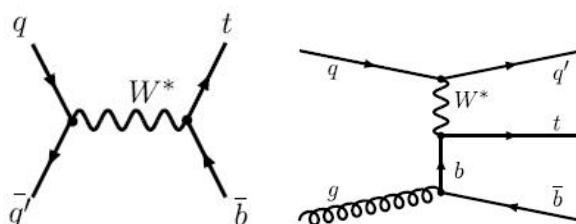
۱- مقدمه:

برخورد دهنده بزرگ هادرتون ها، LHC [۱] که موقعی رود پاییز امسال شروع بکار کند، قادر خواهد بود محدوده ای از فیزیک انرژی های بالا را بررسی کند که تا کنون برای شتابدهنده ها غیر قابل دسترسی بوده اند. این شتابدهنده پروتون ها را در انرژی مرکز جرم 14 TeV برخورد خواهد داد. البته برای حفظ اینمی ماشین قرار است اولین داده های فیزیکی در انرژی مرکز جرم 10 TeV تولید شود. همین تغییر انرژی موجب شده است که همه مطالعات و تحلیل های قبلی نیاز به بازنگری داشته باشند. در ادامه تعدادی از برنامه های مختلف علمی که در آزمایش [۱] مورد مطالعه قرار گرفته اند بررسی می شوند تا توانایی و وسعت کارایی این برخوردهنده بیشتر آشکار شود. کار گروه ایرانی فعال در این آزمایش نیز به اختصار گزارش می شود.

۲- برنامه علمی LHC

برنامه علمی LHC را می توان به دو قسمت عمدۀ فیزیک مدل استاندارد و فیزیک ورای مدل استاندارد تقسیم نمود. مدل استاندارد ذرات بنیادی، مدلی موفق در توجیه داده های آزمایشگاهی فعلی می باشد. اما هنوز قسمتهایی از این نظریه برای ما ناشناخته می باشد و لازم است آنرا در انرژی های جدید محک بزنند. از سوی دیگر شناخت قسمتهای ناشناخته ای مثل کوارک تاپ و بوزون هیگز نیازمند آمارزیادی می باشد که LHC مانند بک کارخانه بزرگ تولید این ذرات امکان تولید و مطالعه آنها را پدید می آورد. در اینجا برنامه LHC و بویژه CMS برای کوارک تاپ مرور می کنیم.

کوارک تاپ در سال ۱۹۹۵ در برخورد دهنده تواترون کشف گردید. این ذره جرم بسیار بالایی دارد (175 GeV برابر جرم پروتون) و می تواند مطالعه آن پنجره ای باشد بسوی فیزیک جدید. بویژه نزدیکی جرم آن به مقیاس شکست تقارن الکتروضعیف باعث شده عده ای به وجود ارتباطی بین این ذره و مکانیسم جرم دار شدن ذرات معتقد باشند. کوارک تاپ بصورت زوج و یا تکی (منفرد) بوجود می آید. تولید تکی آن از طریق برهمکنش های الکتروضعیف (شکل ۱)

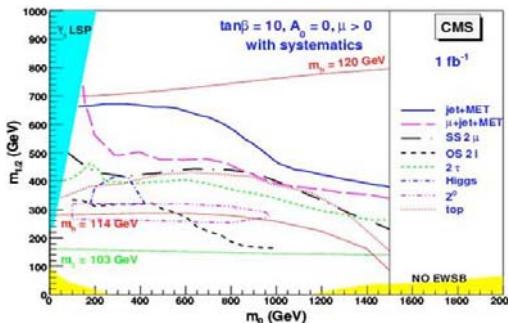


شکل ۱- تولید کوارک تاپ منفرد از طریق برهمکنش الکتروضعیف. راست کانال s و چپ کانال t . تولید زوجی کوارک تاپ از طریق برهمکنش های QCD میسر است.

اتفاق می افتد و کانال های غالب آن کانال s و کانال t می باشند. نشان داده شده است [۲] که حضور مدل های فیزیکی جدید می تواند نسبت سطح مقطع تولید این دو کانال را تغییر دهد. لذا شناخت و اندازه گیری دقیق این سطح مقطع ها برای کشف فیزیک جدید بسیار مهم است.

در حال حاضر یک گروه ایرانی مشتمل از یک محقق پسا دکتری مقیم ایران و دو دانشجوی دکتری مقیم CERN مشغول مطالعه جنبه های مختلف فیزیک کوارک تاپ می باشند. این افراد، اندازه گیری جرم کوارک تاپ، اندازه گیری سطح مقطع تولید آن در حالت زوجی و منفرد را در دستور کار خود دارند.

یکی از مدل هایی که برای فیزیک ورای مدل استاندارد ارائه شده و محبوبیت زیادی بین فیزیکدانان دارد مدل ابر تقارنی ذرات بنیادی می باشد. این مدل تقارن جدیدی بین بوزون ها و فرمیون ها فرض می کند. رهیافت کلی برای کشف آن استفاده از ذرات مدل استاندارد می باشد. بدین صورت که اگر ما تخمین درستی از تولید ذرات مختلف بدون حضور ابر تقارن داشته باشیم حضور آن را از روی افزایش این ذرات می توانیم کشف کنیم. آزمایش CMS ذرات مختلفی را برای جستجوی ابر تقارن استفاده کرده است. شکل ۲ [۳] نشان می دهد با ترکیبات مختلف از ذرات خاص تا چه محدوده ای از فضای فاز را می توان جاروب نمود.



شکل ۲- محدوده قابل دسترسی در فضای پارامترهای مدل mSUGRA بوسیله نشانه های مختلف. هر نشانه ترکیبی از یک یا چند ذره مختلف است. مطالعه استفاده از کوارک تاپ بعنوان نشانه ابر تقارن پیش از این بوسیله نویسنده این گزارش انجام شده است که نتیجه آن در شکل ۲ نشان داده شده است. نظر به تغییر انرژی مرکز جرم برخوردهنه لازم است این مطالعه باز تکرار شود و روش مطالعه مناسب با شرایط ابتدایی آزمایش بهینه گردد. در مطالعه قبلی از برآذش جنبشی برای استخراج کوارک تاپ استفاده شده است. برآذش جنبشی از خطای اندازه گیری انرژی جتها بعنوان ورودی بهره می گیرد ولی این خطاهای در شرایط ابتدایی آزمایش به دقت شناخته شده نمی باشند. لذا برآنیم تا بدون استفاده از برآذش جنبشی و با تأکید بر متغیرها و روشهای که با مقدار کمی داده قابل اطمینان می باشند این جستجو را انجام دهیم. در حال حاضر دو محقق پسادکتری مشغول انجام این پروژه می باشند. سه دانشجوی دکتری مقیم CERN نیز مشغول مطالعه جستجو برای ابر تقارن با استفاده از نشانه های لپتونی (میون ها و الکترون ها) می باشند.

۳- نتیجه گیری

LHC که شروع بکار آن خیلی نزدیک است قادر خواهد بود علاوه بر تکمیل تصویر فعلی مدل استاندارد، نظریه های موجود برای گسترش آن به محدوده های ورای مدل استاندارد را محک بزنند. آزمایش CMS برنامه مفصلی برای استفاده از این موقعیت فراهم دیده است. مطالعات با داده های شبیه سازی شده دور نمای خوبی را نشان می دهند.

محققان ایرانی نیز هم در CERN و هم در ایران مشارکت موثر و موفقی در این مطالعات دارند.

۴- سپاسگزاری

نویسنده بر خود لازم می داند از همکاران خود برای کمک در فراهم کردن مطالعه این متن و متن سخنرانی کمال تشکر را داشته باشد. همچنین از برگزارکنندگان محترم این گردهمایی بخاطر فراهم کردن این فرصت سپاسگزاری می نماید.

۵- مرجع ها

- [۱] CMS Collaboration, *JINST* **0803:S08004**, (2008).
- [۲] T. Tait, C. -P. Yuan, *PRD* **63, 014018**, (2001).
- [۳] CMS Collaboration, *J.Phys.G* **34:995-1579**, (2007).

Probing Structure Formation Using Their Fossil Records

Habib Khosroshahi (IPM)

Abstract

I present some results from our 5-year studies of a class of galaxy groups and clusters known as “Fossils” which are dominated by a giant elliptical galaxy and are arguably the end product of mergers of galaxies within groups. Fossils are the archetypal relaxed systems thus seen as simple laboratories to study formation and evolution of galaxies and haloes in the absence of recent major mergers.

Multi-wavelength study of the largest sample of fossil systems in the observations complemented by cosmological simulations were undertaken to understand their origin and evolution. We study the dark matter distribution in fossils using their X-ray derived mass profiles. Fossils show higher halo concentration, for a given mass of the halo, compared to non-fossil groups and clusters indicating an early formation epoch for fossils. The study of their mass evolution in the Millennium simulations, including hot gas and semi-analytic galaxies, shows that their haloes form earlier than those of non-fossil systems.

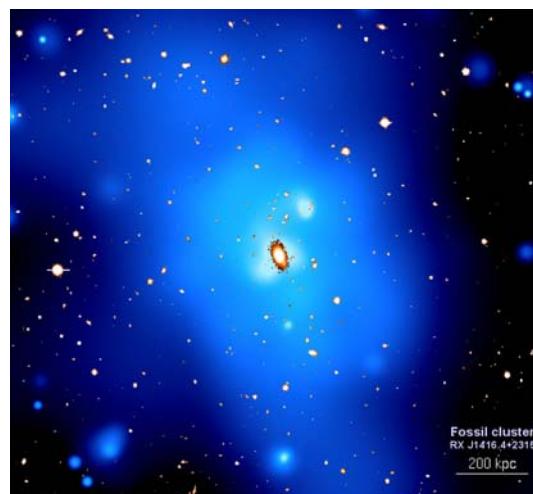
Introduction

Galaxy groups are key systems in advancing our understanding of structure formation and evolution. They contain the majority of galaxies in the universe, and are precursors to the most massive structures, i.e. clusters, giving them cosmological importance. They show departures from the scaling relations obeyed by galaxy clusters indicating that groups are not simply scaled-down versions of clusters. It is argued that galaxy groups are rapidly evolving, and many are not virialised.¹ Thus identifying and studying a sample of well-characterised galaxy groups can help us understand the origin of the some of the observed diversities in groups. Galaxy groups also play key role in understating the formation of luminous elliptical galaxies such as the brightest cluster galaxies (BCGs) arguably as a result of higher efficiency of galaxy-galaxy merger in low velocity environment of groups compared to rich clusters.

Fossil groups

In the class of galaxy groups known as “fossil groups”, the group is dominated optically by a single luminous elliptical galaxy at the centre of an extended luminous X-ray emission similar to that seen in bright X-ray groups (Fig 1). The X-ray is emitted as a result of gravitational shock heating during the collapse, and formation, of the system and is a powerful probe of the dark matter distribution in groups and clusters of galaxies. The X-ray emission in fossils is regular and symmetric, indicating the absence of recent group merging thus they are seen as simple laboratories to study formation and evolution of galaxies and haloes in the

absence of recent mergers. The absence of L^{*}



galaxies in fossils is argued to be the consequence of multiple mergers of galaxies within the group itself which could also mean that fossils are old galaxy systems as the time-scale of such mergers are usually over around 4 Gyr[2]. Thus fossils are the best candidates for virialised groups.

Fig.1 Fossil cluster RXJ1416.4+2315. Cluster size X-ray emission observed with XMM-Newton surrounding a single giant elliptical galaxy. Other cluster members are at least 2 magnitude fainter than the central giant elliptical[3].

Observationally a galaxy group is classified as a fossil if it has an X-ray luminosity of $L_{x,bol} 10^{42} h^{-2} erg s^{-1}$ spatially extended to few 100 kpc, and the dominant galaxy is at least 2 magnitudes brighter (in R-band) than the second ranked galaxy within half the projected virial radius of the group[4]. The X-ray criterion guarantees the existence of a group size galaxy halo while the optical criterion

assures that the M \star galaxies are absent within the given radius which corresponds to the radius for

orbital decay by dynamical friction[5]. No upper limit is placed on the X-ray luminosity or temperature, and recently a fossil galaxy cluster was found[3].

Analysis and Results

Our analysis includes modelling of the X-ray surface brightness distribution of the sample to understand their morphology and the distribution of the X-ray emitting hot gas as well as the spectral analysis which allows us measure the IGM temperature profile. These measurements, together with spherical symmetry and hydrostatic equilibrium assumptions, gives the total gravitational mass distribution. The dark matter contribution is then calculated by subtracting the gas mass profile and the contribution from the central galaxy using the optical and near-IR observations. Having the temperature of the hot gas, T_x, total mass, M, and X-ray luminosity, L_x, from the X-ray analysis and the total optical light of the galaxies together with the velocity dispersion of the galaxies in each fossil group we study the scaling relations in fossils and comparison non-fossil groups[6].

We confirm that, for a given optical luminosity of the group, fossils are more X-ray luminous than non-fossil groups. Fossils, however, fall comfortably on the conventional L_x – T_x relation of galaxy groups and clusters, suggesting that their X-ray luminosity and their gas temperature are both boosted as a result of their early formation. This is supported by other scaling relations including the L_x – σ and T_x – σ relations in which fossils show higher X-ray luminosity and temperature for a given group velocity dispersion.

Dark matter haloes with an early formation epoch tend to be more concentrated[8]. Numerical studies also predict some mass dependency for the halo concentration, resulting from the fact that lower mass haloes generally form earlier[9,10]. In general observational results seem to agree well with the numerical predictions[11,12].

Moreover, the MX–TX relation suggests that fossils are hotter (Fig 2b), for a given total gravitational mass, both consistent with an early formation epoch for fossils. The entropy of the gas in low mass fossils appears to be systematically lower than that in normal groups, which may explain why the properties of fossils are more consistent with an extension of cluster properties.



Physics meets Biology at Nano-scales: The inner Workings of Biological Nano-Machines

Hashem Rafii Tabar

We introduce the topic of biological nano-machines, and review our recent results, performed for the first time, on modelling their highly complex dynamics. These nano-machines operate within the stochastically-fluctuating cellular environment and, hence, stochastic dynamics must be used to model their motion. Our simulation results agree well with the experimental data concerning the number of fuel molecules consumed by these machines in their stepping motion, the space-time trajectories followed by them, and the variation of their velocity with the applied external force.

شبیه سازی آشکارساز صفحه عایق بر اساس معادلات ترابرد

لاروس خسروی خراشاد^۱، مهدی اسکندری^۲، احمد مشاعی^۱

^۱دانشگاه تربیت مدرس

^۲پژوهشگاه دانشپایان بنیادی

چکیده

شبیه سازی عددی آشکارساز صفحه عایق با استفاده از یک مدل دینامیکی ارائه خواهد شد. در این رهیافت، با در نظر گرفتن اثر بار فضایی، توسعه فضایی و زمانی بهمن بار با حل عددی معادلات ترابرد در داخل گاف آشکارساز صفحه عایق راه انداز، به روش تفاضل محدود به شیوه *Lax* انجام خواهد شد. نتایج شبیه سازی در سه حالت مختلف توسعه بهمنی، بهمن اشباع و مد جریانی در توافق خوبی با یافته های آزمایشگاهی است. بعلاوه، این شبیه سازی، بسیاری از نتایج شبیه سازی های دیگر را بطور یکجا بازسازی می نماید. همچنین وجود پیش پالس در رسیان به ناحیه شکست آشکارساز از طریق این مدل، قابل پیش بینی است.

آشکارساز صفحه عایق (Resistive Plate Chamber (RPC)) یکی از آشکارسازهای پر کاربرد در عرصه فیزیک انرژی بالا محسوب می شود. RPC یک آشکارساز گازی صفحه موازی با الکترودهایی از جنس صفحات عایق با مقاومت حجمی بالا می باشد که به دلیل زمان پاسخ سریع و بازده بالای آشکارسازی میون در فرکانس زیاد برخورد ذرات، در مد کار بهمنی از جمله آشکارسازهای اصلی در سیستم میونی آشکارسازهای همه منظوره همچون CMS و ATLAS است [۱-۲]. همچنین RPC به دلیل قیمت پایین، سطح بالای آشکارسازی و سادگی در قطعات الکترونیکی در مد کار جریانی، کاربردهای وسیعی در آشکارسازی تابش پرتوهای کیهانی دارد [۳-۴].

مدل ارائه شده برای شبیه سازی عملکرد RPC در اینجا، بر اساس حل عددی همزمان معادلات ترابرد (۱-۳) به روش تفاضل محدود به همراه معادله پواسون (۴) می باشد که در حال حاضر، به عنوان یک رهیافت قابل اعتماد و ارزشمند در توصیف فرآیندهای فیزیکی مختلف درون گاف آشکارسازها شناخته می شود [به عنوان مثال ۵ و ۶ را ببینید].

$$\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(vn_e(x,t)) = \alpha|v|n_e(x,t) - \eta|v|n_e(x,t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_+(x,t)}{\partial t} = \alpha|v|n_e(x,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_-(x,t)}{\partial t} = \eta|v|n_e(x,t) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(E_{sp}(x,t)) = \frac{\rho(x,t)}{\epsilon} \quad (4)$$

که در آن، $n_+(x,t)$ و $n_-(x,t)$ به ترتیب، چگالی در واحد حجم الکترون ها، یون های مثبت و یون های منفی در زمان t و مکان x از کاتد هستند و α ، η و v به ترتیب، ضریب اول تاونزند، ضریب چسبندگی و سرعت سوق الکترون ها می باشند و بوسیله برنامه MAGBOLTZ تعیین می شوند [۵-۶]. ثابت دی الکتریک گاز و $(x,t)\rho$ به عنوان چگالی کل ذرات، از رابطه (۵) مشخص می گردد:

$$\rho(x,t) = e_0[n_+(x,t) - n_e(x,t) - n_-(x,t)] \quad (5)$$

طریقه محاسبه میدان الکتریکی بار فضایی مشابه آنچه در [۷] آمده است، می باشد. فرض می کنیم بار فضایی درون یک استوانه به طول d (طول گاف)، شعاع R و دارای توزیع چگالی بار یکنواخت در راستای شعاعی با رابطه (۵)، قرار داشته باشد. این استوانه را به N دیسک با ضخامت dx' تقسیم می کنیم. میدان الکتریکی یکی از این دیسک ها را در جهت محور x و در نقطه مشاهده، به صورت زیر است:

$$I = (E_x)_{disc} \Big|_{0 < x' < x} = \frac{\rho}{2\epsilon} \left(1 - \frac{(\vec{x} - \vec{x}')}{\sqrt{(\vec{x} - \vec{x}')^2 + R^2}} \right) dx' \quad (6)$$

اثر الکترودها را با استفاده از روش تصویری و محاسبه اولین همسایگی بارهای تصویری با دقیقی قابل قبول، در نظر می‌گیریم. با انتگرال‌گیری در کل سیستم از معادله (۶)، میدان الکتریکی بار فضایی به صورت زیر مشخص می‌شود:

$$E_{\text{Space charge}} = (E_x)_{\text{tot}} = - \int_{-d}^0 I + \int_0^x I + \int_x^d I - \int_d^{2d} I \quad (7)$$

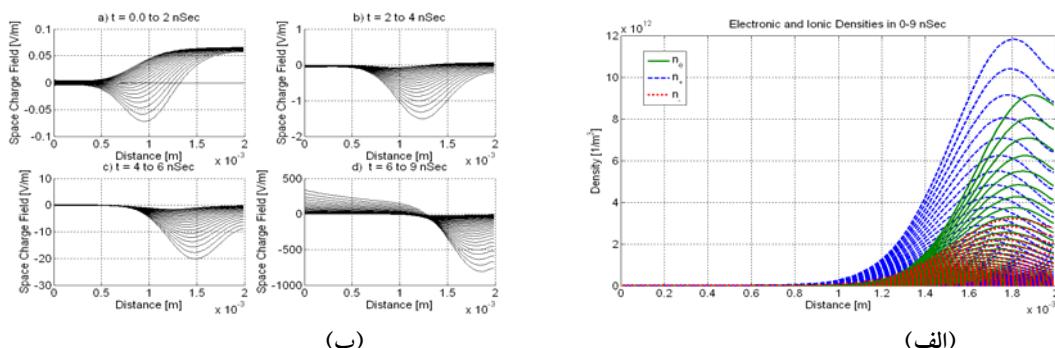
که در معادله (۷)، جملات اول و آخر مربوط به بارهای تصویری هستند.

به این ترتیب، با حل عددی معادلات (۱-۳) به روش تفاضل محدود به صورت همزمان با میدان الکتریکی معادله (۷) و با توجه به شرایط اولیه تعیین شده در معادلات (۸)، چگالی ذرات باردار در زمان و مکان مشخص می‌شود.

$$n_e(x, t=0) = \frac{n_0}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{x-x_0}{\sigma_x}\right)^2\right], \quad n_+(x, t=0) = n_-(x, t=0) = 0 \quad (8)$$

بر اساس این مدل می‌توان سه مُد کاری اصلی آشکارساز صفحه عایق را بوسیله توسعه بهمن بار پیش‌بینی نمود.

(الف) مُد کار بهمنی: شکل ۱، رشد چگالی الکترون‌ها و یون‌ها، پس از گذشت $9ns$ ، در گام‌های زمانی $s 1 \times 10^{-10}$ و در ولتاژ $10kV$ نشان می‌دهد. همانطور که از شکل ۱ (الف) بر می‌آید، تقویت بهمن بار به صورت نمایی است و در آن مکانیسم تاونزند در رشد بهمن بار غالب است که در توافق خوبی با شبیه‌سازی‌های دیگر می‌باشد. (۹) را ببینید.

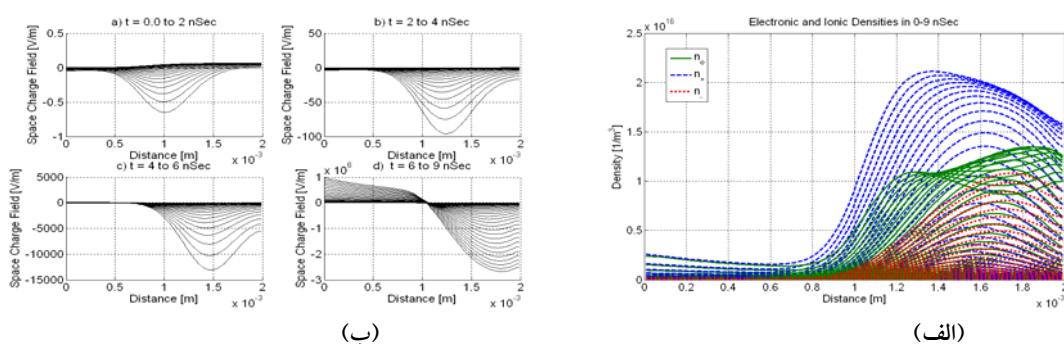


شکل ۱: (الف) رشد چگالی ذرات باردار پس از گذشت $9ns$ ، (ب) میدان بار فضایی در بازه‌های زمانی مختلف با گام‌های زمانی $s 1 \times 10^{-10}$ در آشکارساز راهانداز RPC با مخلوط گازی $C_2F_4H_2/i-C_4H_{10}/SF_6$ (967/3/0.3) و در ولتاژ $10kV$.

میدان الکتریکی بار فضایی در شکل ۱ (ب) پس از گذشت $9ns$ تنها به حدود ۰.۰۱٪ میدان الکتریکی اعمالی رسیده است و به همین دلیل شکل بهمن اولیه تحت تأثیر میدان بار فضایی، مختلط نمی‌شود.

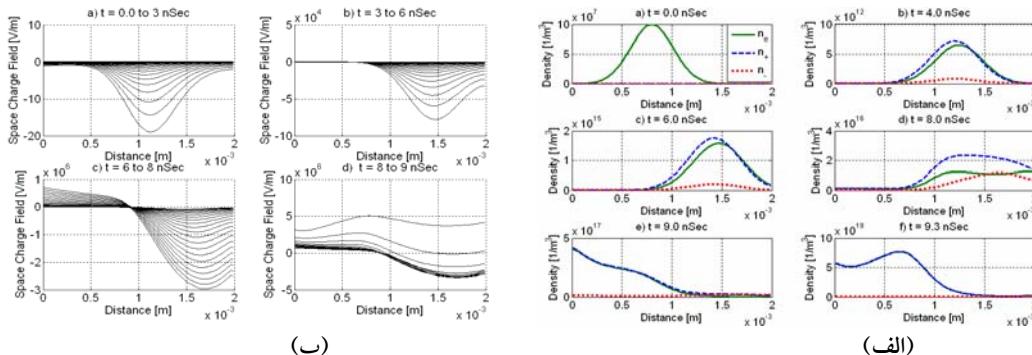
(ب) مُد کار اشباع‌شده بهمنی: با افزایش ولتاژ اعمالی تا $11.14kV$ (شکل ۲ (الف)), چگالی الکترون‌ها و یون‌ها دچار اختلال می-گردد چرا که پس از $9ns$ سیستم در مرحله‌ای است که میدان الکتریکی بار فضایی به حدود ۴۵٪–۱۵ میدان الکتریکی اعمالی می‌رسد.

(ج) ناحیه جریانی: با افزایش بیشتر ولتاژ تا $11.42kV$ با توجه به شکل ۳ (الف) چگالی الکترون‌ها و یون‌ها به صورت کامل در طول کاف، مختلط شده است. پس از گذشت $6ns$ ، آشکارساز، در مُد بهمنی کار می‌کند تا اینکه در $2ns$ بعد در شکل ۳ ((الف)(e)، میدان الکتریکی بار فضایی، با میدان الکتریکی اعمالی قابل مقایسه شده و شرایط انتقال



شکل ۲: (الف) رشد چگالی الکترونها و بونهای مثبت و منفی (ب) میدان الکتریکی بار فضایی در ولتاژ اعمالی $11.14 kV$.

از مد بهمنی به مد جریانی به وجود می‌آید. سرانجام در شکل (۳) (الف)، پالس مد جریانی شروع می‌شود. با توجه به شکل ۸ (ب) میدان الکتریکی بار فضایی، تقریباً با میدان الکتریکی اعمالی برابر می‌شود. این نتیجه، همان شرایط ورود به مد جریانی در آشکارسازهای گازی است که در توافق با تئوری و تجربه می‌باشد [۱۱ او].



شکل ۳: (الف) رشد و حرکت چگالی ذرات باردار و (ب) میدان الکتریکی بار فضایی در ولتاژ اولیه اعمالی $11.42 kV$.

نتیجه گیری

ما در این مقاله شبیه‌سازی آشکارساز صفحه عایق راهانداز با مخلوط گازی ($C_2F_4H_2/i-C_4H_{10}/SF_6$) (967/3/0.3)، را برای اولین بار بر اساس حل عددی معادلات تراپرس به روش تفاضل محدود Lax ارائه دادیم. نتایج شبیه‌سازی سه مد کار اصلی RPC، که عبارتند از مد کار بهمنی، مد کار جریانی اشباع و مد کار جریانی را در توافق با گزارشات تجربی و همچنین دیگر مدل‌های شبیه‌سازی، نشان می‌دهد. همچنین از طریق این مدل، وجود پالس جریانی در رسیدن به ناحیه شکست آشکارساز، که به دنبال پالس بهمنی شکل می‌گیرد، سازگار با آزمایش، پیش‌بینی شد.

مرجع‌ها

- [1] Muon Spectrometer, *CERN-LHCC-97-22, ATLAS TDR 10, CERN 1997*.
- [2] CMS, The Muon Project Technical Design Report, *CERN/LHCC, 97-32, 1997*.
- [3] C. Bacci, et al, *Nucl. Instr. and Meth., A 443: 342, 2000*.
- [4] G. Agnetta, et al, *Nucl. Instr. and Meth., A 381: 64, 1996*.
- [5] D Bessieres et al, *J. Phys. D: Appl. Phys., 40: 6559–6570, 2007*.
- [6] Olivier Ducasse et al, *IEEE Trans. on Plasma Sci., VOL. 35, NO. 5, 2007*.
- [7] S. Biagi, Magboltz, program to compute gas transport parameters, Version 2.2, CERN.
- [8] A. J. Davies et al, *Proc. IEE, A281:164, 1964*.
- [9] P. Fonte. *IEEE Trans. Nucl Science, 43:2135–2140, 1996*.
- [10] L. B. Loeb and J. M. Meek, *J. App. Phys. 11, 438, 459 (1940)*.
- [11] H. Raether, *Zeits. F. Physik 117, 375, 524, 1941*.



Special Relativistic Generalization of Statistical Thermodynamics

Afshin Montakhab

Does a moving body appear hotter, cooler or the same as the one at rest?

What is the special relativistic generalization of the celebrated Maxwell-Boltzmann velocity distribution?

These questions have been around for about 100 years now, and many famous physicists (including Einstein himself) have tried to answer them. Much controversy surrounds these issues.

In this work, we propose a simple and realistic model of a relativistic gas in order to investigate these questions. We find that Juttner function is the correct generalization of the Maxwell-Boltzmann distribution.

Furthermore, we establish local thermal equilibrium for the moving system. Finally, we show that standard statistical mechanical methods do not suffice to determine a moving system's temperature uniquely. One is therefore left with temperature as a system's parameter, same in all inertial frames, much like proper mass in mechanics.

آنالیز نوتريونهای کیهانی برای تعیین نسبت طعم ها در چشم و پارامترهای اختلاط نوتريينو

آرمان اسماعيلي

دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده فیزیک

مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات

چکیده:

در این مقاله به بررسی امکان استخراج پارامترهای اختلاط Δ و θ_{13} توسط آنالیز نوتريونهای کیهانی می‌پردازیم. در این آنالیز فرض می‌کنیم نسبت طعم نوتريونها در چشم تولید آنها به صورت $F_{V_\beta} + F_{\bar{V}_\beta} : F_{V_\mu} + F_{\bar{V}_\mu} : F_{V_\tau} + F_{\bar{V}_\tau} = 1:2:0$ است.

سپس، توانایی تلسکوپ های نوتريينو در اندازه گیری انحراف نسبت طعم ها از $1:2:0$ در چشم را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

بنابر مدل های کنونی، انفجار های عظیم اختیفیزیکی نظیر فوران پرتوهای گاما (GRB)، ابرنواخترهای نوع c/b و هسته های فعال کهکشانی (AGN) می‌توانند نوتريونهایی پرانرژی گسیل کنند که در تلسکوپ های نوتريينو (نظیر AMANDA/ICECUBE و NESTOR و ANTARES و NEMO) قابل آشکارسازی هستند. حد کنونی بر روی شار این نوتريونها

$$E_{V_\beta}^2 \frac{dF_{V_\beta}}{dE_{V_\beta}} \leq 8.5 \text{ GeV cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1}$$

اگر نسبت طعم نوتريونها در چشم تولید آنها به صورت $w_e^0 : w_\mu^0 : w_\tau^0$ باشد، نسبت طعم ها بر روی زمین به صورت زیر خواهد بود:

$$\sum_{\alpha,i} w_\alpha^0 |U_{\alpha i}|^2 |U_{\epsilon i}|^2 : \sum_{\alpha,i} w_\alpha^0 |U_{\alpha i}|^2 |U_{\mu i}|^2 : \sum_{\alpha,i} w_\alpha^0 |U_{\alpha i}|^2 |U_{\tau i}|^2$$

که $U_{\alpha i}$ عناصر ماتریس اختلاط نوتريونها (U_{PMNS}) است. در بسیاری از مدل ها، نوتريونهای پرانرژی در زنجیره تولید π^\pm سپس واپاشی آنها تولید می‌شوند. بنابر این مدل ها نسبت "استاندارد" طعم ها در چشم به صورت $1:2:0$ است. با دانستن نسبت طعم ها در چشم و اندازه گیری این نسبت در تلسکوپ های نوتريينو واقع در زمین، می‌توان در مورد عناصر ماتریس اختلاط U و بخصوص پارامترهای نامعلوم Δ و θ_{13} اطلاعاتی به دست آورد [2,3,4].

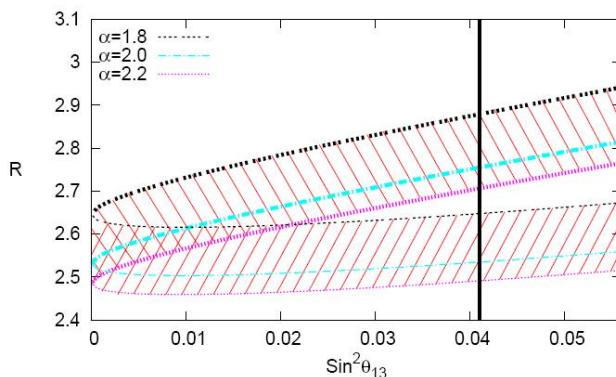
در استخراج عناصر ماتریس U از روی اندازه گیری نسبت طعم ها در تلسکوپ نوتريينو، اثرات عدم قطعیت های موجود در دیگر کمیت های دخیل در این اندازه گیری را نیز باید در نظر داشت. در آنالیز انجام شده در این مقاله عدم قطعیت های زیر در نظر گرفته شده اند: ۱) بسیاری از مدل ها طیف انرژی نوتريونها را به صورت

است [5]. اما بسیاری از تصحیحات به این مدل ها، برای اندیس طیفی Δ مقداری متفاوت از ۲ به دست می‌دهند، به طوری که با در نظر گرفتن این تصحیحات Δ می‌تواند در بازه $(1,3)$ مقداری داشته باشد [6]. در تلسکوپ های نوتريينو می‌توان اندیس طیفی Δ را با دقت ۱۰٪ اندازه گیری کرد [7]. در آنالیز انجام شده، این عدم دقت در Δ لحاظ شده است. همچنین طیف نوتريونهای فرودی ممکن است که از فرم ساده طیف توانی ذکر شده تبعیت نکند. در آنالیز انجام شده، به عنوان نمونه، ترکیب خطی دو طیف توانی با اندیس های طیفی متفاوت نیز در نظر گرفته شده است. ۲) نسبت تعداد نوتريونها به پادنوتريونها در هر طعمی می‌تواند متفاوت باشد. می‌توان ثابت کرد که بزای نوتريونهای میون $N_{\nu_\mu} = N_{\bar{\nu}_\mu}$ است و برای طعم الکترون $\Delta = N_{\nu_e} / N_{\bar{\nu}_e} \in (0,1)$.

آشکارسازی نوتريونهای فرودی بر تلسکوپ با سطح مقطع برهمکنش بین نوتريينو و نوکلئون σ_{ν_μ} متناسب است. بنابراین، عدم دقت

در تلسکوپ نوتريينو (به عنوان مثال ICECUBE) تشخيص طعم نوتريينو فرودي بسيار سخت و در بازه هايي از انرژي غيرممکن است. اما دو نوع پدیده در اين تلسکوپ ها قابل اندازه گيري است: ۱) پدیده "رَد ميون" (muon-track events) و ۲) پدیده "افشانه مانند" (shower-like events). كميٌت مشاهده پذير در تلسکوپ هاي نوتريينو نسبت تعداد "رَد ميون" به "افشانه مانند" است که در اين مقاله با نماد R آرا نمایش می دهيم. كميٌت R را می توان در تلسکوپ نوتريينو ICECUBE با دقت ۱۰% اندازه گيري کرد [7].

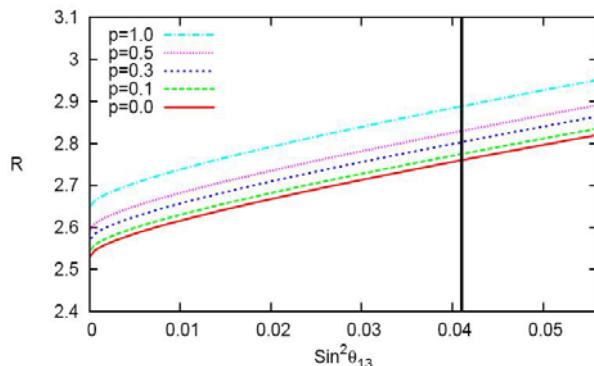
شكل ۱ نشان دهنده وابستگي کميٌت R به پارامتر نوسان θ_{13} است. در اين شكل منحنى هاي ضخيم مربوط به $\delta = 0$ و منحنى هاي نازك مربوط به $\delta = 0$ است. همانطور که از شكل می توان ديد، وقتی $\delta = 0$ ، حساسيت R به θ_{13} بسيار كمتر از دقت اندازه گيري R است. برای $\delta = \pm \pi$ تغييرات R در حدود ۱۰% است. همچنين از اين شكل می توان نتيجه گرفت که برای $\delta = \pm \pi$ ، با اندازه گيري θ_{13} با دقت ۱۰% می توان $\cos \delta = -1$ و $\cos \delta = 1$ را از يكديگر تميز داد.



شكل ۱

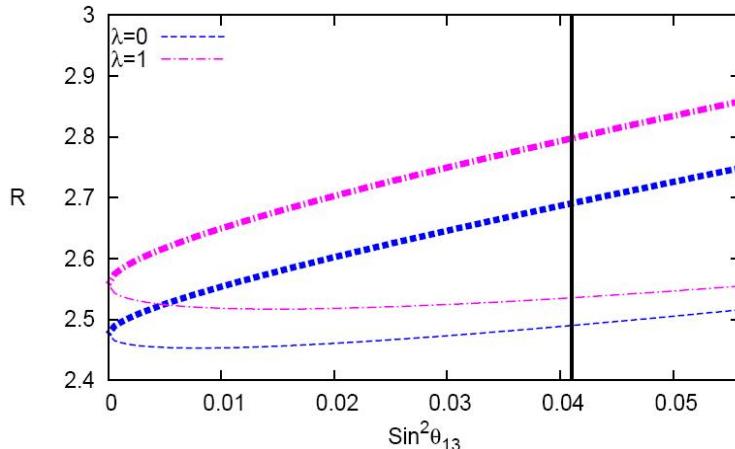
در شكل ۲ کميٌت R را برابر حسب θ_{13} برای نوتريينوهای فرودي با طيف انرژي زير رسم شده است:

$$E^{-2} + p \left(\frac{E^{-1}}{100 \text{ TeV}} \right)$$



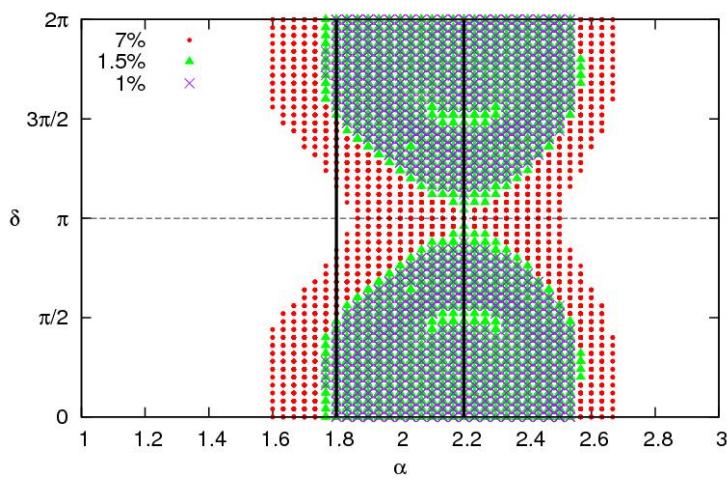
شكل ۲

شکل ۳ وابستگی R به $\sin^2 \theta_{13}$ را نمایش می دهد. در این شکل نیز منحنی های ضخیم مر بوط به $\delta = 0$ و منحنی های نازک مربوط به $\lambda = 0$ است. همانطور که می بینیم، با تغییر λ در بازه $(0,1)$ کمیت R در حدود ۵٪ تغییر می کند که می تواند تعیین $s_{13}^2 > 0.005$ با مشکل موافق کند. توجه کنید که برای $\lambda = 0$ و $\lambda = 1$ برای $\delta = 0$ با یکدیگر همپوشانی ندارند. در نتیجه عدم دقت در λ مشکلی برای تمیز دادن $\cos \delta = -1$ از $\cos \delta = 1$ ایجاد نمی کند.



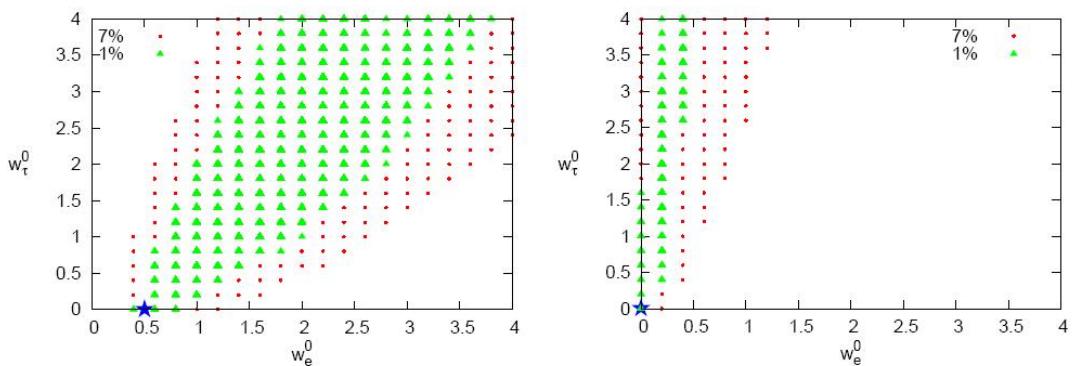
شکل ۳

شکل ۴ نمودار پراکندگی در صفحه (α, δ) را نشان می دهد. در این نمودار مقادیر واقعی $(\alpha, \delta) = (2, \pi/2)$ است و $\Delta R/R = 7\%, 1.5\%, 1\%$ است. همچنین در رسم این شکل فرض شده $\lambda \in (0,1)$, $\sin^2 \theta_{23} \in (0.47, 0.53)$, $\sin^2 \theta_{12} \in (0.30, 0.34)$ و $\sin^2 \theta_{13} \in (0.028, 0.032)$.



شکل ۴

علاوه بر استخراج عناصر ماتریس اختلاط، از داده های تلسکوپ های نوتريون می توان اطلاعاتی در مورد منبع تولید نوتريونهای پرانرژی به دست آورد. شکل ۵ نشان دهنده نمودار پراکندگی در صفحه (w_α^0, w_δ^0) است در صورتی که $w_\alpha^0 = 1$ قرار داده شود. در رسم این شکل ها فرض شده $\lambda \in (0,1)$, $\sin^2 \theta_{13} < 0.003$ و $\sin^2 \theta_{23} \in (0.47, 0.53)$. مقدار واقعی نسبت طعم ها در منبع ۰.۵:۱:۰ و ۰:۱:۰ است که در شکل ها با $*$ نشان داده شده اند. همانطور که از این شکل ها می توان دید، با اندازه گیری R با دقت ۷٪ می توان این نسبت ها را به طور کامل از یکدیگر تمیز داد.



شکل ۵

نتیجه گیری

در این مقاله نشان دادیم که عدم دقت 10% در اندیس طیفی θ_{13} مهمترین عامل خطا در استخراج θ_{13} از داده های تلسکوپ های نوترینو است. با این وجود دیدیم که اگر $\sin^2 \theta_{13} > 0.02$ باشد می توان $\cos \theta = 1$ را از $\cos \theta = -1$ تمیز داد. به طور کلی نتیجه گیری این است که برای تعیین θ_{13} باید کمیت R را با دقت بهتر از 5% اندازه گیری کرد. نشان دادیم که حتی با اندازه گیری بسیار دقیق R (1%) نمی توان نقص تقارن CP را در بخش نوترینوی مدل استاندارد اثبات کرد. در مورد انحراف نسبت اولیه طعم ها از مقدار $1:2:0$ نشان دادیم که با دقت خوبی مدل های مختلف را می توان از هم تمیز داد.

مرجع ها

- [1] A. Gross [The AMANDA Collaboration], arXiv:astro-ph/0505278.
- [2] J. F. Beacom, N. F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa and T. J. Weiler, Phys. Rev. D 69 (2004) 017303 [arXiv:hep-ph/0309267]; S. Pakvasa, W. Rodejohann and T. J. Weiler, JHEP 0802 (2008) 005 [arXiv:0711.4517 [hep-ph]]; D. Meloni and T. Ohlsson, Phys. Rev. D 75 (2007) 125017 [arXiv:hep-ph/0612279]; W. Winter, Phys. Rev. D 74 (2006) 033015 [arXiv:hep-ph/0604191]; P. D. Serpico and M. Kachelriess, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 211102 [arXiv:hep-ph/0502088]; K. Blum, Y. Nir and E. Waxman, arXiv:0706.2070 [hep-ph].
- [3] Y. Farzan and A. Y. Smirnov, Phys. Rev. D 65 (2002) 113001 [arXiv:hep-ph/0201105].
- [4] Y. Farzan and A. Y. Smirnov, JHEP 0701, 059 (2007) [arXiv:hep-ph/0610337].
- [5] A. R. Bell, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 182 (1978) 147; R. D. Blandford and J. P. Ostriker, Astrophys. J. 221 (1978) L29.
- [6] J. P. Rachen and P. Meszaros, Phys. Rev. D 58 (1998) 123005 [arXiv:astro-ph/9802280]; J. G. Learned and K. Mannheim, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 50 (2000) 679.
- [7] J. F. Beacom, N. F. Bell, D. Hooper, S. Pakvasa and T. J. Weiler, Phys. Rev. D 68 (2003) 093005 [Erratum-ibid. D 72 (2005) 019901] [arXiv:hep-ph/0307025].

میدان تاکیونی با انحنای درجه دوم در شامه‌ای تخت

علیرضا امانی^۱، جعفر صادقی^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد آیت الله آملی

^۲دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران

چکیده

با استفاده از متریک پنج بعدی، معادله حرکت و معادله اینشتین تصحیح شده را برای میدان تاکیونی با شامه‌ای تخت ($f(R)$) به دست می‌آوریم. در حالت انحنای ثابت، پتانسیل تاکیونی را با شامه‌ای تخت درجه دوم محاسبه می‌کنیم.

مقدمه

تئوری شامه‌ای کاندیدای خوبی برای اساس فیزیک اتری بالا است [۱-۴]. فرمول بندی شامه‌ای بر حسب یک بعد اضافه بینهایت نقش مهمی را در این زمینه بازی می‌کند. سناریو شامه‌ای با پنج بعد فضای-زمان با هندسه پیچیده AdS_5 شروع می‌شود و این هندسه پیچیده توسط یکتابع حقیقی و فقط وابسته به بالک^۱ در بعد اضافه توصیف می‌شود. همچنین وجود میدان‌های اسکالار وابستگی شامه را به بعد اضافه تثبیت می‌کند و به عنوان سناریو جهان-شامه‌ای استاندارد نامیده می‌شود [۱-۴].

همان طوری که می‌دانیم در مدل استاندارد کیهان‌شناسی، گرانش استاندارد با انحنای اسکالار، ثابت کیهان‌شناسی و ماده شبه ذره غیر نسبیتی توصیف می‌شود. بررسی سناریو استاندارد به روشن میدان اسکالار و جفت‌شدگی آن با گرانش تعديل یافته ($f(R)$) که تابعی از انحنای اسکالار است انجام می‌گردد. مدل گرانشی ($f(R)$) توسط نویسنده‌های مختلفی بحث شده است [۱، ۵، ۶]. از طرف دیگر میدان اسکالار تاکیونی نقش مهمی را در کیهان‌شناسی دارد [۷، ۶]، با توجه به اینکه تاکیون یک میدان ناپایدار است. برای این منظور تاکیون به عنوان چشممهای از ماده تاریک است و دوره تورم می‌تواند به صورت یکی از شکل‌های پتانسیل وابسته باشد. برای مثال سامی و همکاران [۸] جنبه‌های کیهان‌شناسی تاکیون را با پتانسیل نمائی بحث نموده است.

در این مقاله به مطالعه پتانسیل تاکیونی در گرانش تصحیح شده ($f(R)$ می‌بردازیم و شکل پتانسیل را در شامه‌ای تخت با بعد اضافه بررسی می‌کنیم.

معادله تاکیونی

سناریو جهان-شامه‌ای استاندارد توسط یک میدان اسکالار تاکیونی که با گرانش $f(R)$ جفت شده به وسیله کنش زیر بیان می‌شود

$$S = \int d^4x dy \sqrt{g} \left(-\frac{1}{4}f(R) - V(T(y)) \right) \sqrt{1 - \partial_\mu T \partial^\mu T} \quad (1)$$

که T میدان تاکیونی و V پتانسیل تاکیونی است. برای سادگی عبارت $4\pi G=1$ را در نظر می‌گیریم. عنصر طول در این تئوری به

صورت زیر می‌باشد.

$$ds^2 = e^{2A(y)}(dt^2 - e^{2\tilde{\eta}(t)}(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)) - dy^2 \quad (2)$$

که تابع e^{2A} فاکتور پیچش است و A یکتابع حقیقی از بعد اضافه است. همچنین برای هندسه دی‌سیتر ($\Delta > 0$) و برای هندسه آنتی دی‌سیتر ($\Delta < 0$) است. معادله حرکت با وردش گیری از کنش به صورت زیر به دست می‌آید.

$$T''(y) + \left(4A'(y)T'(y) + \frac{V_T}{V(T)}\right)(1 - T'^2) = 0 \quad (3)$$

معادله اصلاح شده اینشتن برای جمله گرانشی تابعی از انحناء به صورت زیر است

$$R_{\alpha\beta}f_R - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}f(R) + [g_{\alpha\beta}\nabla^2 - \nabla_\alpha\nabla_\beta]f_R = 2T_{\alpha\beta} \quad (4)$$

با استفاده از رابطه تانسور انرژی-ممتوом به صورت زیر داریم

$$T_{00} = e^{2A(y)}V(T)\sqrt{1 - T'^2}, \quad T_{11} = -e^{2A(y)}V(T)\sqrt{1 - T'^2}, \quad T_{44} = \frac{-V(T)}{\sqrt{1 - T'^2}} \quad (5)$$

مؤلفه های تانسور ریچی برابر است با

$$R_{00} = (4A'^2 + A'')e^{2A} - 3\Lambda R_{11} = R_{22} = R_{33} = -(4A'^2 + A'')e^{2A+2\sqrt{R}} + 3\Lambda e^{2\sqrt{R}}, \quad R_{44} = -4(A'^2 + A'') \quad (6)$$

و اسکالر ریچی برابر است با

$$R = 20A'^2 + 8A'' - 12\Lambda e^{-2A} \quad (7)$$

با استفاده از معادلات فوق، معادلات فریدمن به صورت زیر به دست می آید

$$\frac{1}{2}(4A'^2 + A'')f_R - \frac{3}{2}\Lambda e^{-2A}f_R - \frac{1}{4}f(R) - \left(\frac{3}{2}A'f_R' + \frac{1}{2}f_R''\right) = V\sqrt{1 - T'^2} \quad (8)$$

$$2(A'^2 + A'')f_R - \frac{1}{4}f(R) - 2A'f_R'' = \frac{V}{\sqrt{1 - T'^2}} \quad (9)$$

و V می شوند

$$V^2 = \left[\frac{1}{2}(4A'^2 + A'')f_R - \frac{3}{2}\Lambda e^{-2A}f_R - \frac{1}{4}f(R) - \left(\frac{3}{2}A'f_R' + \frac{1}{2}f_R''\right)\right]\left[2(A'^2 + A'')f_R - \frac{1}{4}f(R) - 2A'f_R'\right] \quad (10)$$

$$T'^2 = \frac{3A''f_R + 3\Lambda e^{-2A}f_R - A'f_R' + f_R''}{4(A'^2 + A'')f_R - \frac{1}{2}f(R) - 4A'f_R'} \quad (11)$$

حال برای سادگی R را ثابت فرض می کنیم برای این منظور از پاسخ رابطه (7) در هندسه تخت به صورت زیر به دست می آید

$$A(y) = \frac{2}{5}\ln\left[\cosh\left(\frac{\sqrt{5R}}{4}y\right)\right], \quad \Lambda = 0 \quad (12)$$

از معادله (12) برای هندسه تخت شرط $R \neq 0$ برقرار است. برای اینکه بخواهیم شکل پتانسیل تاکیونی را در شامه‌ای خمیده به دست

آوریم نیاز به انتخاب $f(R)$ هستیم در این صورت آن را به صورت تابع درجه دوم از انحناء به شکل زیر در نظر می گیریم.

$$f(R) = R + aR^2 \quad (13)$$

که در آن a ثابت است. با جایگزین کردن معادله (12) در روابط (10) و (11) خواهیم داشت

$$V(y) = \frac{R}{40}\sqrt{[3(1+2aR)\operatorname{sech}^2\left(\frac{\sqrt{5R}}{4}y\right) + 4(3+aR)][-3(1+2aR)\operatorname{sech}^2\left(\frac{\sqrt{5R}}{4}y\right) + (3+aR)]} \quad (14)$$

$$T' = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{15(1+2aR)}{3(1+2aR) - (3+aR)\cosh^2\left(\frac{\sqrt{5R}}{4}y\right)}} \quad (15)$$

بهترین تغییرات پتانسیل تاکیونی نسبت به بعد اضافه برای $R=0.5$ در $-1 < a < -2$ است. بنابراین شکل تابع پتانسیل به صورت زیر

می باشد

$$V(y) = b + ce^{-ky^2} \quad (16)$$

که ضرایب b ، c و k ثابت و مثبت هستند. با رسم نمودار رابطه (16) پی به انتگرالده میدان تاکیونی می بریم که دارای شکل

$$T(y) = \frac{\alpha}{\beta} \operatorname{arctan}(\sinh(\beta y)) \quad (17)$$

که تمام ضرایب در آن ثابت اند. بنابراین ما توانسته ایم شکل پتانسیل تاکیونی و میدان تاکیونی را در شامه تخت با انحناء درجه دوم به دست آوریم. در این توابع به دست آمده مشاهده می کنیم که تغییرات انجام شده بر حسب بعد اضافه است.

با جایگزین کردن (۱۷) در (۱۶) شکل پتانسیل بر حسب میدان به دست می آید یعنی

$$V(T) = b + ce^{-\frac{k_2}{\beta} \operatorname{arcsinh}^2(\tan(\frac{\theta}{\alpha T}))} \quad (18)$$

بنابراین پتانسیل تاکیونی بر حسب میدان تاکیونی مطابق رابطه (۱۸) به دست آمده است.

نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی میدان تاکیونی با گرانش تصحیح درجه دو پرداختیم و پتانسیل تاکیونی را برای این میدان به دست آورده‌ایم. رفتار پتانسیل به شکل نمایی بر حسب بعد اضافه تغییر می‌کند و همچنین تغییر آن را بر حسب میدان تاکیونی نیز به دست آورده‌ایم و تأییدی بر مقاله [۸] می‌باشد. بررسی پایداری سیستم و پتانسیل تاکیونی در شامه خمیده به عنوان کار آینده پیشنهاد می‌شود.

مرجع‌ها

- [1] L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 4690 (1999).
- [2] W. D. Goldberger and M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. 83, 4922 (1999).
- [3] O. DeWolf, D. Z. Freedman, S. S. Gubser and A. Karch, Phys. Rev. D 62, 046008 (2000).
- [4] K. Skenderis and P. K. Townsend, Phys. Lett B 468, 46 (1999).
- [5] R. Koley and S. Kar, Phys. Lett. B 623, 244 (2005).
- [6] L. belond and S. Shandera, JCAP 0701, 009 (2007).
- [7] G. W. Gibbons, Phys. Lett. B537, (2002).
- [۸] M. Sami, P. Chingangbam and T. Qureshi, Pramana 62, 765 (2004).



پراکندگی نوکلئون-نوکلئون در میدان مغناطیسی قوی

منصور حقیقت^۱، احسان باورساد^۱، روح الله محمدی^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

مطالعه‌ی پراکندگی نوکلئون-نوکلئون در ابرنواخترها اطلاعات ارزشمندی در ارتباط با نوترونوها و ذرات با برهم‌کنش‌های بسیار ضعیف، اگر وجود داشته باشد، به دست می‌دهد. نسبت سطح مقطع این پراکندگی را در شرایط فیزیکی ابرنواخترها σ_B ، که دارای میدان مغناطیسی قوی است، به سطح مقطع پراکندگی آن در شرایط آزمایشگاه σ_0 ، که در آن از اثر میدان مغناطیسی خارجی صرف‌نظر می‌شود، $\frac{\sigma_B}{\sigma_0} = 1.35$ به دست آورده‌ایم. این نتیجه تصحیح‌هایی را در نتیجه‌گیری‌های مرتبط با این فرآیند در ابرنواخترها ایجاد می‌کند.

براساس نظریه‌ی موجود فاز اولیه‌ی سرد شدن یک ستاره‌ی نوترونی در حال تولد از مرتبه‌ی ۱۰ ثانیه به طول می‌انجامد که در آن تابش نوتريونهای حرارتی نقش غالب را ایفا می‌کند [۱]. این موضوع پس از ثبت یک انفجار نوتريونی وابسته به SN1987A در حدود ۱۰ ثانیه توسط آشکارسازهای KII و IMB به خوبی تایید شد [۲]. از تحلیل مشاهده‌های این دو آشکارساز می‌توان نتیجه گرفت که این نوتريونها انرژی از مرتبه‌ی $erg \times 10^{53}$ (2-4) از انرژی بستگی ستاره را به صورت انفجار خارج کرده‌اند. همچنین از این مشاهده‌ها می‌توان برای به دست آوردن حدایی روی جرم، بار، گشتاور مغناطیسی، برهم‌کنش‌های ناشناخته، سرعت انتشار و طول عمر نوتريونهای الکترونی، روی وجود احتمالی نوتريونهای راست دست و ثابت جفت‌شدن آنها و همچنین روی امکان وجود و جرم اکسیون‌ها، استفاده کرد [۳]. فرآیندهای $N + N \rightarrow N + N + \bar{v}v$ و $N + N \rightarrow N + N + a$ فرآیندهایی هستند که از طریق آنها انرژی بستگی می‌تواند به وسیله‌ی نوتريونها و اکسیون‌های تولید شده، خارج شود. محاسبه‌ی آهنگ خروج انرژی به وسیله‌ی این فرآیندها و مقایسه‌ی آن با مقدار تجربی حدایی روی کمیت‌های مرتبط با این ذرات می‌گذارد. این آهنگ خروج انرژی متناسب با سطح مقطع پراکندگی‌های اشاره شده می‌باشد. به طور معمول سطح مقطع پراکندگی نوکلئون-نوکلئون را از مقدار تجربی آن در آزمایشگاه یا از محاسبه‌ی آن در مدل استاندارد، جای‌گذاری می‌کنند. واین در حالی است که در ابرنواخترها میدان‌های مغناطیسی قوی وجود دارد که می‌تواند این سطح مقطع پراکندگی را تحت تاثیر قرار دهد. در ادامه سطح مقطع پراکندگی $p + n \rightarrow p + n$ را در شرایط فیزیکی ابرنواختر که دمای آن در حدود $T \sim 1MeV$ و دارای میدان مغناطیسی در حدود $B \sim 10^{16} G$ است [۴] محاسبه می‌کنیم. هامیلتونی موثراین برهم‌کنش را به صورت زیر در نظر می‌گیریم

$$H_{int} = g[\bar{\psi}_p \psi_n \pi^+ + \bar{\psi}_n \psi_p \pi^- + (\bar{\psi}_p \psi_p + \bar{\psi}_n \psi_n) \pi^0] \quad (1)$$

در عبارت بالا π, ψ_n, ψ_p به ترتیب میدان‌های پایون، نوترون و پروتون هستند، این ذرات، نقطه‌ایی در نظر گرفته شده‌اند. همچنان که مشخص است برهم‌کنش بین ذرات را یوکاوا در نظر گرفته‌ایم. چون نوترون ذره‌ای بدون بار الکتریکی است بنابراین فرض می‌کنیم که تابع موج آن در میدان مغناطیسی خارجی تغییر نمی‌کند اما پروتون که ذره‌ای باردار است تابع موج آن در میدان مغناطیسی خارجی، که تراز لانداؤ نامیده می‌شود، تغییر می‌کند [۵]. با توجه به این که دمای ماده ابرنواختر حدود $T \sim 1MeV$ است بنابراین با تقریب

خوبی می‌توان پروتون و نوترون را غیرنسبیتی در نظر گرفت به این ترتیب انرژی نوترونها عبارت است $E_n = m + \frac{\vec{k}^2}{2m} - S_n \mu_n B$

که در آن m جرم نوکلئون می‌باشد و μ_n ناهنجاری گشتاور مغناطیسی نوترون است که مقدار آن برابر $\mu_n = -1.91 \frac{e}{2m}$ می‌باشد.

انرژی پروتون‌ها در میدان مغناطیسی خارجی با عبارت زیر داده می‌شود

$$E_p = m + \frac{p_z^2}{2m} - S_p \mu_p B + \frac{1}{m} neB \quad ; \quad n = 0, 1, \dots \quad (2)$$

که در آن p_z تکانه‌ی پروتون در راستای میدان مغناطیسی خارجی، n عدد طبیعی است که مشخص کننده ترازهای لانداؤ است و μ_p ناهنجاری گشتاور مغناطیسی پروتون که برابر $\frac{e}{2m} = 1.79 \mu_p$ می‌باشد. به دلیل این‌که میدان مغناطیسی خارجی $B \sim 10^{16} G$ و دمای ماده در ابرنواختر $T \sim 1 MeV$ است. بنابراین نسبت جمله‌ی ناهنجاری گشتاور مغناطیسی پروتون و نوترون به جمله‌ی انرژی جنبشی $eB \sim 10^{-2} mT$ است. به‌این ترتیب در تقریب خود از این جمله صرف‌نظر می‌کنیم. با توجه به این‌که انرژی جنبشی نوکلئون‌ها از مرتبه‌ی دمای آن‌ها است، ترازهای لانداؤ می‌توانند برانگیخته شوند. با این وجود سطح مقطع پراکندگی را تنها برای تراز پایه $n=0$ و با استفاده از تقریب چهار فرمیون محاسبه می‌کنیم. با استفاده از این تقریب‌ها سطح مقطع (σ_B)، برای پراکندگی $p + n \rightarrow p + n$ با فرض مبادله یک پایون و ناقطبیده بودن نوترون عبارت است از

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_0} = 1.35 \quad (3)$$

که در آن σ_0 سطح مقطع پراکندگی محاسبه شده در مدل استاندارد می‌باشد.

نتیجه‌گیری

میدان مغناطیسی قوی ابرنواختر سطح مقطع پراکندگی نوکلئون – نوکلئون را تغییر می‌دهید، این تصحیح سطح مقطع پراکندگی تصحیح‌هایی را در نتیجه‌های به دست آمده در کارهای قبل ایجاد می‌کند.

مرجع‌ها

1. W. D. Arnett et al., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 629 (1989); A. Burrows, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **40**, 181 (1990); D. N. Schramm and J.W. Truran, *Phys. Rep.* **189**, 89 (1990).
2. K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987); R. M. Bionta et al., *ibid.* **58**, 1494 (1987).
3. M. S. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1797 (1988); R. P. Brinkmann and M.S. Turner, *Phys. Rev. D.* **38**, 2338 (1988); G. G. Raffelt and D. Seckel, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1793 (1988); R. Mayle et al., *Phys. Lett. B.* **203**, 188 (1988); T. Hatsuda and M. Yoshimura, *Phys. Lett. B.* **203**, 469(1988).
4. H. Duan and Y. Z. Qian, [astro-ph/0506033v2].
5. K. Bhattacharya, [hep-ph/0407099v1].

مطالعه تصحیحات وارد بر نیروی کششی با استفاده از نظریه ریسمان

کاظم بی تقصیر فدافن

گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده

در این تحقیق تصحیحات ناشی از محیط و ثابت جفت شدگی محدود بر نیروی کششی مطالعه می شود. به این منظور سیاهچاله گاووس-بونت باردار در نظر گرفته می شود. نیروی کششی بر کوارکی وارد می شود که در حال حرکت در پلاسمای ابرتقارنی یانگ-میلز است. پلاسما یک سیستم همبسته قوی است و نمی توان از ابزار اختلالی برای مطالعه آن بهره برد. به این منظور از نظریه ریسمان و AdS/CFT کمک گرفته شده است.

پردازش داده های حاصل از بر خورد دهنده یون سنگین نسبیتی (که به اختصار از آن به نام RHIC یاد می شود) کار بسیار مشکلی است و آزمون تازه ای را پیش روی فیزیکدانان گشوده است. چرا که مطالعه فیزیک RHIC مستلزم QCD غیر اختلالی است و هنوز در این حوزه ابزار لازم برای محاسبات وجود ندارد. حتی Lattice QCD نیز در ابتدای راه برای انجام محاسبات در این بخش از فیزیک است. یکی از روشهای پیشنهادی استفاده از نظریه ریسمان است. در این نظریه ذرات بنیادی نقطه ای نیستند بلکه دارای یک

می باشند. درنظریه ریسمان همسانی بین نظریه پیمانه ای و گرانش در حد کلاسیک معرفی می شود که از آن به نام AdS/CFT یاد می شود. می توان برای مطالعه نظریه های پیمانه ای حرارتی ناجابجا از هم سانی AdS/CFT بهره برد. در این تحقیق کوارک سنگینی در نظر گرفته می شود که در پلاسمای کوارک گلوئون در حال حرکت است. تأثیر محیط و ثابت جفت شدگی محدود را بر نیروی کششی وارد بر کوارک مطالعه کرده و این تصحیحات با استفاده از نظریه ریسمان به دست می آیند. به این ترتیب برای انجام محاسبات از AdS/CFT استفاده می شود [۱و۲]. به این معنی که کوارک در حال حرکت در پلاسمای ابر تقارنی در واقع انتهای ریسمانی است که در هندسه حجم امتداد یافته و به دنبال کوارک کشیده می شود و انتهای ریسمان به سیاهچاله می رسد. کوارکی که در پلاسمای کوارک گلوئونی در حال حرکت است، نیروی مقاومی را حس می کند که می توان آن را به کمک کنش کلاسیکی ریسمان به دست آورد. اولین محاسبه در این مورد در منابع [۳و۴] آمده است. تصحیحات جملات مربعی تansور انحنای به فضای AdS در منبع [۵] آمده است.

حل سیاهچاله گاووس-بونت باردار در فضای AdS در منبع [۵] آمده است :

$$ds^2 = -N^2 \frac{r^2}{R^2} f(r) dt^2 + \frac{dr^2}{\frac{r^2}{R^2} f(r)} + \frac{r^2}{R^2} d\vec{x}^2 \quad (1)$$

$$f(r) = \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left(1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{GB} \left(1 - \frac{mR^2}{r^4} + \frac{q^2 R^2}{r^6} \right)} \right) \quad (2)$$

راستای شعاعی در جهت هندسه سیاهچاله با Γ نشان داده می شود و \bar{x} و t ابعاد مکان و زمان در مرز هستند که مرز در $r = \infty$ واقع شده است. مکان افق سیاهچاله با r_h نشان داده می شود و می توان آن را با حل $f(r_h) = 0$ یافت.

دماهی پلاسما متناظر با دماهی هاوکینگ سیاهچاله است که از رابطه زیر به دست می آید

$$T = \frac{N r_h}{2\pi R^2} (2 - \tilde{q}) \quad (3)$$

$$\tilde{q} = \left(\frac{qR}{r_h} \right)^2 \text{ و } \text{بنابراین حد بیشینه این کمیت ۲ است.}$$

کنش کلاسیکی ریسمان کنش نامبو-گوتو است و معادلات حرکت با استفاده از متريک (۱) به دست می‌آيند. فرض می‌کنیم که کوارک در جهت x_1 حرکت می‌کند و ریسمان به دنبال آن کشیده می‌شود:

$$x_1(r,t) = vt + \xi(r), \quad x_2 = x_3 = 0. \quad (4)$$

می‌بايستی که معادله حرکت را برای $\dot{\xi}$ به دست آورد. کنش ریسمان با این جوابها به این ترتیب است:

$$L = r_h \sqrt{\frac{N^2}{4u^3} - \frac{v^2}{4u^3 f(u)} + \frac{f(u)N^2 r_h^2}{R^4 u^2} \dot{\xi}^2} \quad (5)$$

ثابت حرکت را $\ddot{\xi} = \Pi$ می‌نامیم و از کنش فوق می‌توان رابطه زیر را یافت:

$$\ddot{\xi} = \frac{R^4 \Pi_{\xi}^2}{4u f(u) N^2 r_h^2} \left(\frac{N^2 - \frac{v^2}{f(u)}}{\frac{f(u) N^2 r_h^2}{R^4 u^2} - \Pi_{\xi}^2} \right) \quad (6)$$

به دنبال جوابهایی هستیم که ریسمان از مرز شروع شده و تا سیاهچاله ادامه یابد. بنابراین می‌بايستی در طول ریسمان $\ddot{\xi}^2$ مثبت باشد. با این شرط می‌توان ثابت حرکت و نیروی مقاومی را که به کوارک وارد می‌شود به دست آورد. با انجام این محاسبات نیروی مقاومی که به کوارک وارد می‌شود، به دست می‌آید:

$$F(\lambda_{GB}, q) = -\frac{\pi \sqrt{g_{YM}^2 N}}{2} \left(\frac{4v(6N^4)^{\frac{1}{3}} (N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4)(1 + \tilde{q}) + 2^{\frac{5}{3}} v A^{\frac{2}{3}}}{(3N)^{\frac{2}{3}} (\tilde{q} - 2)^2 (N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4) A^{\frac{1}{3}}} \right) T^2 \quad (7)$$

در این روابط g_{YM} شدت جفت شدگی است و T دمای پلاسماست. عبارت A چنین است

$$A = -9\tilde{q}(N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4)^2 + \sqrt{3} \sqrt{(N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4)^3 (27\tilde{q}^2 \lambda_{GB} v^4 - 27\tilde{q}^2 N^2 v^2 - (\tilde{q} - 2)^2 (1 + 4\tilde{q}) N^4)} \quad (8)$$

می‌توان برای بررسی صحت پاسخ فوق بار الکتریکی را صفر در نظر گرفت. در این حالت فقط تصحیحات ناشی از جملات مربعی تansور انجنا ظاهر می‌شوند که قبل از منابع [6,7] به دست آمده‌اند. مقایسه نتایج صحت روابط فوق را تأیید می‌کند. در صورتی که همه تصحیحات صفر در نظر گرفته شوند؛ به همان نتیجه محاسبه شده در منابع [3,4] می‌رسیم که عبارتست

از $-\frac{\pi T^2 \sqrt{g_{YM}^2 N}}{2} \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}$ و همان نیروی کششی است که به کوارک در حال حرکت در پلاسمای ابرتقارنی $N=4$ وارد

می‌شود. تحلیل نتایج نشان می‌دهد که این تصحیحات بر نیروی کششی اثر می‌گذارند و آن را قوی‌تر می‌کند [8].

نتیجه گیری

با استفاده از نظریه ریسمان دو تصحیح مربوط به محیط و ثابت جفت شدگی بر نیروی کششی مطالعه شده‌اند. نیروی کششی به طور تحلیلی به دست آمده است و حدّهای مختلف آن بررسی شده‌اند.

سپاسگزاری

این تحقیق با استفاده از اعتبارات پژوهشی دانشگاه صنعتی شاهروod انجام شده است.

References

1. E. Witten, *Adv. Theor. Math. Phys.* (1998) 505 [arXiv:hep-th/9803131].
2. J. M. Maldacena, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2**, 231,(1998),
Int. J. Theor. Phys. **38**, 1113 –arXiv:hep-th/9711200
3. C. P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz and L. G. Yaffe,
JHEP 0607 (2006) 013 [arXiv:hep-th/0605158].
4. S. S. Gubser, *Phys.Rev. D* (2006) 126005 [arXiv:hep-th/0605182].
5. S. Nojiri, S. D. Odintsov, *Phys. Lett. B* 521 (2001) 87 [arXiv:hep-th/0109122]
6. Justin F. Vasquez-Poritz [arXiv:hep-th/0803.2890].
7. K. Bitaghsir Fadafan, [arXiv:hep-th/0803.2777], *JHEP* 0812:051 , 2008.
8. K. Bitaghsir Fadafan, [arXiv:hep-th/0809.1336].

انتشار موج الکترومغناطیسی در یک چگالیده بوز-اینشتین تغییر شکل یافته

زهرا حق شناس فرد^۱، محمد حسین نادری^۲، محمود سلطان الکتابی^۳

^۱گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

^۲گروه پژوهشی اپتیک کوانتمی، گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده

در این مقاله، با در نظر گرفتن یک چگالیده بوز-اینشتین تغییر شکل یافته‌ی گازی متصل از اتم‌های سه ترازی، امکان کنترل کوک پل‌دیر سرعت گروه یک پرتولی گمانه‌ی ضعیف را در آن محیط در حضور تقریب موج چرخان و نیز در غیاب آن بررسی می‌کنیم، برخورد بین اتم‌ها را به عنوان یک مثال تحقیق پذیر فیزیکی از تغییر شکل کوانتمی در نظر می‌گیریم. نشان می‌دهیم که با تغییر پارامترهای آهنگ برخورد K ، تعداد کل اتم‌های چگالیده N و پارامتر اختلالی پاسخ موج چرخان Λ ، رفتار فرونوری و فرانوری سرعت گروه پرتولی گمانه تقویت می‌شود.

پس از نخستین تحقق تجربی چگالیده بوز-اینشتین [۱]، بررسی ویژگی‌های چگالیده توجه فراینده‌ی بسیاری از فیزیکدان‌ها را به خود جلب کرد. در یک چگالیده با کاهش تعداد ذرات، جبر حاکم بر بوزون‌ها ضمن انحراف از جبر بوزونی استاندارد از یک جبر تغییر شکل یافته پیروی می‌کند [۲]. از مهمترین ویژگی‌های بوزون‌ها تغییر شکل یافته ارتباط آنها با برخی پدیده‌های اپتیک غیر خطی [۳] است. در این میان به ویژه بررسی اثر پدیده‌های غیر خطی بر انتشار موج الکترومغناطیسی در یک چگالیده بوز-اینشتین در چارچوب رهیافت تغییر شکل کوانتمی می‌تواند مسیر مناسبی را برای آشکار سازی اثرهای مزبور فراهم آورد. امکان انتشار فرونوری تا فرانوری پرتولی نور در یک سامانه‌ی چگالیده بوز-اینشتین تغییر شکل یافته [۴]، امکان موثر کنترل سرعت گروه در سامانه در غیاب تقریب موج چرخان [۵]، مطالعه‌ی بیناب نور پراکنده شده [۶] و اثر برخورد بین اتم‌ها در نشر خود به خود از سامانه [۷] از جمله مهمترین نتایجی هستند که با فعالیتهای پژوهشی انجام یافته در گروه پژوهشی اپتیک کوانتمی دانشگاه اصفهان به دست آمده‌اند. در اینجا به عنوان نمونه، انتشار نور در یک چگالیده بوز-اینشتین تغییر شکل یافته در حضور تقریب موج چرخان و نیز در غیاب این تقریب را مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

یک چگالیده از اتم‌های سه ترازی با پیکربندی بیناب نمایی Λ را در نظر می‌گیریم که با یک میدان گمانه با بسامد ω_p و یک میدان دمتشی با بسامد ω_c برهمکنش می‌کند. عملگرهای آفرینش \hat{a}^+ و نابودی \hat{a} را برای موج گمانه و عملگرهای بوزونی استاندارد \hat{b}, \hat{b}^+ را برای چگالیده معرفی می‌کنیم. در چارچوب کواتش دوم و با اعمال تقریب‌های بوگلیوبوف و موج چرخان و با در نظر گرفتن عملگرهای فونونی گاردینر که به طور ذاتی تغییر شکل یافته هستند [۴] و با در نظر گرفتن اثر برخورد بین اتم‌ها در چگالیده به عنوان مثال خاصی از تغییر شکل کوانتمی، هامیلتونی سامانه را می‌توان به شکل زیر نوشت [۴]

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_p(\hat{a}^+\hat{a} + \hat{b}^+\hat{b}) + \hbar K_1(\hat{a}\hat{b}^+ + \hat{a}^+\hat{b}) + \hbar[\frac{\omega_p}{2} + \Delta](\hat{b}^+\hat{b}) + \hbar[\frac{3\omega_p}{2} + \Delta](-\frac{1}{N} + \kappa')\hat{b}^+\hat{b}^+\hat{b}\hat{b} + \\ & \hbar K_1(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N})(a\hat{b}^+\hat{b}^+\hat{b} + \hat{a}^+\hat{b}^+\hat{b}\hat{b}) + \hbar K_2[(\hat{a}\hat{a}^+\hat{a}\hat{b}^+ + \hat{a}^+\hat{a}\hat{a}^+\hat{b}) + (\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N})(\hat{a}\hat{a}^+\hat{a}\hat{b}^+\hat{b}^+\hat{b} + \hat{a}^+\hat{a}\hat{a}^+\hat{b}^+\hat{b}\hat{b})]. \end{aligned} \quad (1)$$

جمله‌ی غیر خطی چهارم در هامیلتونی (۱) برهمکنش اتم-اتم و جمله‌های غیر خطی پنجم و آخر برهمکنش اتم-فوتون را نشان می‌دهند. در اینجا K_1, K_2 ثابت‌های جفت شدگی و $\kappa' = \kappa/2\omega_p$ (آهنگ برخورد بین اتمها) است. با استفاده از معادله $P = -\left\langle \frac{\partial \hat{H}}{\partial E^*} \right\rangle$ (قطبش محیط و E دامنه میدان الکتریکی موج گمانه است) پذیرفتاری‌های مرتبه اول، سوم و پنجم را به صورت زیر

به دست می‌آوریم (پذیرفتاری‌های مرتبه‌های بالاتر صفر بوده دست می‌آیند) [۴]

$$\begin{aligned} \chi^{(1)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^2 \varepsilon_0} \left\{ \left(\frac{\omega_p}{2} + \Delta \right) + \left(\frac{3\omega_p}{2} + \Delta \right) \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) \left[-\frac{1}{2} + 2n_e \right] - \right. \\ K_1 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) + K_2 + K_2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \left[\frac{1}{2} n_e (n_e - 1) + \frac{1}{2} n_e \right], \\ \chi^{(3)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^4 \varepsilon_0} \left\{ \left(\frac{3\omega_p}{2} + \Delta \right) \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) + 2K_1 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) + 2K_2 + K_2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \left[-1 - n_e \right] \right\}, \\ \chi^{(5)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^6 \varepsilon_0} \left\{ \frac{3}{2} K_2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

که در آنها، n_e تعداد اتم ها در تراز برانگیخته است. علاوه بر این، پذیرفتاری کل چگالیده در بسامد موج گمانه که شامل جملات خطی و غیر خطی است را به صورت زیر می نویسیم

$$\chi = \chi^{(1)}(\omega_p) + \chi^{(3)}(\omega_p) |E(\omega_p)|^2 + \chi^{(5)}(\omega_p) |E(\omega_p)|^4 = \chi^{(1)}(\omega_p) + \chi^{(nl)}(\omega_p). \quad (3)$$

ضریب شکست $n(\omega_p)$ از طریق معادله $n(\omega_p) = \sqrt{1 + \chi(\omega_p)}$ با پذیرفتاری محیط $\chi(\omega_p)$ ارتباط دارد و ضریب شکست گروه نیز به صورت $n_g = n(\omega_p) + \omega_p \frac{dn(\omega_p)}{d\omega_p}$ تعریف می شود.

حال به بررسی نتایج عددی مساله می پردازیم. برای مثال چگالیده ای اتمهای سدیم را در نظر می گیریم. چگالی اتمها $\frac{N}{V} = 3.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ و شدت موج گمانه $I_p = \frac{80 \mu W}{\text{cm}^2}$ [۴] است. برای مشاهده ای اثر برخورد بین اتم ها در چگالیده، در شکل ۱a ضریب شکست گروه را به صورت تابعی از وادنیدگی Δ برای سه مقدار مختلف پارامتر تغییر شکل K' رسم کرده ایم ($N = 10^{14}$). نقطه ای صفر ضریب شکست گروه، امکان مشاهده ای سرعتهای فرانوری را نشان می دهد. مطابق شکل، سرعت گروه پرتوی گمانه از فرونوی را به فرانوری تغییر می یابد و با افزایش آهنگ برخورد K رفتارهای فرونوی و فرانوری سرعت گروه تقویت می شود، زیرا با افزایش آهنگ برخورد غیر خطیت سامانه افزایش می یابد (شکل ۱b). در شکل ۱b بخش حقیقی پذیرفتاری غیر خطی کل چگالیده $\chi^{(nl)}$ را بر حسب Δ برای سه مقدار مختلف K' رسم کرده ایم. همانطور که دیده می شود، غیرخطیت با افزایش K' فرونوی می یابد. برای مشاهده ای اثر تعداد ذرات N به ازای یک مقدار معین K ، ضریب شکست گروه را بر حسب Δ برای سه مقدار مختلف N رسم کرده ایم (شکل ۲a). بیشترین اثر انتشار فرونوی و فرانوری برای مقادیر بزرگتر $N/1 = \eta$ اتفاق می افتد، زیرا با افزایش پارامتر η همانطور که در شکل ۲b نشان داده شده است، غیرخطیت افزایش می یابد.

حال تقریب موج چرخان را کنار می گذاریم و به بررسی انتشار نور در چگالیده ای تغییر شکل یافته می پردازیم. در غیاب تقریب موج چرخان، هامیلتونی موثر به شکل زیر در می آید [۵].

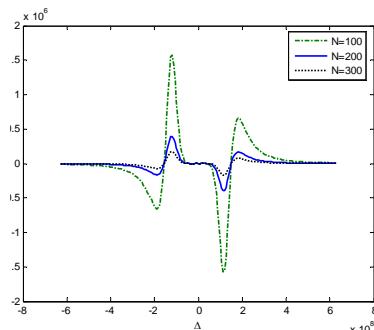
$$\begin{aligned} H &= \hbar \omega_p (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b}) + \hbar K (\hat{a} \hat{b}^\dagger + \hat{a}^\dagger \hat{b}) + \hbar \left[\frac{\omega_p}{2} + \Delta \right] (\hat{b}^\dagger \hat{b}) + \hbar \left[\frac{3\omega_p}{2} + \Delta \right] \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) \hat{b}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{b} \hat{b} \quad (4) \\ &+ \lambda k \hbar [\hat{b}^\dagger \hat{b} \hat{a}^\dagger \hat{a} + (-\frac{1}{N} + \kappa') \hat{b}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{b} \hat{b} \hat{a}^\dagger \hat{a}] + \hbar K \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) (a \hat{b}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{b} \hat{b}) + \\ &- \hbar \lambda^2 K (\hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{b}^\dagger + \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger) - \hbar \lambda^2 K \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) (\hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{b}). \end{aligned}$$

همانطور که دیده می شود پارامتر پاسخ چرخان λ باعث حضور جمله های غیر خطی در سامانه شده است.

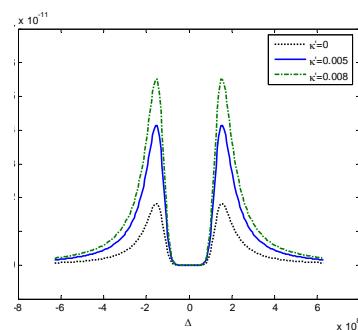
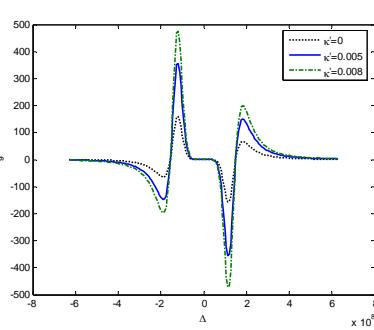
بدینسان پذیرفتاری های مرتبه اول، سوم و پنجم را به صورت زیر به دست می آوریم [۵].

$$\begin{aligned} \chi^{(1)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^2 \varepsilon_0} \left\{ \left(\frac{\omega_p}{2} + \Delta \right) + \left(\frac{3\omega_p}{2} + \Delta \right) \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) \left[-\frac{1}{2} + 2(j+m) \right] - \frac{\lambda k}{2} + \right. \\ \lambda k \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) \left[\frac{1}{4}(j-m)^2 - \frac{1}{2}(j-m) + \frac{1}{2} \right] - K \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) - K \lambda^2 - K \lambda^2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \left[\frac{1}{2}(j-m)^2 \right] + \\ \chi^{(3)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^4 \varepsilon_0} \left\{ \left(\frac{3\omega_p}{2} + \Delta \right) \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) + \lambda k + \lambda k \left(-\frac{1}{N} + \kappa' \right) \left(\frac{j-m}{2} - \frac{3}{2} \right) + 2K \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) - 2K \lambda^2 + K \lambda^2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \left[1 + (j-m) \right] \right\}, \\ \chi^{(5)}(\omega_p) &= \frac{-\hbar}{\varepsilon^6 \varepsilon_0} \left\{ \frac{3}{2} k \lambda \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) - \frac{3}{2} K \lambda^2 \left(\frac{\kappa'}{2} - \frac{1}{2N} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

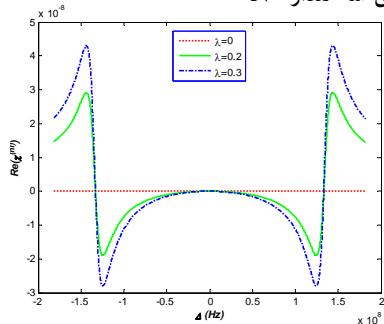
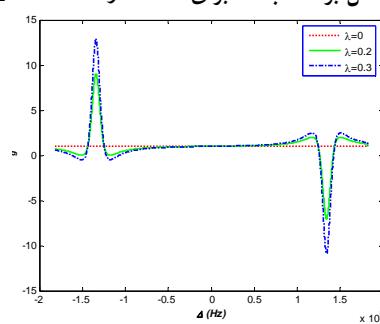
در شکل ۳a ضریب شکست گروه را به صورت تابعی از وادنیدگی Δ برای سه مقدار مختلف پارامتر λ رسم کرده ایم ($N = 10^6$). مطابق شکل با افزایش λ رفتارهای فرونوی و فرانوری سرعت گروه تقویت می شود، زیرا با افزایش λ غیر خطیت سامانه افزایش می یابد (شکل ۳b). در شکل ۳b بخش حقیقی پذیرفتاری غیر خطی کل چگالیده $\chi^{(nl)}$ را بر حسب وادنیدگی Δ برای سه مقدار مختلف λ رسم کرده ایم. همانطور که دیده می شود غیرخطیت با افزایش λ فزونی می یابد.



شکل ۲a: ضریب شکست گروه بر حسب

 N برای سه مقدار Δ

 شکل ۲b: قسمت حقیقی پذیرفتاری غیر خطی کل بر حسب Δ' برای سه مقدار مختلف κ'


شکل ۳a: ضریب شکست گروه بر حسب

 Δ برای سه مقدار مختلف N

 شکل ۳b: قسمت حقیقی پذیرفتاری غیر خطی کل بر حسب Δ برای سه مقدار λ


شکل ۳c: ضریب شکست گروه بر حسب

 Δ برای سه مقدار مختلف λ

نتیجه گیری

در این مقاله، به بررسی انتشار یک موج گمانه‌ی ضعیف در چگالیده‌ی بوز-اینشتین تغییر شکل یافته مت Shank از اتمهای سه ترازی در حضور و در غیاب تقریب موج چرخان پرداخته ایم. مهمترین نتایج به دست آمده عبارتند از:

۱- ایجاد غیر خطیت در سامانه به دلیل حضور فوتون‌های مجازی حاصل از کنار گذاشتن تقریب موج چرخان

۲- افزایش غیر خطیت با افزایش مقادیر پارامترهای λ , K و η که منجر به تقویت رفتار فرونوری و فرانوری سرعت گروه می‌شود
نویسنده‌گان تشکر خود را از معاونت تحصیلات تکمیلی دانشگاه اصفهان اعلام می‌دارند.

مرجع‌ها

3. M. H. Anderson, *et. al.*, Science **269**, 198 (1995).
4. Yu-Xi. Liu, C. P. Sun, S. X. Yu and D. L. Zhou, Phys. Rev. A **63**, 023802 (2001).
5. M. H. Naderi, M. Soltanolkotabi and R. Roknizadeh, J. Phys. Soc. Japan, **73**, 2413 (2004)
6. Z. Haghshenasfard, M. H. Naderi, and M. Soltanolkotabi, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 165501(2008).
7. Z. Haghshenasfard, M. H. Naderi, and M. Soltanolkotabi. arXiv: 0802. 3503 (submitted).
8. Z. Haghshenasfard, M. H. Naderi, and M. Soltanolkotabi arXiv:0807.1910 (submitted).
9. Z. Haghshenasfard, M. H. Naderi, and M. Soltanolkotabi J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42** 065505 (2009).

گسیل تابش گرانشی از اتصال ریسمانهای کیهانی

شهرام خسروی^۱، حسن فیروزجاهی^۲، رابرت برندنبیرگر^۳، جوهانا کروبی^۴

^۱دانشگاه تربیت معلم تهران، گروه فیزیک

^۲پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، پژوهشگاه نجوم

^۳پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، پژوهشگاه فیزیک

^۴دانشگاه مک‌گیل، دپارتمان فیزیک

چکیده

در این مقاله فرمالیزم محاسبه تابش گرانشی گسیل شده از اتصال ریسمانهای کیهانی ارائه می‌شود و از آن در مورد حالت ساده ریسمانهای که در یک صفحه قرار دارند و اختلال اولیه روی یکی از آنها منتشر می‌شود، استفاده می‌گردد. اثر قطبش و بازکنش تابش گرانشی روی ساختار ریزمقیاسی ریسمانها نیز مورد بررسی قرار می‌گیرد.

در سالهای اخیر در اثر مطرح شدن مدل‌های تورم شامه‌ای، توجه فیزیکدانان دوباره به ریسمانهای کیهانی معطوف شده است. در مدل‌های جدید برخلاف ریسمانهای کلاسیک، امکان به وجود آمدن اتصال بین ریسمانها در شبکه‌های ریسمان کیهانی وجود دارد [۱]. گسیل تابش گرانشی از حلقه‌ها و گوشه‌های ریسمانهای کیهانی پیش از این مورد بررسی قرار گرفته است [۲]. یک ریسمان کیهانی مستقیم و بی‌نهایت گسیل گرانشی ندارد زیرا برای گسیل باید اختلالهای رونده به راست و چپ هر دو روی جهان‌رویه ریسمان وجود داشته باشند. اما در شبکه ریسمانها طبیعی است که انتظار داشته باشیم اختلالات با طول موجه‌ای مختلف ناشی از دورانهای اولیه روی جهان‌رویه ریسمان به وجود بیایند. مخصوصاً تابش گرانشی ناشی از قطار موجه‌ای رونده به راست و چپ با طول موج و دامنه‌های متفاوت در [۳] بررسی و نشان داده شده که وقتی طول موج و دامنه قطارهای موج با یکدیگر قابل مقایسه باشد، گسیل موج گرانشی عمده‌تاً از همانگهای پایین‌تر و متناسب با فرکانس قطار موج است. پس اختلالهای فرکانس بالا زودتر از اختلالهای فرکانس پایین‌میرا می‌شوند.

اکنون با توجه به اینکه تشکیل اتصال یکی از خصوصیات شبکه ابرریسمانهای کیهانی است ما در این مقاله تابش گرانشی از اتصال ریسمانها را مطالعه می‌کنیم و نشان می‌دهیم وجود اتصال باعث مخلوط شدن اختلالهای رونده به چپ و راست می‌شود که شرط لازم برای گسیل تابش گرانشی است. در این بررسی سه ریسمان نیمه بی‌نهایت را که در یک اتصال ساکن به وصل می‌شوند در نظر می‌گیریم. مختصات روی جهان‌رویه هر یک از ریسمانها، یک مختصه زمانی τ و یک پارامتر طول ریسمان s است. متريک القا شده روی هر ریسمان به صورت زیر است

$$\gamma_{ab} = g_{\mu\nu} \partial_a X_i^\mu \partial_b X_i^\nu \quad (1)$$

که در آن شاخصهای a و b معرف متغیرهای جهان‌رویه و i نشان‌دهنده موقعیت ریسمان i در فضازمان چهار بعدی است. همچنین در پیمانه زمان همدیس کار می‌کنیم که منجر به روابط زیر می‌شود

$$\dot{x}_i \cdot x'_i = 0, \quad \dot{x}_i^2 + x_i'^2 = 1 \quad (2)$$

کنش مربوط به این سیستم به شکل زیر است

$$s = - \sum \mu_i \int dt d\sigma \sqrt{-|\gamma_i|} \theta(s_i(t) - \sigma) \quad (3)$$

که در آن دترمینان متريک جهان‌رویه برای ریسمان i است. همچنین مکان اتصال روی ریسمان i ام را با دهیم. از این کنش تانسور انرژی تکانه به دست می‌آید:

$$T^{\mu\nu}(x) = \sum_i \mu_i \int dt d\sigma (\dot{X}^\mu \dot{X}^\nu - X'^\mu X'^\nu) \theta(s_i(t) - \sigma) \delta^{(4)}(x - X_i) \quad (4)$$

اکنون با این فرض اولیه که طول قطار موج مربوط به اختلال کوچک باشد می‌توانیم از فرمالیزم انرژی گسیل شده توسط یک چشمۀ موج گرانشی نقطه‌ای طبق رابطه زیر [۴] استفاده کنیم

$$\frac{dE}{d\Omega} = 2G \int_0^\infty d\omega \omega^2 \left[T^{kv^*}(k) T_{kv}(k) - \frac{1}{2} |T_k^v(k)|^2 \right] \quad (5)$$

که توان گسیلی در جهت \mathbf{k} برای واحد زاویه فضایی را می‌دهد و در آن G ثابت گرانش نیوتون و تبدیل فوریۀ تانسور انرژی تکانه است. در پیمانۀ انتخاب شده معادله حرکت ریسمان به صورت زیر

$$\dot{X}^\mu - X'^\mu = 0 \quad (6)$$

است که جواب آن را می‌توان به شکل ترکیب مودهای رونده به راست و چپ نوشت:

$$X_i^\mu = \frac{1}{2} (a_i^\mu(v) + b_i^\mu(u)), \quad a_i'^2 = b_i'^2 = 0 \quad (7)$$

همچنین برای تابع پله نیز از تبدیل فوریۀ آن استفاده می‌کنیم: که در آن

$$\theta(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dl e^{ilx}}{l - is}, \quad s \rightarrow 0^+ \quad (8)$$

اکنون با توجه به تعاریف و قراردادهای بالا، برای بدست آوردن توان گسیل شده باید انتگرال زیر را حساب کنیم

$$T^{\mu\nu}(k) = \sum_j \frac{\mu_j}{8\pi 2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dl}{l - is} (A_j^\mu(k, l) B_j^\nu(k, l) + A_j^\nu(k, l) B_j^\mu(k, l)) \quad (9)$$

که در آن

$$A_j^\mu(k, l) \equiv \int_{-L/2}^{L/2} dv a_j^\mu(v) \exp[ik \cdot a_j(v)/2 - ilv/2] \quad (10)$$

$$B_j^\mu(k, l) \equiv \int_{-L/2}^{L/2} du b_j^\mu(u) \exp[ik \cdot b_j(u)/2 - ilu/2] \quad (11)$$

که L طول فیزیکی ریسمان است و عملاً می‌توان آن را برابر با طولی گرفت که قطار موج در آن مرکز است. حال با استفاده از این فرمالیزم تابش گرانشی ناشی از اختلال منتشر شده در امتداد ریسمان را بدست می‌آوریم. نماد گذاری را به شکل اختلال کوچکی که با تابع اصلی جمع می‌شود نمایش می‌دهیم. مثلاً

$$\delta T^{\mu\nu} = \sum_i \frac{\mu_i}{8\pi 2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dl}{l - is} (\delta A_i^\mu \delta B_i^\nu + \delta A_i^\nu \delta B_i^\mu) \quad (12)$$

که

$$\delta A_j^\mu(k, l) \equiv \int_{-L/2}^{L/2} dv e^{ivK_j^l} (\delta a_j^\mu + a_j^\mu ik \cdot \delta a_j/2) \quad (13)$$

و رابطه مشابهی برای وجود دارد. در این معادله

$$K_j^l \equiv K_j^l - l, \quad K_j^l \equiv k \cdot a'_j \quad (14)$$

باز هم به همراه روابط مشابهی برای K -اکنون این روش را برای سه مثال متفاوت به کار می‌بریم:

۱- یک ریسمان نیمه بی‌نهایت با انتهای متصل به دیوار

جوابهای مختل نشده و همراه با اختلال را از روابط زیر بدست می‌آوریم

$$a^{\mu} = (1, \mathbf{e}), \quad b^{\mu} = (-1, \mathbf{e}) \quad (15)$$

$$\delta a^{\mu} = \epsilon_a \mathbf{f} \cos(\kappa_a v), \quad \delta b^{\mu} = \epsilon_b \mathbf{f} \cos(\kappa_b u) \quad (16)$$

که در آن \mathbf{e} بردار یکه در امتداد ریسمان است. اگر برای سادگی دامنه و فرکانس اختلالهای رونده به راست و چپ را مساوی و ریسمان را در امتداد محور Z در نظر بگیریم خواهیم داشت

$$K_+ = \omega(1 - \cos \theta), \quad K_- = -\omega(1 + \cos \theta) \quad (17)$$

و آنگاه برای توان گسیلی در واحد طول ریسمان

$$\frac{dP}{dl} = \frac{G\mu_1^2 \pi}{8} \epsilon_a^4 K_a \quad (18)$$

-۲- اتصال ساکن سه ریسمان

در این حالت با فرض اینکه ریسمانها در صفحه XY قرار داشته و اتصال آنها ساکن است، خواهیم داشت

$$\frac{dP}{dl} = \frac{G\mu_1^2 \pi v_1^2}{16 \mu^2} \epsilon^4 K \quad (19)$$

که در آن

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3 \quad v_1 = \mu_2 + \mu_3 - \mu_1 \quad (20)$$

-۳- اتصال متحرک سه ریسمان

می‌توان نشان داد که جواب در این حالت نیز مانند حالت قبل طبق رابطه (19) بدست می‌آید.

نتیجه گیری

به طور خلاصه می‌توان نتیجه گیری کرد تابش گرانشی گسیل شده از اتصال مستقل از قطبش موج اختلال است و مقدار توان تابشی متناسب با فرکانس موج ورودی است به این معنا که اختلالات با فرکانس بالاتر سریعتر میرا می‌شوند.

مراجع

- [1] T.W.B. Kibble, *Cosmic strings reborn?*, astro-ph/0410073.
- [2] T. Damour and A. Vilenkin, Gravitational radiation from cosmic (super)strings:bursts, stochastic background and observational windows,*Phys. Rev. D* **71** (2005) 063510 [hep-th/0410222].
- [3] X. Siemens and K.D. Olum, Gravitational radiation and the small-scale structure of cosmic strings, *Nucl. Phys. B* **611** (2001) 125 [Erratum ibid. B 645 (2002) 367][gr-qc/0104085].
- [4] S. Weinberg, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*, Wiley, New York U.S.A. (1972).



مشاهده اثرات فیزیک مقیاس های پلانک از طریق تابش زمینه کیهانی

مسلم زارعی^۱

^۱دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

در اینجا با در نظر گرفتن مدلی برای ذره اینفلیتون که دارای تصحیحات ناجابجایی می باشد، ابتدا طیف توانی اولیه را حساب می کنیم، با کمک کد محاسباتی *CosmoMC* و با بهره گیری از جدیدترین داده های تابش زمینه کیهانی مامواره *WMAP* نشان می دهیم که این طیف توانی جدید مطابقت بهتری با داده های تجربی دارد. مطالعه داده های توزیع کهکشانی نیز نتیجه ای مشابه به دست می دهد. در ادامه نشان می دهیم که اثرات فیزیک مقیاس های پلانک را می توان با در نظر گرفتن اینفلیتون ها به صورت سیالی که دارای چسبندگی است نیز توضیح داد.

ممکن است که تورم از مقیاس هایی شروع شده باشد که در آن مقیاس طول از مرتبه طول پلانک باشد. بنابراین طبیعی است که در این صورت باید بتوان اثرات آن را بر تابش زمینه کیهانی مشاهده نمود. بر اساس روشی که در [1] بیان شده به خاطر اینکه ما فیزیک ناحیه ای که اثرات فیزیک مقیاس های پلانک مهم می شوند را نمی شناسیم بنابراین نمی توان حالت خلا اولیه را تعریف کرد. دانستن حالت خلا اولیه برای حل کردن معادله تحول اختلالات اسکالار و یا تانسوری متريک لازم است. فرض کنید اثرات فیزیک پلانک از مقیاس انرژی Λ شروع شوند. بنابراین اگر تا قبل از این مقیاس، حالت خلا اولیه چیزی مثل یک موج تخت بوده باشد و تورم از مقیاس هایی قبل از Λ شروع شده باشد، بنابراین پس از این مقیاس در مورد خلا نمی توان اظهار نظری کرد. این باعث می شود که حل معادله تحول با ابهام رو برو شود. حالت خلا به صورت کلی زیر در نظر گرفته می شود

$$U_k^{II}(\eta) \approx \frac{\alpha_k}{\sqrt{2k}} e^{-ik(\eta-\eta_0)} + \frac{\beta_k}{\sqrt{2k}} e^{ik(\eta-\eta_0)} + \dots$$

که ضرایب آن باید تعیین شوند. با در نظر گرفتن این ابهام طیف توانی ای به دست می آید که تطبیق بهتری با داده ها به دست می آید. در این مقاله ما با در نظر گرفتن یک مدل تورمی که تصحیحات ناجابجایی دارد به طیف توانی ای می رسیم که با داده های CMB بهتر از مدل معمولی تطابق دارد.

اثرات ناجابجایی بر تورم

برای اینکه یک نظریه میدان اسکالار ناجابجایی خوش تعریف داشته باشیم قسمت انرژی جنبشی آن را باید تصحیح نمود [2]. به این ترتیب ما قسمت آزاد منش ذرات اینفلیتون را به صورت زیر می نویسیم

$$S_{kin}[\phi] = \int d^4x \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{\Omega^2}{2} \tilde{x}^\mu \phi_\mu \right)$$

که در اینجا $\Omega \in (0,1)$ ، $\tilde{x}_\mu = 2\theta^{-1}_{\mu\nu} x^\nu$ و $\theta_{\mu\nu}$ پارامتر ناجابجایی می باشد. در پیمانه طولی اختلالات اسکالار را به صورت زیر وارد متريک می کنیم

$$ds^2 = a^2(\eta)[(1 + 2\Phi(\eta, x))d\eta^2 - (1 - 2\Psi(\eta, x))dx \cdot dx]$$

که اگر عامل تنیش ناهمسانگرد وجود نداشته باشد $\Psi = \Phi$. همچنین افت و خیز های کوانتومی متريک را حول یک میدان زمینه کلاسیک به صورت زیر در نظر می گیریم

$$\varphi(\eta, x) = \varphi_0(\eta) + \delta\varphi(\eta, x)$$

اکنون می توان متغیر جدیدی تعریف کرد که افت و خیز های $\delta\varphi$ و Φ را با هم ترکیب کند

$$v = a(\delta\varphi + \frac{\varphi}{\mathcal{H}}\Phi) \equiv z\mathcal{R}$$

در اینجا $\mathcal{R} \equiv -\sqrt{2k}v$. $\mu_s = \frac{\varphi'}{\mathcal{H}}$ را نیز اختلال خمینه می نامند. با تعریف

در تصویر شرودینگر داریم

$$\mu_s(\eta, x) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int d^3 k [U_k^{II}(\eta) \hat{a}_k e^{ik \cdot x} + U_{-k}^{II*}(\eta) \hat{a}_{-k}^\dagger e^{-ik \cdot x}]$$

معادله تحول مدهای U در فضای فاز به صورت زیر در می آید

$$U''_k(\tau) + (\kappa^2 + \tau^2)U_k(\tau) = 0$$

که

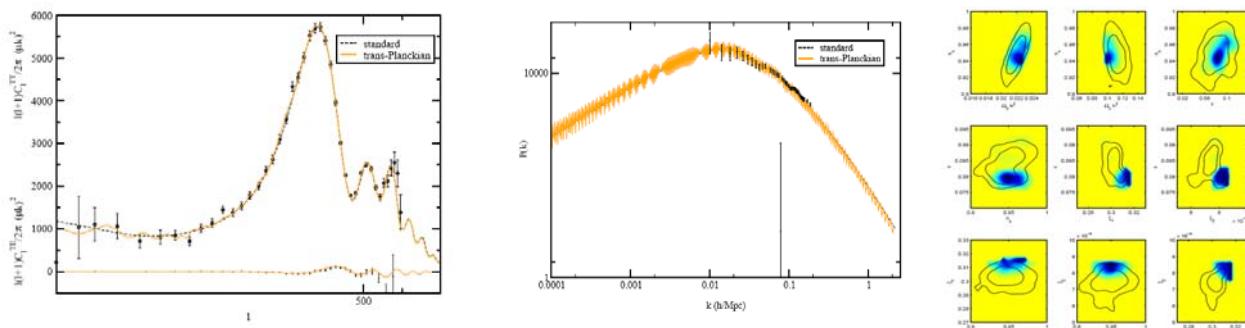
$$U_k(\tau) = \left(\frac{\sqrt{2}}{\theta}\right)^{\frac{1}{2}} U_k(\eta) \quad \tau = \frac{(2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\theta}} \eta \quad \kappa^2 = \sqrt{2}\theta k^2$$

جواب های این معادله توابع سهمی وار استوانه ای می باشند. از روی آن می توان طیف توانی اولیه را به دست آورد که به صورت زیر است

$$P(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*}\right)^{n_s-1} \left(1 + \xi_1 \left(\frac{k}{k_*}\right)^{-\epsilon} \cos\left(\pi/4 + \frac{\epsilon}{\xi_2} \left(\frac{k}{k_*}\right)^\epsilon\right) + \dots\right)$$

تحلیل عددی

در این بخش به تحلیل عددی نتیجه به دست آمده برای طیف توانی جدید می پردازیم. به طور کلی کاری که ما انجام میدهیم این است که با کمک کد محاسباتی CosmoMC (یا کد مونته کارلوی کیهان شناسی) تابع طیف توانی $P(k)$ را با جدیدترین داده های تجربی CMB که از ماهواره WMAP به دست آمده برآش می کنیم. کد پارامتری به نام χ^2 را محاسبه می کند که هر چه کمتر باشد به این معناست که برآش با داده ها بهتر انجام شده است.



شکل ۱: الف) نمودار طیف توانی زاویه ای (نقاط داده های WMAP می باشند) ب) طیف توانی مادی (نقاط توزیع کهکشانی را نشان می دهند) ج) پریندها حدود اطمینان ۹۵٪ و ۶۸٪ را نشان می دهند.

نتایجی که کد در اختیار ما قرار می دهد نشان می دهد که χ^2 در نظریه جدید تصحیح شده کمتر از نظریه تورمی معمولی می شود. افت و خیزها یا ناهمسانگردی در دمای تابش زمینه را می توان بر حسب هارمونیک های کروی بسط داد

$$\frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

حال طیف توانی اولیه محاسبه شده از طریق کمیتی به نام طیف توانی زاویه ای C_l به نامسانگردی تابش زمینه مربوط می شود. کد با در نظر گرفتن قطبش تابش زمینه، طیف توانی C^{TE} و C^{TT} را محاسبه می کند. طیف توانی زاویه ای افت و خیز های دمایی که از نظریه جدید و نظریه تورمی به دست می آیند را در شکل ۱ رسم کرده ایم. همانطور که مشاهده می شود تفاوت آنها در I های کوچکتر از ۱۰۰ است. بستگی طیف توانی به پارامترهای کیهان شناسی به ما این امکان را می دهد که با مقایسه طیف توانی ای که نظریه جدید پیش بینی می کند و داده های تجربی، این پارامترها را تعیین کرد. تعیین پارامترها یک کار کاملاً مفصل است. این کار با کمک کد انجام می شود. نتایج در جدول ۱ آمده اند.

ξ_1	$\xi_2 \times 10^4$	h	$\Omega_b h^2$	$\Omega_c h^2$	Ω_Λ	τ	$A_s \times 10^{10}$	ϵ	n_s	$\chi^2/d.o.f.$
۰	-	۰.۷۱	۰.۰۲۳	۰.۱۱	۰.۷۳	۰.۰۸۳	۲۱.۲۲	-	۰.۹۶	۲۶۵۸.۴۸/۱۴۵۲
۰.۳۰۹	۸.۱۴	۰.۷۲	۰.۰۲۲	۰.۱۱	۰.۷۵	۰.۰۸۹	۲۱.۰۳	۰.۰۷۹۸	۰.۹۵	۲۶۴۹.۹۶/۱۴۵۶

جدول ۱ : تعیین پارامترها

بررسی تورم همراه با چسبندگی

در ادامه ما به بررسی مدل های تورمی خاصی می پردازیم که تشکیل سیالی با چسبندگی بدنهای. معمولاً سیال اینفلیتون ها را یک سیال کامل در نظر می گیرند. اما با مطالعه اثرات فیزیک پلانک بروی تورم ما به این نتیجه رسیدیم که در این سیال باید چسبندگی را نیز در نظر گرفت. با در نظر گرفتن چسبندگی در مدل های تورمی ما طیف توانی را به دست می آوریم و با داده های تجربی مقایسه می کنیم.

نتیجه گیری

در اینجا ما به کنش اینفلیتون تصحیحات ناجابجایی اضافه کردیم و نشان دادیم که نظریه جدید بهتر با داده های تجربی تطبیق پیدا می کند.

مرجع ها

1. U.H. Danielsson, *Phys. Rev. D***66** (2002) 021511.
2. M. Zarei, *Phys. Rev. D***78** (2008) 123502.

امواج غبار شبکه غیر خطی در بلور پلاسمای مغناطیسی شده

مهران شاه منصوری^{۱، ۲}، بیژن فرخی^۲

^۱گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی اراک

^۲گروه فیزیک، دانشگاه اراک

چکیده

انتشار امواج غبار-شبکه در بلور شش گوشی، در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی مورد مطالعه واقع شده است. اثر نیروی لورنتس بر روی دینامیک ذرات غبار، به یک جفت شدگی بین مدهای طولی و عرضی افقی منجر می شود. جفت شدگی از پایین ترین مرتبه (رابطه پاشندگی) ارخ می دهد. همچنین یک دستگاه شامل دو معادله شرودینگر غیر خطی جفت شده، برای دو مولفه افقی از دامنه جابجایی باشد آمده است.

بلورهای غبار بیانگر ساختار پلاسمایی قویا جفت شده و منظم (از لحاظ فضایی) می باشد که غالبا در آزمایشات تخلیه پلاسما رخ میدهد. شکل گیری و دینامیک بلورهای غبار در آزمایشات مختلف مطالعه شده است.^۱ شبکه های غبار گستره وسیعی از مدهای خطی را شامل می شود.^۲ یک اثر غیر خطی معروف که بر انتشار امواج در محیطهای پاشنده غیر خطی حاکم است، ناپایداری مدولاسیونی است. بسته موجی که بصورت مدولاسیونی ناپایدار است، ممکن است در پاسخ به یک اختلال خارجی از بین برود و یا بصورت یک حالت منظم از ساختار جایگزیده (بسته سالیتون) ظاهر شود. این مکانیسم که در زمینه های مختلف فیزیک ظاهر می شود، با تولید هماهنگ فاز و جایگزیدگی انرژی از طریق تحریکهای جایگزیده مرتبط است. اخیرا یک توصیف نظری از مدولاسیون دامنه امواج غیر خطی غبار-شبکه در بلور یوکاو توسط فرخی و همکارانش انجام شده است.^۳.

امواج غبار-شبکه خطی در میدان مغناطیسی خارجی، اخیرا توسط فرخی و همکارانش انجام شده است^{۴، ۵}. کار حاضر توسعه و تعمیم مرجع^۵، به حالت غیر خطی است. در این مقاله ما امواج غبار شبکه غیر خطی را در بلور پلاسمای شش گوشی در حضور میدان مغناطیسی خارجی مطالعه می کنیم. که در آن فقط برهم کش هر ذره با نزدیکترین همسایگانش را به حساب آورده ایم. نیروی بر هم کنش بین ذره ای که بر ذره مرکزی اثر می گذارد از رابطه زیر بدست می آید

$$\vec{F}_{o,i} = -\partial U_{o,i} / \partial \vec{r}_o$$

معادله حرکت برای ذره مرکزی در بلور به صورت زیر است

$$\vec{F} = -\sum_i \nabla U_{o,i} + \vec{F}_E - M\vec{g} - Q\vec{V} \times \vec{B}$$

با استفاده از تکنیک اختلال کاهشی^۶، تعاریف زیر را در نظر می گیریم

$$u = \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots$$

$$v = \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + \dots$$

که در آن توابع u و v در هر مرتبه به صورت حاصل جمع هارمونیکهای مرتبه l است:

$$u_j = u_{j0} + \sum_{l=1}^{\infty} u_{jl} e^{il(kn-\omega t)} + u_{jl}^* e^{-il(kn-\omega t)}$$

$$v_j = v_{j0} + \sum_{l=1}^{\infty} v_{jl} e^{il(kn-\omega t)} + v_{jl}^* e^{-il(kn-\omega t)}$$

یک دستگاه از متغیرهای مستقل کند تغییر، به صورت $(x_1 \hat{i} + y_1 \hat{j} - v_g t_1) = \bar{x} = \varepsilon^2 t_1 = \varepsilon \tau$ در نظر می گیریم. با قرار دادن این

تعاریف در مولفه های معادله حرکت، سعی می شود تا ضرایب توانهای مختلف ε را از معادله حرکت به دست آورد.

از ضریب توان اول ε در معادله حرکت، دو معادله به دست می آید که از حل همزمان آنها می توان رابطه پاشندگی را بدست آورد.

$$\left\{ \begin{array}{l} \{\omega^2 - \frac{k_x^2 a^2}{M} [(c_1 + \frac{c_6}{2}) - \frac{k_x^2 a^2}{12} (c_1 + \frac{c_6}{8})] - \frac{k_y^2 a^2}{M} [\frac{3c_6}{2} - \frac{9k_y^2 a^2 c_6}{96}] + \frac{3k_x^2 k_y^2 a^4 c_6}{16}\} u_{11} \\ + \{\frac{\sqrt{3} a^2 c_9 k_x k_y}{M} [-1 + \frac{a^2}{24} k_x^2 + \frac{a^2}{8} k_y^2] + \frac{i \omega Q B_z}{M}\} v_{11} = 0 \\ \{\frac{\sqrt{3} a^2 n_6 k_x k_y}{M} [-1 + \frac{a^2}{24} k_x^2 + \frac{a^2}{8} k_y^2] - \frac{i \omega Q B_z}{M}\} u_{11} \\ + \{\omega^2 - \frac{k_x^2 a^2}{M} [(n_1 + \frac{n_9}{2}) - \frac{k_x^2 a^2}{12} (n_1 + \frac{n_9}{8})] - \frac{k_y^2 a^2}{M} [\frac{3n_9}{2} - \frac{9k_y^2 a^2 n_9}{96}] + \frac{3k_x^2 k_y^2 a^4 n_9}{16}\} v_{11} = 0 \end{array} \right.$$

این روابط نشان دهنده وجود یک جفت شدگی ناشی از میدان مغناطیسی خارجی، بین دو مد طولی و مد عرضی افقی است.

از ضریب ϵ^2 در معادله حرکت، نیز دو معادله بدست می آید که از حل همزمان آنها بیانی برای سرعت گروه به دست می آید

$$\begin{aligned} \{v_g - \frac{k_x \text{Cos}(\theta) a^2}{M \omega} [(c_1 + \frac{c_6}{2}) - \frac{k_x^2 a^2}{6} (c_1 + \frac{c_6}{8})] - \frac{3k_y \text{Sin}(\theta) a^2 c_6}{2M \omega} [1 - \frac{3k_y^2 a^2}{24}] \\ + \frac{3k_x k_y a^4 c_6}{16 M \omega} [k_x \text{Sin}(\theta) + k_y \text{Cos}(\theta)]\} \frac{\partial \mathbf{U}_{11}}{\partial \xi} + \{\sqrt{3} i a^2 c_9 [-k_x \text{Sin}(\theta) - k_y \text{Cos}(\theta)] \\ + \frac{a^2}{24} (3k_x^2 k_y \text{Cos}(\theta) + k_x^3 \text{Sin}(\theta)) + \frac{a^2}{8} (3k_x k_y^2 \text{Sin}(\theta) + k_y^3 \text{Cos}(\theta))\} - \frac{Q B_z v_g}{2 M i \omega} \} \frac{\partial \mathbf{V}_{11}}{\partial \xi} = 0 \\ \{\sqrt{3} i a^2 n_6 [-k_x \text{Sin}(\theta) - k_y \text{Cos}(\theta)] + \frac{a^2}{24} (3k_x^2 k_y \text{Cos}(\theta) + k_x^3 \text{Sin}(\theta)) \\ + \frac{a^2}{8} (3k_x k_y^2 \text{Sin}(\theta) + k_y^3 \text{Cos}(\theta))\} + \frac{Q B_z v_g}{2 M i \omega} \} \frac{\partial \mathbf{U}_{11}}{\partial \xi} \\ + \{v_g - \frac{k_x \text{Cos}(\theta) a^2}{M \omega} [(n_1 + \frac{n_9}{2}) - \frac{k_x^2 a^2}{6} (n_1 + \frac{n_9}{8})] \\ - \frac{3k_y \text{Sin}(\theta) a^2 n_9}{2M \omega} [1 - \frac{3k_y^2 a^2}{24}] + \frac{3k_x k_y a^4 n_9}{16 M \omega} [k_x \text{Sin}(\theta) + k_y \text{Cos}(\theta)]\} \frac{\partial \mathbf{V}_{11}}{\partial \xi} = 0 \end{aligned}$$

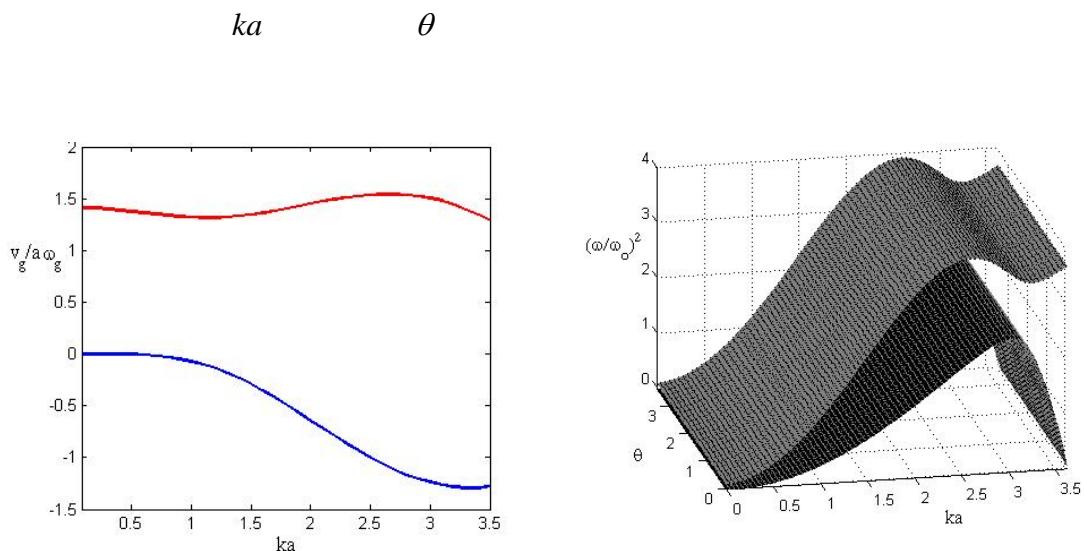
و از ضریب ϵ^3 ، یک دستگاه از معادلات شرودینگر غیر خطی جفت شده، حاکم بر اولین مرتبه از دو مولفه دامنه جابجایی بدست می آید

$$\begin{aligned} i \frac{\partial U}{\partial \tau} - \frac{Q B_z}{2 M \omega} \frac{\partial V}{\partial \tau} + P_u \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} + R_u \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} \\ + U (Q_{1u} |U|^2 + Q_{1u} |V|^2) + V (Q_{3u} |U|^2 + Q_{4u} |V|^2) + Q_{5u} U^* V^2 + Q_{6u} V^* U^2 = 0 \\ i \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{Q B_z}{2 M \omega} \frac{\partial U}{\partial \tau} + P_v \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} + R_v \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} \\ + U (Q_{1v} |U|^2 + Q_{2v} |V|^2) + V (Q_{3v} |U|^2 + Q_{4v} |V|^2) + Q_{5v} U^* V^2 + Q_{6v} V^* U^2 = 0 \end{aligned}$$

که $U = u_{11}$ و $V = v_{11}$ اولین مرتبه از دامنه جابجایی در دو امتداد اصلی بلور است. ضرایب ظاهر شده در دو معادله غیر خطی شرودینگر (P_i و Q_i ها) به عدد موج، پارامتر پوشش و میدان مغناطیسی وابسته است. که علامت این ضرایب تعیین کننده گستره پایداری و یا ناپایداری امواج است.

نتیجه گیری

در این کار انتشار امواج غبار-شبکه‌ی غیر خطی، در یک جهت اختیاری در بلور شش گوشی پلاسمما در نظر گرفته شده است. سپس با استفاده از روش اختلال کاوشی رابطه پاشندگی، سرعت گروه و معادله شرودینگر برای اولین مرتبه از مولفه‌های دامنه جابجایی


 شکل-۱: نودار پاشندگی به ازای $QB/c_i = 0.1$ شکل-۲: سرعت گروه مدهای موج

مرجع ها

- 1-G. Morfill, H. M. Thomas and M. Zuzic, "Advances in dusty plasmas", Eds. P. K. Shukla, D. A. Mendis and T. Desai, World Scientific, Singapore (1997); H. Thomas, G. E. Morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher and D. Mohlmann, Phys. Rev. Lett. **73**, 652 (1994); D. Samsonov, S. Zhdanov, and G. Morfill, Phys. Rev. E **71**, 026410 (2005); S. Nunomura, J. Goree, S. Hu, X. Wang, A. Bhattacharjee, and K. Avinash, Phys. Rev. Lett. 89, 035001 (2002); S. Nunomura, D. Samsonov and J. Goree, Phys. Rev. Lett. 84, 5141 (2000); S. K. Zhdanov, Phys. Rev. E 66, 026411 (2002); S. Nunomura, J. Goree, S. Hu, X. Wang, and A. Bhattacharjee, Phys. Rev. E 65, 066402 (2002); Y. Liu, B. Liu, Y. Chen, S. Z. Yang, L. Wang, and X. Wang, Phys. Rev. E 67, 066408 (2003); W. S. Duan, G. X. Wan, X. Y. Wang and M. M. Lin, Phys. Plasmas 11, 4408 (2004).
- 2-F. Melandso, Phys. Plasmas **3**, 3890 (1996); B. Farokhi, P. K. Shukla, N. L. Tsinsadze, D. D. Tskhakaya, Phys. Lett. A **264**, 318 (1999); B. Farokhi, P. K. Shukla, N. L. Tsinsadze, D. D. Tskhakaya, Phys. Plasmas **7**, 874 (2000); X. Wang, A. Bhattacharjee, and S. Hu, Phys. Rev. Lett. **86**, 2569 (2001); G. Uchida, U. Konopka, and G. Morfill, Phys. Rev. Lett. **93**, 155002 (2004); S. V. Vladimirov, V. V. Yaroshenko and G. E. Morfill, Phys. Plasmas, **13**, 030703 (2006).
- 3-B. Farokhi, M. Shahmansouri and I. Kourakis, Accepted in Phys. Plasmas 25 March (2009).
- 4-B. Farokhi and M. Shahmansouri, Accepted in Phys. Scripta (2009).
- 5-B. Farokhi, M. Shahmansouri and P. K. Shukla, Submitted in Phys. Plasmas (2009).
- 6-I. Kourakis and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **11**, 1384 (2004); I. Kourakis and P. K. Shukla, Phys. Plasmas **11**, 2322 (2004).

ترابرد وابسته به اسپین از طریق یک پیوندگاه تک مولکولی

علیرضا صفارزاده^{۱و۲}

^۱ تهران- خیابان استاد نجات الهی- دانشگاه پیام نور تهران

^۲ تهران- فرمانیه- پژوهشگاه دانشی بینایی- پژوهشکده علوم نانو

چکیده

با استفاده از روش تابع گرین غیرتعادلی و نظریه لاندائرور در رژیم هم‌اووس، امکان ساخت یک دستگاه اسپینترونیک مولکولی که از یک تک مولکول C_{60} ساندویچ شده بین دو الکتروود فرومغناطیس با سطح مقطع معین تشکیل شده است مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که ترابرد الکتروونی وابسته به اسپین از طریق ترازهای انرژی این مولکول و همچنین مقاومت مغناطیسی تونل زنی سیستم به ولتاژ اعمالی و نحوه اتصال مولکول با الکتروودهای فرومغناطیس وابسته است. این ساختار دارای نسبت مقاومت مغناطیسی تونل زنی به بزرگی ۶۰٪ است.

پیشرفت های اخیر در دستکاری مولکول های منفرد یا تعداد کمی از مولکول ها این امکان را فراهم می سازد تا بتوان مولکول ها را به الکتروودهای فلزی متصل کرد و خواص ترابرد الکتروونی آنها را اندازه گرفت. ترابرد الکتروونی از طریق مولکول های منفرد شدیداً به طبیعت و چگونگی اتصال مولکول با الکتروودها وابسته است. مثلاً اگر یک مولکول بطور ضعیفی به الکتروودها متصل شود، بار در مولکول بطور محکمی جایگزینه می شود و ترابرد در رژیم انسداد کولنی رخ می دهد. در حد مخالف، یعنی وقتی که جفت شدگی بین الکتروود و مولکول قوی باشد، به رژیم بالستیک نزدیک می شویم. انتخاب یک پل مولکولی و کنترل دقیق روی اتصالش با الکتروودها، پیش نیاز اصلی برای طراحی و ساخت دستگاههای الکتروونیک تک مولکولی است. در یک چنین ساختاری انرژی اریتال های مولکولی، بویژه بالاترین اریتال مولکولی اشغال شده (HOMO) و پایین ترین اریتال مولکولی اشغال نشده (LUMO) از اهمیت بالایی برای ترابرد الکتروونی از طریق مولکول های آلی منفرد برخوردار است. در بین انواع مختلف مولکول ها، فولرین C_{60} مولکولی مناسب برای پل مولکولی محاسبه می شود [۱]. بعلاوه، نتایج داده های تجربی این باور را بوجود آورده است که مولکول های آلی را می توان برای پیوندگاه های تونلی مغناطیسی ستی استفاده نمود و مقاومت مغناطیسی تونلی بزرگی بدست آورده [۲]. در این آزمایشات با وارد نمودن نانولوله های کربنی [۳]، دستگاههای مزدوج π ^۱ [۴]، پل های مولکولی [۵] و چند لایه ای های آلی خود-آرا^۲ [۲]، ترابرد با اسپین قطبیه از طریق لایه های مولکولی ساندویچ شده بین دو لایه مغناطیسی بررسی شده است.

در این تحقیق، جریان های اسپینی را از طریق یک تک مولکول C_{60} ساندویچ شده بین دو الکتروود فرومغناطیس نیم بی نهایت با ساختار مکعبی ساده و سطح مقطع مربعی محاسبه می کنیم [۶]. با توجه به اینکه رسانش الکترون اساساً توسط قسمت مرکزی پیوندگاه تعیین می شود به همین منظور باید ساختار الکتروونی این قسمت بطور دقیق حل شود. بنابراین معقول به نظر می رسد که هامیلتونی کل سیستم را به صورت زیر تفکیک کنیم:

$$\hat{H} = \hat{H}_L + \hat{H}_C + \hat{H}_R + \hat{H}_T \quad (1)$$

در این رابطه جمله اول و سوم بترتیب هامیلتونی الکتروودهای فرومغناطیس چپ و راست، جمله دوم هامیلتونی مولکول منفرد و جمله آخر برهمکنش بین مولکول با الکتروودها را نشان می دهد. کلیه جملات هامیلتونی در تقریب بستگی قوی نوشته شده است. برای الکتروود ($= L, R$) داریم:

$$\hat{H}_\alpha = \sum_{i_\alpha, \sigma} \epsilon_{i_\alpha} \hat{c}_{i_\alpha, \sigma}^\dagger \hat{c}_{i_\alpha, \sigma} - \sum_{\langle i_\alpha j_\alpha \rangle, \sigma} t_{i_\alpha j_\alpha} \hat{c}_{i_\alpha, \sigma}^\dagger \hat{c}_{j_\alpha, \sigma} \quad (2)$$

^۱ π conjugate systems

^۲ self-assembled

که در آن $\vec{\sigma} \cdot \vec{h}_\alpha = \epsilon_{i_\alpha}$. در اینجا، پارامتر جهش بین همسایه ها یعنی t_{i_α, j_α} برای نزدیکترین همسایه برابر t است و برای دیگر همسایه ها صفر است. همچنین ϵ انرژی مستقل از اسپین در جایگاههای اتمی و $\vec{\sigma} \cdot \vec{h}_\alpha$ - انرژی تبادلی داخلی است که در آن \vec{h}_α نشاندهنده میدان مولکولی در جایگاه i و $\vec{\sigma}$ عملگر اسپین پائولی است. هامیلتونی کل، پراکندگی های غیر الاستیک را در بر ندارد، جریان های اسپینی به ازای ولتاژ بایاس ثابت V_a را از فرمولیندی لاندئور-بیوتیکر مبتنی بر روش تابع گرین غیر تعادلی به صورت زیر محاسبه می کنیم [۷]:

$$I_\sigma(V_a) = \frac{e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} T_\sigma(E, V_a) [f(E - \mu_L) - f(E - \mu_R)] dE \quad (3)$$

که در آن $f(E)$ تابع توزیع فرمی و $\mu_{L(R)} = E_F \pm \frac{1}{2}eV_a$ پتانسیل های شبیایی الکتروودها و $T_\sigma(E, V_a)$ تابع عبور وابسته به انرژی و ولتاژ است و به صورت زیر داده می شود:

$$T_\sigma(E, V_a) = \text{Tr}[\hat{\Gamma}_{L,\sigma}(E - eV_a / 2)\hat{G}_\sigma(E, V_a)\hat{\Gamma}_{R,\sigma}(E + eV_a / 2)\hat{G}_\sigma^+(E, V_a)] \quad (4)$$

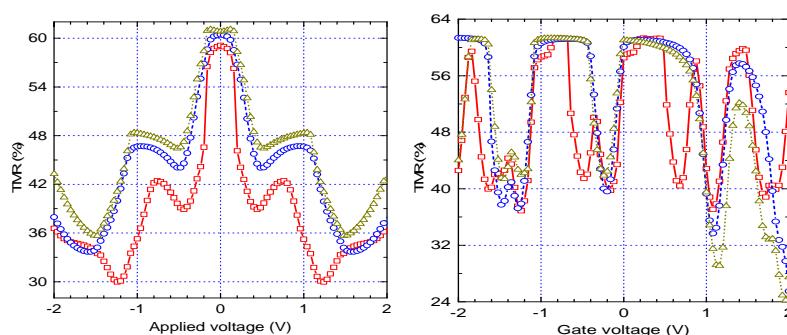
تابع گرین وابسته به اسپین مولکول جفت شده با دو الکتروود مغناطیسی که نقش چشمی و چاهک را به عهده دارند در حضور ولتاژ بایاس به صورت زیر هستند:

$$\hat{G}_\sigma(E, V_a) = [E\hat{I} - \hat{H}_C - \hat{\Sigma}_{L,\sigma}(E - eV_a / 2) - \hat{\Sigma}_{R,\sigma}(E + eV_a / 2)]^{-1} \quad (5)$$

که در این رابطه $\hat{\Sigma}_{L,\sigma}$ و $\hat{\Sigma}_{R,\sigma}$ ماتریس های خود-انرژی را توصیف می کنند و اطلاعات مربوط به ساختار الکتروونی الکتروودها و جفت شدگی آنها با مولکول را در بر دارند. این خود-انرژی ها را به صورت زیر بیان می کنیم:

$$\hat{\Sigma}_{\alpha,\sigma}(E) = \hat{\tau}_{C\alpha,\sigma}\hat{g}_{\alpha,\sigma}(E)\hat{\tau}_{\alpha C,\sigma} \quad (6)$$

که در آن $\hat{\tau}$ ماتریس پرس است که مولکول را با الکتروودها جفت می کند و توسط هندسه پیوند مولکول-الکتروود تعیین می شود. همچنین $\hat{g}_{\alpha,\sigma}$ توابع گرین سطحی الکتروودهای جفت نشده، یعنی الکتروودهای مغناطیسی نیم بی نهایت چپ و راست هستند. با استفاده از ماتریس های خود-انرژی $\hat{\Sigma}_{\alpha,\sigma}$ می توان ماتریس های جفت شدگی $\hat{\Gamma}_{\alpha,\sigma}$ را که به عنوان توابع پهن شدگی نیز معروف است به صورت $\hat{\Gamma}_{\alpha,\sigma} = -2 \text{Im}(\hat{\Sigma}_{\alpha,\sigma})$ نوشت. با محاسبه تابع گرین الکتروودهای فرومغناطیسی و استفاده از روابط فوق می توان تابع گرین کل و سپس ضریب عبور و جریان عبوری از طریق مولکول را بدست آورد. جریان الکتریکی کل از رابطه $I = I_\uparrow + I_\downarrow$ بدست می آید. در این صورت نسبت TMR از تعریف متعارف $\text{TMR} \equiv (I_p - I_a)/I_p$ محاسبه می شود. در اینجا $I_{p,a}$ بترتیب جریان های کل در صفحه بندی های موازی و پادموازی مغناطیش الکتروودها هستند. نتایج محاسبات کامپیوتری برای مقاومت مغناطیسی بر حسب ولتاژ بایاس و ولتاژ گیت در سه جهتگیری مولکول نسبت به اتم های سطحی الکتروودها در شکل ۱ ارائه شده است [۶]. در صفحه بندی موازی، الکتروون های اقلیت (اکثربیت) در سمت چپ ضمن تونل زنی از مولکول، حالتهای خالی اقلیت (اکثربیت) را در الکتروود مقابله جستجو می کنند. لذا در چنین وضعیتی هیچ عدم تقارنی در چگالی حالتهای سطحی وجود ندارد.



شکل ۱: مقاومت مغناطیسی تونل زنی بر حسب ولتاژ بایاس (شکل سمت چپ) و ولتاژ گیت (شکل سمت راست).

اما چنانچه مغناطیش دو الکترود در جهت مخالف باشند، الکترون های اقلیت (اکثیریت) در الکترود مقابل می گردند. در نتیجه، صفت بندی موازی، جریان کل بسیار بالاتری را از طریق مولکول C₆₀ نسبت به نظم پادموازی نشان می دهد. این اختلاف در جریانهای کل منشاء اثر TMR است. نسبت TMR مقدار ماکریم خود را که بزرگتر از 60% است در ولتاژهای پایین دارد. با افزایش ولتاژ اعمالی ابتدا مشاهده می کنیم که مقدار TMR کاهش می یابد. چنین رفتاری شبیه پیوند گاههای تونلی مغناطیسی ستی است. در شکل ۱ اثرات ولتاژ گیت را نیز روی نسبت TMR در حالت اتصالات منفرد و چندگانه نشان داده ایم. اعمال ولتاژ گیت ترازهای مولکولی را نسبت به تراز فرمی الکتروودها جابجا می کند و نتیجتاً ضرایب عبور می توانند به طور قابل ملاحظه ای تغییر کنند. چون جریان الکتریکی به چگالی حالت های مولکولی که بین μ_L و μ_R قرار دارند وابسته است در این صورت با افزایش ولتاژ گیت قله LUMO یا HOMO به داخل پنجۀ انرژی حرکت می کند و در چنین وضعیتی جریان های کل I_p و I_a افزایش می یابند و براین اساس مقاومت مغناطیسی تغییر می کند. نتایج بدست آمده در این تحقیق نشان می دهد که از مولکول C₆₀ می توان در سلول های حافظه [۶] و همچنین به عنوان سوئیچ الکتریکی در جریان نانو مقیاس [۸] استفاده کرد.

- [1] S. Nakanishi and M. Tsukada, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 126801 (2001).
- [2] J. R. Petta, S. K. Slater, and D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 136601 (2004).
- [3] K. Tsukagoshi, B. W. Alphenaar, and H. Ago, *Nature (London)* **401**, 572 (1999).
- [4] T. S. Santos, et al. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 016601 (2007); *Phys. Rev. Lett.* **100**, 226603 (2008).
- [5] M. Ouyang and D. D. Awschalom, *Science* **301**, 1074 (2003).
- [6] A. Saffarzadeh, *J. Appl. Phys.* **104**, 123715 (2008).
- [7] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic System* (Cambridge University Press, 1997).
- [8] A. Saffarzadeh, *J. Appl. Phys.* **103**, 083705 (2008).



مطالعه توابع توزیع پارتون ها در فرایند پراش

سارا طاهری منفرد^۱، علی خرمیان^۲، صدیقه تیز چنگ^۱، فاطمه اربابی فر^۱

^۱گروه فیزیک دانشگاه سمنان، سمنان

^۲پژوهشکده فیزیک ذرات و شتابگرهای مرکز دانش های بنیادی

چکیده

در این مقاله توابع توزیع پارتون پراشیده در چارچوب نظریه QCD اختلالی، با استفاده از داده های اخیر گروه $H1$ مطالعه می شود، همچنین برای توصیف بهتر داده های سهم رژئون ثانویه نیز اعمال می شود. نتایج بدست آمده با نتایج آزمایشگاه سازگاری خوبی دارند.

مقدمه ای بر پراش در فیزیک ذرات

در کسر مشخصی از رویدادهای پراکندگی ناکشسان ژرف حدود ۵-۱۰ درصد پروتون هدف دست نخورده باقی می ماند که این حالت ها پراکندگی ناکشسان ژرف پراشیده نامیده می شود. وجود یک گاف تندی بین پروتون پراکنده شده و حالت نهایی هادرونی X در آن نشان دهنده این است که هیچ عدد کوانتمومی بین فوتون مجازی و پروتون ورودی مبادله نشده است. این وضعیت را می توان ایضطرور توصیف کرد که موجودی که عدد کوانتمومی خلا را حمل می کند بین فوتون مجازی و پروتون تبادل می شود، این موجود پومرون^۳ نام دارد [1]. همچنین تعدادی رژئون^۴ ثانویه اعداد کوانتمومی خلا را حمل می کنند که این سهم در x های کوچک قابل صرفنظر است.

تحلیل QCD

در نظریه QCD اختلالی توابع توزیع پارتون پراشیده^۵ (DPDF) به صورت زیر بیان می شود [2]

$$f_i^{D,p}(x, Q^2, x_p) = f_p(x_p) f_i(\beta = \frac{x}{x_p}, Q^2) \quad (1)$$

$$i = g, q$$

در رابطه بالا $f_i(\beta, Q^2)$ تابع توزیع پارتون و x_p کسر تکانه طولی پروتون است که توسط پومرون حمل می شود و $\beta = \frac{x_B}{x_p}$

کسر تکانه پارتون ضربه خورده درون پومرون است. f_p معروف فاکتور شار پومرون بوده و از رابطه زیر بدست می آید [2]

$$\text{ضریب نرمالیزاسیون} \quad f_p(x_p) = A_p \frac{e^{B_p t}}{x_p^{2\alpha_p(t)-1}} \quad (2)$$

از رابطه $A_p \int_{t_{cut}}^{t_{min}} f_p dt = 1$ در x_p بدلست می آید که در اینجا $x_p = 0.003$ و $t_{cut} = 1.0 GeV^2$ و (t_{min}) می باشد

جرم پروتون است، همچنین $\alpha_p(t) = \alpha_p(0) + \alpha'_p t$ مسیر پومرون است که خطی در نظر گرفته شده و B_p و α'_p از نتایج برآش بدلست می آیند.

فرم پارامتری توابع توزیع پارتون در مقیاس اولیه Q_0^2 به صورت زیر است

$$z f_i^P(z, Q_0^2) = A_i z^{B_i} (1-z)^{C_i} \quad (3)$$

Pomeron³

Reggeon⁴

Diffractive Parton Distribution Function⁵

که در توزیع گلوئونی پارامتر B صفر در نظر گرفته می‌شود، ما در این مقاله از توابع در مقیاس اولیه $Q_0^2 = 1.75 GeV^2$ استفاده می‌کنیم [2].

تحول توزیع پارتون‌ها برای Q^2 ‌های دیگر با استفاده از نتایج حاصل از حل معادلات DGALP امکان پذیر است [3]. از آنجایی که حل معادلات DGLAP و استفاده از نتایج آن در فضای ممتد آسانتر از فضای X است، محاسبات را در فضای ممتد انجام می‌دهیم. با استفاده از تبدیل ملین به فرم زیر می‌توان توزیع پارتون‌ها را در فضای ممتد بدست آورد

$$f^N(Q^2) = \int_0^1 x^{N-1} f(x, Q^2) dx \quad (4)$$

نتایج تحول در فضای ممتد با استفاده از روش معکوس ملین

$$f(x, Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dz I_m[e^{i\phi} x^{-c-z e^\phi} f^{N=c+z e^{i\phi}}(Q^2)] \quad (5)$$

به فضای X برگردانده می‌شود که این محاسبات توسط بسته نرم افزاری PEGASUS که به زبان فرترن نوشته شده است انجام می‌گیرد. این برنامه، معادله تحول پارتون‌ها را با استفاده از حل ماتریس U انجام می‌دهد که ماتریس U یک نام متعارف برای مولفه‌های تکینگی است [4] و با ضرب این توابع توزیع در فاکتور شار توابع توزیع پارتون پراشیده بدست می‌آید.

برای بدست آوردن نتایج بهتر در β ‌های بزرگ و x_p ‌های رژئون ثانویه را نیز مانند پومرون در محاسبات اعمال می‌کنیم [2,5].

بنابراین رابطه ۱ به صورت زیر اصلاح می‌شود

$$f_i^D(x, Q^2, x_p, t) = f_{P/p}(x_p, t) \cdot f_i(\beta, Q^2) + n_R f_{R/p}(x_p, t) \cdot f_i^R(\beta, Q^2) \quad (6)$$

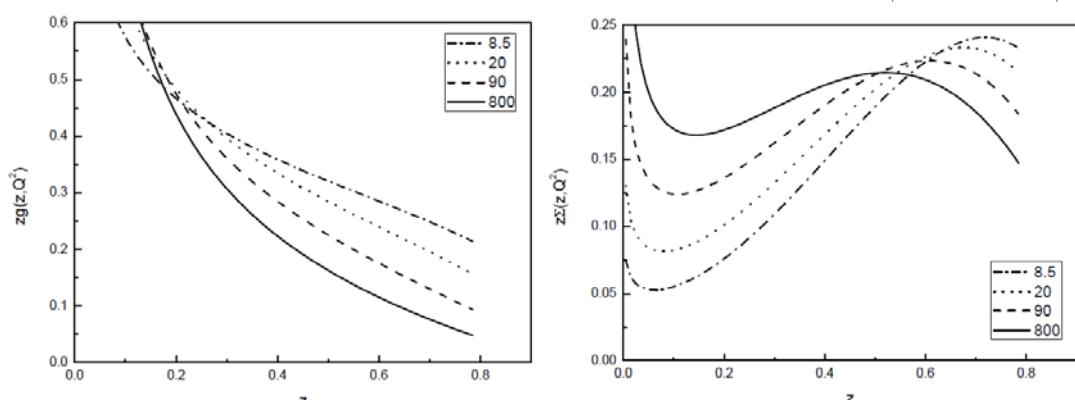
توابع توزیع f_i^R ، به فرم پارامتری توابع توزیع پایون هستند [2] که فرم این توابع به صورت زیر است [6]

$$\begin{aligned} z\nu_\pi &= z^a (1-z)^b / B(a, b+1) \\ zS, zG &= Az^\alpha (1-z)^\beta (1 + \gamma_2 z + \gamma_2 z^2) \end{aligned} \quad (7)$$

در رابطه بالا $B(a, b+1)$ تابع بتای اویلر است، فاکتور شار رژئون $f_{R/p}$ نیز همان فرم فاکتور شار پومرون را داراست و به همان روش نرمالیزه می‌شود. سهم کوارکی توابع توزیع رژئون از جمع توزیع کوارک ظرفیت و کوارک دریا در پایون بدست می‌آید.

نتیجه گیری

در این مقاله از نتایج برآشش گروه H1 استفاده کرده و تحول را بر روی پارامترهای بدست آمده در Q_0^2 اعمال کردیم. در شکل ۱ توابع توزیع پراشیده بر حسب تابعی از Z در Q^2 ‌های مختلف آورده شده که توافق خوبی با نتایج گزارش شده از گروه H1 دارد [2]. لازم به ذکر است گام بعدی ما، برآشش داده‌های آزمایشگاهی DESY جهت بدست آوردن پارامترهای مجهول است.



شکل ۱. توابع توزیع $(zg(z, Q^2))$ و $(z \sum(z, Q^2))$ به ترتیب توسط خط- نقطه، نقطه‌چین، خط‌چین و خط نشان داده شده‌اند.

مراجع

- [1] vincenzo Barone .Enrico Predazzi, "High energy particle diffraction"
- [2] A.Aktas,[H1 Collaboration]“,Measurement and QCD analysis of the diffractive deep- inelastic scattering cross-section at HERA,” Eur. Phys. J. C, **715**,2006,hep- ex/0606004
- [3] G. Watt,"Diffractive parton density functions,"hep-ph/0511333
- [4] A. Vogt, "Efficient evolution of unpolarized and polarized parton distributions with QCD- PEGASUS" 2004, hep-ph/0408244.
- [5] K.J.Golec-Biernat and A.Luszczak,``Diffractive parton distributions from the analysis with higher twist,"Phys. Rev. D **114014**,2007, hep-ph/0704.1608
- [6] J.F.Owens," Q^2 -Dependent Parametrizations Of Pion Parton Distribution Functions,"Phys. Rev.D,**943** (1984).

تأثیر ناهمسانگردی در مدل تپه شنی آبلی پیوسته

ناهید عظیمی تفرشی، سامان مقیمی عراقی

دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

اثر ناهمسانگردی در ماتریس فروریزش مدل تپه شنی پیوسته روی رفتار بحرانی و همچنین نظریه میدان متناظر با مدل مطالعه می شود. همچنین از دید نظریه میدان همدیس اختلالی خواهیم دید که وجود بی نظمی در فروریزش مکانهای مدل پیوسته جهتی، سیستم را به نقطه ثابت جدیابی می برد به طوریکه سیستم در کلاس عمومیتی متفاوت با مدل اولیه قرار می گیرد.

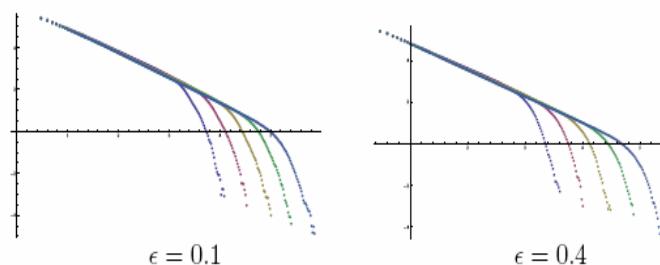
مفهوم خودسامان دهی بحرانی اولین بار توسط بک، تنگ و ویزنفلد با معرفی یک مدل شبکه ای برای توصیف طبقه وسیعی از سیستمهای غیر تعادلی که به طور خود به خود و بدون وارد کردن پارامتری از بیرون به سمت یک حالت پایای بحرانی می روند، مطرح شد [1]. ساده ترین مدلی که توصیف کننده رفتار چنین سیستمهایی است مدل تپه شنی آبلی است (ASM) [2]. این مدل روی یک شبکه دو بعدی مربعی تعریف می شود. در هر مکان شبکه یک متغیر صحیح مثبت وجود دارد که متغیر ارتفاع نامیده می شود و نشان دهنده تعداد شنی است که در آن مکان قرار دارد.

می توان مدل را به گونه ای باز تعریف کرد که متغیر ارتفاع یک کمیت پیوسته باشد و همچنان خاصیت گروه آبلی حفظ شود [3]. این مدل که ما آن را مدل تپه شنی پیوسته می نامیم دینامیک مشابهی با ASM اولیه دارد: در هر قدم زمانی یک مکان به طور تصادفی انتخاب

می شود و یک مقدار شن به آن اضافه می شود. این مقدار یک عدد حقیقی است که به طور تصادفی از بازه $[0, 0.4]$ انتخاب می شود. اگر ارتفاع آن مکان بزرگتر از یک ارتفاع بحرانی $Z_c = 4$ شود آن مکان ناپایدار می شود و فروریزش در آن اتفاق می افتد به طوریکه 4 شن از ارتفاع آن مکان کم می شود و به هر کدام از 4 همسایه آن یک مقداری شن با ارتفاع 1 داده می شود. به عبارت دیگر برای هر نقطه شبکه رابطه $\Delta_{ij} = h_j + \Delta_{ij}$ و که در آن $\Delta_{ij} = h_j$ ماتریس فروریزش است و به صورت زیر تعریف می شود:

$$\Delta_{ij} = \begin{cases} 4 & i=j \\ -1 & |i-j|=1 \\ 0 & \text{بیرون از شبکه} \end{cases}$$

همان طور که اشاره شد در این مدل فرض می شود که بعد از فروریزش مقدار شن یکسانی به هر یک از همسایه های مکان فروریزش کرده منتقل می شود و یا به عبارتی مدل همسانگرد است. می توان با تغییر قانون فروریزش در نقاط مختلف شبکه، انواع ناهمسانگردی ها را ایجاد کرد. ساده ترین تغییر ماتریس فروریزش این است که در آن جهت ارجحی برای انتقال شن ها معرفی شود به طوریکه بعد از فروریزش، شن ها مجاز می شوند در امتداد آن جهتها به همسایه ها داده شوند. در این مدل تمام پیکربندیهای سیستم مجازند و مدل به طور دقیق در هر بعدی حل پذیر است. با اعمال این تغییر در مدل پیوسته عملاً قادریم مقدار شنی که در جهتهای مختلف منتقل می شود را کنترل کنیم. در مدل ما [4]. قانون فروریزش به این شکل است که وقتی یک مکان فروریزش می کند مقدار $\Delta_{ij} = 1 + \epsilon$ شن به چپ و مقدار $\Delta_{ij} = 1 - \epsilon$ شن به راست منتقل می شود که در آن پارامتر



تابع توزیع اندازه بهمن به ازای مقدارهای مختلف ناهمسانگردی

یک کمیت حقیقی و کوچکتر از ۱ است . در راستای قائم نیز قانون مشابهی وجود دارد. می توان با مطالعه تابع توزیع کمیت های مشخص کننده بهمن ها، رفتار بحرانی سیستم را بررسی کرد. مشاهده می شود که این تابع توزیع ها رفتار توانی به شکل کلی $P(\alpha) \propto \alpha^{-\tau_a}$ دارند که در آن α معرف یک مشخصه بهمن است. به عنوان مثال ما نمای مربوط به تابع توزیع اندازه بهمن، s را به ازای مقادیر مختلف ε به دست می آوریم. به ازای دو مقدار $\tau_s = 0.1$ و 0.4 نمای ε به ترتیب مقادیر 1.38 ± 0.08 و 1.31 ± 0.08 به دست می آید. در شکل ۱ تابع توزیع اندازه بهمن ها به ازای دو مقدار $\tau_s = 0.1$ و 0.4 رسم شده است. نتایج ما بیانگر این هستند که رفتار بحرانی این مدل وابسته به میزان ناهمسانگردی است [4].

در مدل ناهمسانگرد جهتی، ماتریس فروریزش نامتقارن است و بنابراین امکان انجام برخی محاسبات تحلیلی نظری محاسبه تابع گرین

$$1 - \varepsilon$$

$$1 + \varepsilon$$

$$G_{ij} - G_{00} = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dp_i}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dp_j}{2\pi} \frac{\cos(ip_i)\cos(ip_j) - 1}{4 - 2(1+\varepsilon)\cos p_i - 2(1-\varepsilon)\cos p_j}$$

با استفاده از تابع گرین شبکه ای ما قادریم تابع همبستگی میان دو مکان با ارتفاع $1 - \varepsilon$ یکی در مبدا و دیگری در نقطه (r, θ) را

$$P(1 - \varepsilon, 1 - \varepsilon) - (P(1 - \varepsilon))^2 = f(\varepsilon, \theta) \frac{1}{r^4}$$

بنابراین توابع همبستگی همچنان بلند برد هستند ولی بستگی زاویه ای نیز در آنها دیده می شود به طوریکه تابع $f(\varepsilon, \theta)$ ، تابعی تحلیلی بر حسب زاویه است.

همچنین در حد پیوسته دیده می شود که اثر اضافه کردن ناهمسانگردی بیضوی به شکل اختلال در کنش نظریه میدان همدیس ظاهر می شود:

$$S = S_0 + 2\varepsilon \int dz \partial \bar{\partial} \bar{\partial}$$

که در آن $S_0 = \int dz \partial \bar{\partial} \bar{\partial}$ کنش نظریه میدان همدیس $-2 = c$ است. در نظریه میدان جدید تقارن مقیاس همچنان وجود دارد و بنابراین انتظار می رود که سیستم همچنان رفتار بحرانی از خود نشان دهد. در صورتیکه همان طور که اشاره شد تقارن دورانی با وجود ناهمسانگردی شکسته می شود و بنابراین ناوردایی همدیس را به طور کامل نخواهیم داشت. میدانهای اختلالی وابسته به این نوع ناهمسانگردی از دید نظریه میدان همدیس اختلالی عملگرهای نامرتب هستند و رفتار بحرانی سیستم را تغییر نمی دهند. عدم بستگی نماهای بحرانی تابع توزیع اندازه بهمن ها به پارامتر ناهمسانگردی، این موضوع را تایید می کند.

تقارن دورانی شبکه را می توان با اضافه کردن بی نظمی در مکانهای شبکه به طور آماری به سیستم برگرداند. به این معنی که فرض می کنیم پارامتر ε در برخی مکانها مقداری مثبت و در مکانهای دیگر مقداری منفی دارد به طوریکه هیچ جهت ارجحی برای فروریزش شنها وجود ندارد. به هر حال وجود بی نظمی در سیستمهای بحرانی ممکن است رفتار بحرانی سیستم را تغییر دهد و یا سیستم را از حالت بحرانی خارج کند. به این منظور ما اثر بی نظمی در سیستم ناهمسانگرد جهتی را بررسی می کنیم.

کنش نظریه میدان متناظر با مدل ناهمسانگرد جهتی، کنش نظریه میدان همدیس اختلالی با میدانهای مربوط $\varphi = -2000$ است:

$$S = S_0 + \int d^2z s(z, \bar{z}) (\varphi(z, \bar{z}) + \bar{\varphi}(z, \bar{z}))$$

فرض می کنیم پارامتر بی نظمی در تمام N آسامبل تابع توزیع یکسانی دارد. با متوسط گیری روی آسامبلها، کنش موثر به شکل زیر به دست می آید:

$$S = S_0 + g_0 \int dz d\bar{z} \sum_{a \neq b}^N (\varphi_a(z, \bar{z}) \varphi_b(z, \bar{z}) + \varphi_a(z, \bar{z}) \overline{\varphi_b}(z, \bar{z}) + \overline{\varphi_a}(z, \bar{z}) \overline{\varphi_b}(z, \bar{z}))$$

که در آن φ_0 پهنهای تابع توزیع گوسی پارامتر ϵ است. در حد پیوسته و از دید نظریه میدان همدیس مختل شده، می توان تحول ثابت جفتیدگی φ_0 را محاسبه کرد. معادلات گروه بازبینجاش در حد $\epsilon \rightarrow 0$ تا مرتبه سوم اختلال به صورت زیر به دست می آید:

$$\begin{aligned}\beta(g_{\varphi\varphi}) &= \beta(g_{\bar{\varphi}\bar{\varphi}}) = 8g_0^2 + 128g_0^3 \ln \frac{L}{a} \\ \beta(g_{\varphi\bar{\varphi}}) &= 24g_0^2 - 64 \times 11g_0^3 \ln \frac{L}{a}\end{aligned}$$

فلوی معادلات بازبینجاش به نقاط ثابت جدیدی در $g_{\varphi\varphi} = \frac{1}{8g_0 \ln \frac{L}{a}}$ و $g_{\bar{\varphi}\bar{\varphi}} = \frac{1}{8g_0 \ln \frac{L}{a}}$ می رستند. در این نقاط، تقارن دورانی به سیستم برگردانده می شود به طوریکه رفتار سیستم با نظریه میدان همدیس قابل توصیف است. از آنجایی که بی نظمی در مدل ما به گونه ای است که بین فلوی ورودی و خروجی شن ها در هر مکان شبکه تعادل وجود ندارد، بر اساس نتیجه [5] این نقاط ثابت متعلق به کلاس عمومیت مدل جهتی مانا هستند.

نتیجه گیری

در این کار با اعمال دو نوع ناهمسانگردی در قاعده فروریزش مکانهای مدل تپه شنی پیوسته، به بررسی رفتار بحرانی آن پرداختیم. نشان دادیم مدل ناهمسانگرد بخصوصی در کلاس عمومیت مدل اولیه قرار می گیرد در حالیکه ناهمسانگردی جهتی رفتار بحرانی سیستم را تغییر می دهد. همچنین از دید نظریه میدان همدیس اختلالی نشان دادیم که بی نظمی در فروریزشهای موضعی مدل ناهمسانگرد جهتی، عملگری مربوط است و سیستم را به نقاط ثابت جدیدی می برد.

References:

- [1] P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett., 59, 381 (1987)
- [2] D. Dhar, Phys. Rev. Lett. 64, 1613 (1990); Phys. Rev. Lett. 64, 2837 (1990)
- [3] N. Azimi-Tafreshi, E. Lotfi and S. Moghimi-Araghi, Int. J. Mod. Phys. B (IJMPB) 20070718R1
- [4] N. Azimi-Tafreshi, H. Dashti-Naserabadi and S. Moghimi-Araghi, J. Phys. A: Math. Gen 41, 435002 (2008)
- [5] G. J. Pan, D. M. Zhang, Y. P. Yin and M.H. HE, Chin. Phys. Lett 10, 2811 (2006).

گرانش دو بعدی در فضای $\text{AdS}_2/\text{CFT}_1$ و همسانی AdS_2

رضا فارغ بال

پژوهشگاه دانش های بنیادی

چکیده

در این مقاله به مطالعه جوابهای AdS موجود در نظریه گرانش دو بعدی در حضور تصحیحاتی از نوع Chern-Simons می پردازیم. نشان داده می شود که در حالت کلی سه جواب AdS_2 برای این نظریه وجود دارد. با مطالعه تقارنهای مجانبی این جوابها، مقدار بار مرکزی برای نظریه های میدان همدیس که همسان با تئوری گرانش در این پسزمینه ها هستند حساب می شود. همچنین ارتباط این جوابها با جوابهای تئوری سه بعدی معادل مورد بررسی قرار می گیرد.

فضای AdS_2 در هندسه نزدیک به افق تمام سیاهچاله های فرینه ۴-بعدی وجود دارد. بنابراین انتظار می رود شناخت گرانش کوانتمی در این فضای دو بعدی راه را برای شناخت آن در چهار بعد هموار کند. در اینجا ما به مطالعه یکی از این نظریه های گرانش می پردازیم که از کاهش ابعادی گرانش ۳-بعدی دارای تصحیحات از نوع Chern-Simons به دست می آید [1].
کنش این نظریه به صورت زیر داده می شود:

$$S = \frac{1}{8G} \int dx^2 \sqrt{-g} e^\phi \left(R + 2\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + \frac{2}{l^2} e^{2\phi} - \frac{l^2}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) \quad (1)$$

$$- \frac{1}{32\mu G} \int d^2x (lR \varepsilon^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + l^3 \varepsilon^{\mu\nu} F_{\mu\rho} F^{\rho\delta} F_{\delta\nu})$$

با استفاده از روش تابع آنتروپی [2] سه جواب با هندسه AdS برای معادلات حرکت حاصل از وردش این کنش به دست می آید [3]. با فرض وجود یک نظریه میدان همدیس دوگان برای گرانش کوانتمی در این پسزمینه ها و نیز با مقایسه آنtrapوپی آنها با آنtrapوپی حالتهای معادل در نظریه میدان که با فرمول کارده داده می شود، مقدار بار مرکزی برای هر کدام از جوابها به صورت زیر به دست می آید [3]:

$$1: \quad c_R = \frac{3}{2G} \left(1 + \frac{1}{\mu l} \right) \quad 2: \quad c_L = \frac{3}{2G} \left(1 - \frac{1}{\mu l} \right) \quad 3: \quad c_L = \frac{12\mu l}{G(\mu^2 l^2 + 27)} \quad (2)$$

قدم بعدی محاسبه مستقیم این بارهای مرکزی با تحلیل تقارنهای مجانبی جوابهایست [4]. نقطه شروع اعمال شرایط مرزی مناسب است. یکی از شرایط مرزی فیزیکی این است که هیچ جریانی از مرزها به خارج تراویش ننماید. بررسی دقیق این موضوع نشان می دهد که این شرط مرزی به وسیله تبدیلات مختصات مجاز برآورده نمی شود. برای حفظ این شرط باید در مرزها تبدیلات مختصات با تبدیلات پیمانه ای توامان روی میدانها اثر کنند که باعث می شود تبدیل همدیس از ترکیب این تبدیلهای به دست آید. نتیجه این همراهی به دست آمدن یک تانسور انرژی- момنتوم تعیین یافته است. با استفاده از این تانسور می توان مقادیر بار مرکزی را برای نظریه های همدیس مورد نظر به دست آورد. نتیجه در توافق کامل با مقادیر (2) است [3].

از آنجائیکه نظریه دو بعدی مورد نظر ما از کاهش ابعادی یک نظریه ۳-بعدی به دست آمده است، میتوان جوابهایی به دست آمده را در غالب سه بعد نیز بررسی کرد. از این منظر جوابهای ما شکلی کاملا هندسی خواهند داشت که فضاهایی با ایزومتری

محاسبه ما نشان می دهد که این ایده که گرانش کوانتومی در پسزمنه AdS_2 دارای همسانی به صورت یک نظریه میدان دو بعدی chiral است میتواند درست باشد. این می تواند به درک بهتری از همسانی AdS_2/CFT_1 منتهی شود که راه را برای شمارش میکروحالتهای سیاهچاله های فرینه و در نهایت داشتن دید بهتری نسبت به گرانش کوانتومی در چهار بعد، باز کند.

مرجع ها

1. G.Guralnik, A.Iorio, R. Jackiw and S. Y. Pi, *Annals Phys.* **308**, 222 (2003) [arXiv:hep-th/0305117].
2. A. Sen, *JHEP* **0509**, 038 (2005) [arXiv:hep-th/0506177].
3. M. Alishahiha, R. Fareghbal and A. E. Mosaffa, *JHEP* **0901**, 069 (2009) [arXiv:0812.0453]
4. T. Hartman and A. Strominger, *JHEP* **0904**, 026 (2009) [arXiv:0803.3621]
5. D. Anninos, W. Li, M. Padi, W. Song and A. Strominger, *JHEP* **0903**, 130 (2009) [arxiv:0807.3040]

رهیافتهاي نوين در ناموضعیت و واقعیت فیزيکي

اکبر فهمی

پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانشهاي بنیادی

چکیده: در این مقاله ابتدا مدل غیر موضعی که توسط A. Leggett ارائه گردیده است را مورد بررسی قرار داده و نشان میدهیم که با فرضهای ساده تری میتوان همان نتایج را بدست آورد.

گسترش مکانیک کوانتومی در اوایل قرن بیستم، باعث ورود مفاهیم جدید در علم فیزیک گردید. مکانیک کوانتومی مفاهیمی را که برای سالها مورد پذیرش فیزیکدانان بود را به چالش طلبید. درهمتندگی در کوانتوم یکی از مفاهیمی است که برای اولین بار در مقاله اینشتین-پودولسکس و روزن (قضیه EPR) به طور جدی مورد بررسی قرار گرفت [1]. در این مقاله، آنها نشان دادند که کوانتوم مکانیک با تئوریهای واقعیت گرای موضعی در تعارض است. در ادامه جان بل با ارائه یک نامساوی [2]، دو فرض وجود واقعیت فیزیکی مستقل از ناظر و موضعیت را بصورت کمی وارد محاسبات نمود و قضیه EPR را یک گام به مرحله آزمایش نزدیکتر کرد. از آن زمان تا کنون رهیافتها و آزمایشهای متفاوتی از قضیه بل انجام گرفته است که همگی بر درستی مکانیک کوانتومی صحه میگذارند [3]. حال این سؤال به ذهن خطرور میکند که کدامیک از فرضهای اویله نامساوی بل در تعارض با مکانیک کوانتومی است؟ بطور کلی صاحب نظران در این زمینه را میتوان به دو دسته تقسیم کرد:

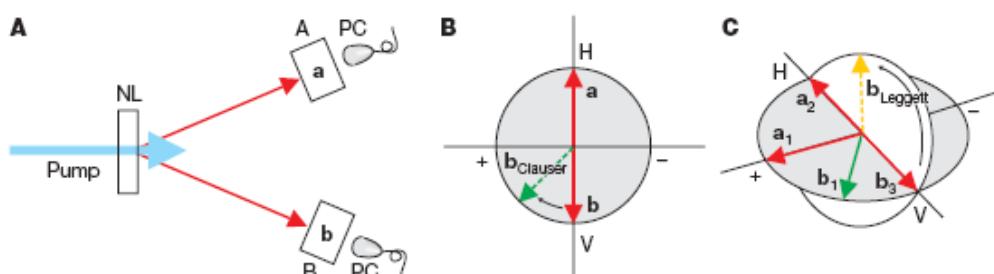
۱- اکثریتی که مکانیک کوانتومی را یک تئوری ناموضعی میدانند.

۲- اقلیتی که وجود واقعیت فیزیکی مستقل از ناظر را زیر سؤال میبرند.

البته نظرات دیگری نیز وجود دارد که در دسته بندیهای بالا جای نمی گیرند.

اخيراً عده ای، مدلهاي غير موضعی را پيشنهاد نموده اند که نتایج مکانیک کوانتومی در آزمایشگاه را شبیه سازی می کند [4]. آنها بر این باورند که با استفاده از این مدلها میتوان میزان ناموضعیت در مکانیک کوانتومی را کمی نمود.

در سال ۲۰۰۳ A. Leggett مدل غیر موضعی پیشنهاد نمود که نتایج آن با کوانتوم مکانیک در تعارض قرار داشت [5]. در طرح آزمایش پیشنهادی (شبیه آزمایش بل)، منبعی دو ذره را در حالت اسپینی یکتایی به سمت دو آزمایشگر گسیل میکند. دو آزمایشگر اسپین ذرات را اندازه گیری کرده و توابع همبستگس را محاسبه مینمایند.



فرضهای این مدل عبارتند از:

۱- نتایج اندازه گیری، وابسته به خواص ذره مورد نظر میباشد و مستقل از اندازه گیری است (وجود واقعیت فیزیکی).

۲- حالتهاي فیزيکي، مخلوط آماري از زير مجموعه هايي با حالتهاي پلاريزاسيون مشخص هستند.

۳- مقادير چشم داشتي هر زير مجموعه از پلاريزاسيون ها با قانون مالوس بدست می ايد.

در این آزمایش، نتایج اندازه‌گیری بر روی هر یک از ذرات (A و B) به جهت اندازه روحی هر یک از ذرات \hat{a} و \hat{b} ، و همچنین یک دسته از متغیرهای λ (که به متغیرهای نهان معروفند) بستگی دارد. نتایج اندازه گیری مقادیر ± 1 را اختیار می‌کنند و آنها بصورت $A(a, b, \lambda), B(a, b, \lambda) = \pm 1$ نمایش میدهیم که بوضوح نامضی هستند (نتیجه اندازه گیری بر روی A به جهت اندازه گیری بر روی ذره دیگر بستگی دارد و برعکس). تابع توزیع متغیر λ را با $\rho_{\lambda}(x)$ نمایش میدهیم. همچنین تابع توزیع پلاریزاسیونهای مختلف $F(\hat{a}, \hat{b})$ با رابطه $F(\hat{a}, \hat{b}) = \hat{a} \cdot \hat{b}$ داده می‌شود. با میانگیری بر روی نتایج اندازه گیری با توزیع $F(\hat{a}, \hat{b})$ ، خواهیم داشت:

$$\overline{A}(\hat{u}) = \int d\lambda \rho_{\hat{u}, \hat{v}}(a, b, \lambda) A(a, b, \lambda) = \hat{u} \cdot \hat{a} \quad (1)$$

عبارت‌های بالا به قانون مالوس مشهورند

$$\overline{B}(\hat{v}) = \int d\lambda \rho_{\hat{u}, \hat{v}}(a, b, \lambda) B(a, b, \lambda) = \hat{v} \cdot \hat{b}$$

و با میانگیری بر روی $F(\hat{a}, \hat{b})$ خواهیم داشت:

$$\langle A \rangle = \int d\hat{u} F(\hat{u}) \overline{A}(\hat{u}) \quad \langle B \rangle = \int d\hat{v} F(\hat{v}) \overline{B}(\hat{v}) \quad (3)$$

$$\langle AB \rangle = E(\hat{a}, \hat{b}) = \int d\hat{u} d\hat{v} F(\hat{u}, \hat{v}) \overline{AB}(\hat{u}, \hat{v}) = -\hat{a} \cdot \hat{b}$$

با استفاده از روابط بالا و میانگیری بر روی نامساوی زیر که برای تمامی مقادیر $A(a, b, \lambda), B(a, b, \lambda)$ صحیح است

$$-1 + |A + B| = AB = 1 - |A - B| \quad (4)$$

نامساوی A. Leggett را بدست می‌آوریم

$$S_{NLHV} = |E_{11}(\varphi) + E_{23}(0)| + |E_{22}(\varphi) + E_{23}(0)| \leq 4 - \frac{4}{\pi} \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right|$$

گروه A. Zeilinger [6] نشان داده اند که نامساوی فوق با مکانیک کوانتومی در تعارض است.

درادامه نشان میدهیم که میتوان نتایج بالا را با فرضهای محدودتری بدست آورد. در اینجا تنها یک حالت ساده را در نظر می‌گیریم که در آن تابع توزیع احتمال از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$F(\hat{u}, \hat{v}) = \frac{1}{4\pi} \delta(\hat{u} + \hat{v}) = F(\hat{u}, -\hat{u})$$

با میانگیری بر روی رابطه (4) با توابع توزیع $\rho_{\hat{u}, \hat{v}}(x)$ و با استفاده از قانون مالوس (1) خواهیم داشت:

حال با تعریف $|\mathbf{c}|^2 = |\mathbf{a}|^2 + |\mathbf{b}|^2 + 2\hat{a} \cdot \hat{b} = 2 + 2\hat{a} \cdot \hat{b}$ که در آن $0 \leq |\mathbf{c}|^2 \leq 4$ و $|\mathbf{c}|^2 = \mathbf{a} + \mathbf{b}$ و با فرض اینکه در جهت \hat{c} قرار دارد خواهیم داشت:

$$-\hat{a} \cdot \hat{b} \leq 1 - \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |c| \sin \theta |\cos \theta| d\theta d\varphi,$$

$$-\hat{a} \cdot \hat{b} \leq 1 - \frac{|c|}{2} \implies |c| \leq 2 + 2\hat{a} \cdot \hat{b} = |c|^2, \implies |c| \leq |c|^2,$$

عبارة فوق برای تمامی مقادیر $0 < |\mathbf{c}|^2 < 1$ نقض می‌شود.

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777-780 (1935).
- [2] J. S. Bell, Physics (Long Island City, N.Y.) 1, 195 (1964) ; J. S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, U.K.) (1993).
- [3] A. Aspect, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 49, 91-94 (1982); W. Tittel, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 3563-3566 (1998); J. Pan, *et al.*, Nature 403, 515 (2000); M. A. Rowe, *et al.*, Nature 409, 791 (2001); C. A. Sackett, *et al.*, Nature 404, 256 (2000).
- [4] B. F. Toner, and D. Bacon, Phys. Rev. Lett. 91, 187904 (2003).
- [5] A. J. Leggett, Found. Phys. 33, 1469 (2003).
- [6] S. Gröblacher, *et al.*, Nature 446, 871, (2007); T Paterek, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 210406 (2007); C. Branciard, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99, 210407 (2007); C. Branciard, *et al.*, Nature Physics, 4, 681-685, (2008); R. Colbeck, R. Renner, Phys. Rev. Lett. 101, 050403 (2008).

بازهای توزیع درهمتندگی با کمینه پیچیدگی

مجید قجاوند

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

در اینجا بهینه‌سازی توزیع درهمتندگی در گرافهای اسپینی پیوسته مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج بدست آمده نشان خواهد داد که گرافهای متقارن و بطور ویژه حلقه‌های همگن اسپینی بهترین گزینه برای ایجاد کارآمد درهمتندگی می‌باشند. خواهیم دید که در حلقه‌های همگن اسپینی امکان درهمتنده‌سازی هر زوج سایت سیستم با کنترل سایت مناسب وجود دارد. به منظور ثابت شدن مکان سایتهای مورد کنترل از یک شار مغناطیسی گذرا از حلقه می‌توان بهره برد. بطور خاص حلقه‌های با تعداد ۵ و ۷ سایت نتایج خیره‌کننده است چرا که مقادیر بسیار قابل توجه درهمتندگی بین هر زوج سایت سیستم با تنها برانگیختن یک سایت ثابت قابل استحصال است.

(۱) مقدمه

بنا بر نقش کلیدی در تحقیق بسیاری از پر تکلهای جذاب حوزه محاسبات کوانتمی (QC) و نظریه اطلاعات کوانتمی (QIP) بعنوان یک منبع مصرفی از جمله انتقال دقیق حالات کوانتمی (*teleportation*) [1], پردازش موازی [2,3]، و ذخیره سازی چگال اطلاعات (*dense coding*) [4] در نظر گرفتن مسئله بازتولید و توزیع آن لازمه ممکن شدن استفاده چند باره از ماجولهای واقعی می‌باشد. با وجود اینکه امکان تولید درهمتندگی بین نودهای هدفگیری شده توسط سیستمهای محاسبات کوانتمی فراگیر (*universal quantum computers*) وجود دارد پیچیدگی فوق العاده آنها مانع جدی در فراگیر شدن استفاده از آنها بعنوان سیستمهای تامین درهمتندگی در ماجولهای واقعی QC و QIP آینده می‌شود. در بیانی جزئیتر استفاده از زنجیره‌های اسپینی از خاص به منظور محاسبات کوانتمی فراگیر مستلزم استفاده از یک سیستم کنترلی مجزا، استفاده از آرایه‌ای از الکترودهای ماکرسكوپی به منظور تحقق آدرس دهی یا فرایند انتقالی، و سوییچینگهای متعدد برهمکنشهای محیطی برای تولید درهمتندگی بین یک زوج سایت هدف گیری شده می‌باشد. وجود چنین شرایطی موجب بروز چالشهایی از قبیل افزایش پیچیدگی سیستم، افزایش منابع مورد استفاده، محدودیت در طراحی و کوچکسازی ماجول نهایی، انباشت خطای، و افزایش وادوسی می‌شود.

از سویی در سیستمهای با برهمکنش اسپینی بنابر وجود برهمکنش طبیعی بین نودهای مختلف فرایند تولید درهمتندگی بدون نیاز به تجهیزات جانبی امکان‌پذیر است. در نتیجه پیچیدگی پایین تولید درهمتندگی در این نوع سیستمها آنها را برای استفاده در سیستمهای واقعی مد نظر قرار داده است. بر این اساس سیستمهای اسپینی استاتیک (در حال تعادل ترمودینامیک) ویژه‌ای که بین محدودی از زوج سایتهای آن در همتندگی قابل توجهی وجود دارد معرفی شده اند [5-7]. محدودیت این رویکرد در آن است که با توجه به قضیه نامساوی مونوگامی تنها تعداد محدودی از میتوانند با یکدیگر درهمتندگی قابل توجهی داشته باشند [8]. در سوی دیگر سیستمهای اسپینی دینامیک (عدم تعادل ترمودینامیک) برای درهمتنده سازی زوجهای خاصی مد نظر قرار گرفته اند [9-16]. در غالب

سوالی که در اینجا به طور طبیعی به ذهن میرسد این است که آیا سیستمی از گرافهای اسپینی متصل وجود دارد که با کنترل ساده محدودی از سایتها امکان در همتنیده سازی قابل توجه هر زوج سایت هدف گیری شده از آن فراهم باشد. در این نوشتار یک ساختار کلی از گرافهای اسپینی مدنظر قرار خواهد گرفت که حالت کوانتمی تعداد محدودی از سایتها آن بارگذاری اولیه شده باشد و در همتنیدگی ایجاد شده بین هر زوج سایت در زمانهای مختلف محاسبه میشود. بر مبنای رابطه تحلیلی بدست آمده برای در همتنیدگی بین زوج سایتها مختلف مساله "مشخص شدن بهینه سیستم اسپینی برای این نقش یک باس توزیع کننده در همتنیدگی ایده آل" در دستور کار قرار خواهد گرفت. سازمان این نوشتار از این قرار است: در فصل دوم منظور از یک "باس توزیع کننده در همتنیدگی ایده آل" را تشریح خواهیم کرد. در فصل سوم در همتنیدگی بین زوج سایتها مختلف در سیستمهای اسپینی با ساختار و بارگذاری کلی محاسبه خواهد شد. بر مبنای رابطه تحلیلی بدست آمده در فصل سوم، بهینه ساختار و بارگذاری اولیه در فصل چهارم جستجو خواهد شد. در فصل پنجم نتایج بدست آمده بطور خلاصه مطرح خواهد شد.

۲) باس توزیع کننده در همتنیدگی ایده آل

در حوزه طراحی و تکنولوژی سیستمهای محاسباتی به بخشی از سیستم که داده ها را بین اجزای داخلی کامپیوتر یا بین کامپیوترهای مختلف انتقال میدهد باس گفته میشود. بر خلاف سیم که تنها دونقطه را به هم وصل میکند باس میتواند بخشهای مختلف را از طریق یک سری اتصالات مشترک به یکدیگر اتصال دهد. بنا براین استفاده از باس به جای مجموعه ای از سیمها نقش کلیدی در کاهش پیچیدگیهای سیستم و تعداد ادوات بکار گرفته شده در راستای دستیابی به ساختارهای کوچکتر و با قابلیت اعتماد بالاتر ایفا می کند.

این در حالیست که در حوزه سیستمهای محاسبات کوانتمی امکان کاهش پیچیدگیهای سیستم از اهمیتی به مراتب بالاتر برخوردار است چرا که ساده ترین ماجولهای پردازش کوانتمی به مراتب پیچیده هستند و پیاده سازی آنها با دشواری های غیر متعارفی روبروست. مطرح شدن پدیده های محدود کننده جدید و ضرورت غلبه بر آن (مانند وادوسی)، مطرح شدن ادوات ضروری جدید و مساله طراحی آنها (مانند اتصال دهنده ها، و تامین کننده های در

بر اساس مطالب بالا در این نوشتار بر روی مفهوم باس توزیع درهمتندگی، به منظور کاهش پیچیدگیهای سیستمهای پردازش کوانتمی، مرکز می شویم. منظور ما از یک باس توزیع درهمتندگی ایدهآل واحدی است که اولاً هر زوج سایت سیستم را بتوان به مقدار قابل توجهی درهمتنده ساخت و ثانیاً کمینه پیچیدگی ساختاری و عملیاتی را داشته باشد.

در راستای کاهش بیش از پیش پیچیدگی باید خطوط کلی ذیل دنبال شوند:

- ترجیح کنترل عمومی (کنترل یکسان همه سایتها) به کنترل منطقه ای
- کمتر بودن هر چه بیشتر تعداد سایتها تحت کنترل منطقه ای
- ترجیح کنترل موضعی به کنترل غیرموضعی در کنترل منطقه ای
- ثابت بودن بار گذاری حالت کوانتمی اولیه در هدفگیری زوج سایتها مختلف (عدم نیاز به انکد کردن)
- غیر مدوله بودن کوپلینگها (عدم نیاز به مهندسی ساختاری آنها)
- اتخاذ رویکرد استاتیک به جای رویکرد دینامیک به منظور اجتناب از کنترل زمانی بنا بر تحول بسیار سریع

حالت کوانتمی سیستمهای اسپینی مورد بررسی

البته باید توجه شود استفاده از سیستمهای استاتیک به منظور کاهش پیچیدگی سیستم در تعارض با ویژگی اول باس توزیع درهمتندگی ایده آل بر شمرده در بالا می باشد چرا که بنا بر نامساوی مونوگامی درهمتندگی مجموع درهمتندگیهای یک سایت با بقیه سایتها نمیتواند از $e\text{-}bit$ (در همتندگی یک زوج بل) بیشتر شود. بنابراین درهمتندگی تقریباً کامل یک سایت با سایت دیگر مستلزم عدم درهمتندگی آن با بقیه سایتها می باشد. بنابر این ما مجبور به در پیش گرفتن رویکرد دینامیک هستیم!

با این توضیحات هدف ما از این به بعد طراحی یک باس توزیع درهمتندگی ایدهآل مبتنی بر شبکه‌ای از اسپینهای با برهمکنش، بنا بر قابلیتهای بالقوه آنها در توزیع درهمتندگی با پیچیدگی پایین، خواهد بود. در ادامه تنها کنترل حداقل دو سایت ثابت را، به منظور ساده سازی و کم کردن حجم فرایند کنترلی و پیچیدگی سیستم، در فرایند بارگذاری اولیه مجاز خواهیم شمرد.

۳) تئوری

سیستمهای مورد بحث در اینجا عبارت از رجیسترهاست تک برانگیخته ای هستند که در دماهای بسیار در شرایطی بدور از وادوسی (*decoherence free*) تحت هامیلتونی H تحول پیدا نمیکنند بطوریکه

$$\left[\sigma_{total}^z, H \right] = 0 \quad (1)$$

به عنوان مثال سیستم‌های اسپینی که برهمکنش زوج سایتها از نوع هایزنبرگ یا بطور کلی تر XXZ باشد که در سیستم‌های چون آرایه‌ای از نقاط کوانتومی [۱۹] یا اتمهای محصور در تله‌های اپتیکی [۲۰] میتوانند حاکم باشند مصدق برهمکنش از نوع (۱) هستند. در حالت پایه هامیلتونی فرومغناطیس بالا همه اسپینها موازی هستند یعنی

$$\text{شدن سایتها} = \left| 0 \right\rangle = \bigotimes_{j=0}^n \left| 0 \right\rangle_i = \left| 00\dots0 \right\rangle$$

شدن سایتها هدف گیری شده را بررسی می‌کنیم.

نتیجه رابطه (۱) این است که با برآنگیخته کردن یکی از سایتها حالت پایه سیستم حالت تحول یافته کوانتومی زنجیره در زیر فضای حالات تک برآنگیخته باقی می‌ماند. در نتیجه در این حالت بجای سروکار داشتن با ماتریس‌های $2^N \times 2^N$ بعدی با ماتریس‌های $N \times N$ سروکار خواهیم داشت و بررسی برخی از رفتارهای زنجیره‌ای نسبتاً طویل میسر می‌شود. در اینحالات تک برآنگیخته را با $\left| n \right\rangle$ نمایش میدهیم که بیانگر برآنگیختگی سایت n است و $\left| \Psi_0 \right\rangle = \alpha \left| \mu \right\rangle + \beta \left| \nu \right\rangle$. بر این اساس در این مقاله برآنیم با انکدینگ حداکثر دو سایت زنجیره بصورت

باگذشت زمان حالت سیستم عبارت خواهد بود از

$$\left| \Psi(t) \right\rangle = \sum_{j=1}^N (\alpha f_{j\mu}(t) + \beta f_{j\nu}(t)) \left| j \right\rangle \quad (2)$$

$$\rho_{mn}(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |A|^2 & AB^* & 0 \\ 0 & BA^* & |B|^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 - |A|^2 - |B|^2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

که در این روابط

$$A = \alpha f_{m\mu} + \beta f_{mv} \quad (4)$$

$$B = \alpha f_{n\mu} + \beta f_{nv} \quad (5)$$

$$f_{ij} = \langle i | e^{-iHt/\hbar} | j \rangle \quad (6)$$

توجه می‌کنیم که f_{ij} بیانگر دامنه احتمال گذار سیستم به حالت $|i\rangle$ در زمان t است هرگاه حالت سیستم در زمان صفر $|j\rangle$ بوده باشد. براحتی دیده می‌شود که

$$\sum_{j=1}^N |f_{ij}(t)|^2 = 1 \quad (7)$$

با محاسبه کمیت $C_{mn}(t) = 2|AB|$ [۲۱] *Concurrence* [۲۲] مربوط به این ماتریس چگالی (۳) است، خواهیم داشت

$$C_{mn}(t) = 2|AB| \quad (8)$$

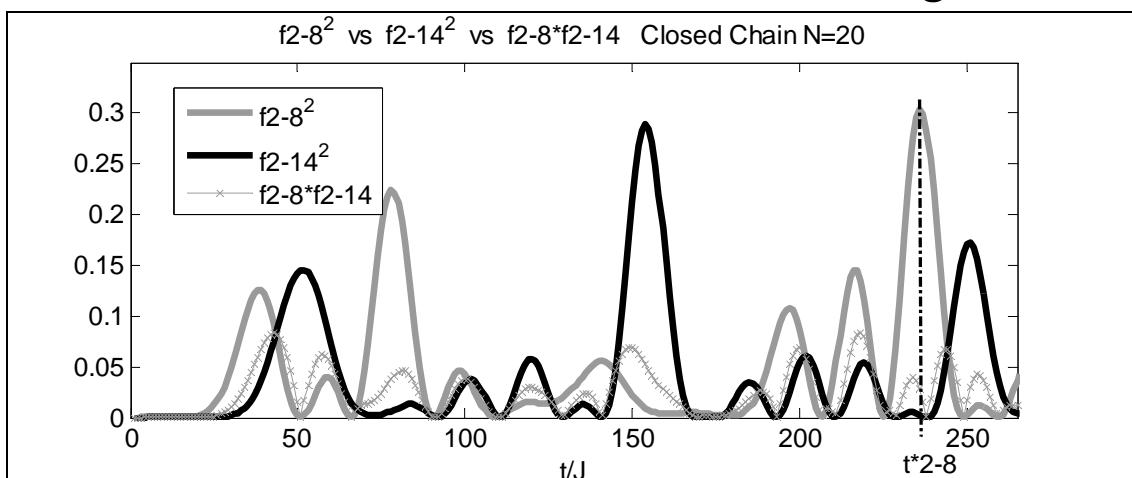
(۴) نتایج

الف) حالت کلی : در ابتدا حالت عمومی را مورد بررسی قرار می دهیم بدین معنی که ساختار و آرایش سیستم اسپینی و دو سایت انتخاب شده برای انکدینگ بر مبنای حساب شده ای انتخاب نشده باشند. با بازنویسی رابطه (۸) خواهیم داشت

$$C_{mn}(t) = 2 \left| \alpha^2 f_{m\mu} f_{n\mu} + \alpha\beta f_{m\mu} f_{nv} + \alpha\beta f_{mv} f_{n\mu} + \beta^2 f_{mv} f_{nv} \right| \quad (9)$$

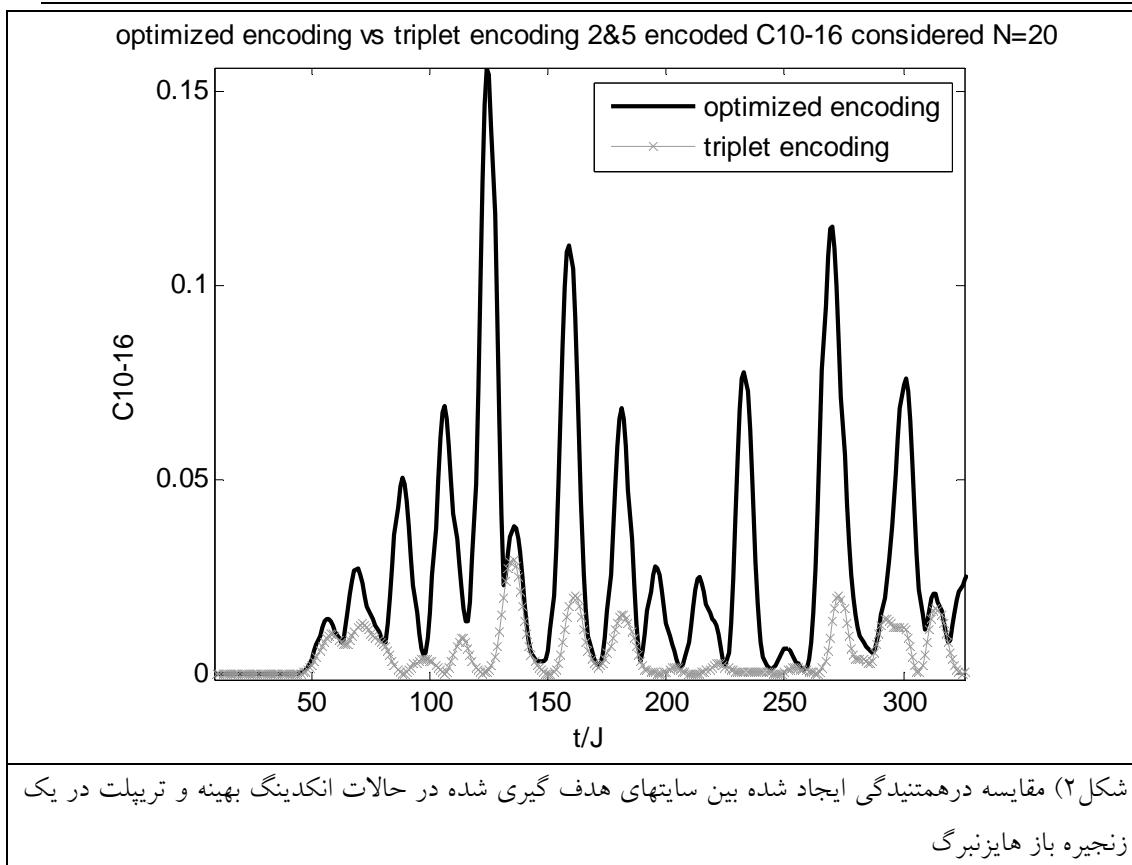
همانطور که می بینیم طرف راست رابطه (۹) از مجموع چهار جمله، که هر جمله حاصلضرب دو دامنه انتقال مختلف در سیستم میباشد، تشکیل شده است. در حالت عمومی دامنه های انتقال^۱ مربوط به زوج سایتها متفاوت صفر یا باهم برابر نیستند. در نتیجه ماکزیممها مطلق هر کدام در زمانهای مختلفی روی می دهند. به بیان جزئیتر همپوشانی قابل توجهی بین این توابع در اصلیترین پیکها وجود ندارد (شکل ۱). این مساله دستیابی به مقادیر قابل توجه درهم تنیدگی را محدود می سازد. یکی از راههای غلبه بر این محدودیت سروکار داشتن با سیستمهای متقارنی است که زوج دامنه انتقالهای ضرب شده در یکدیگر در یکی از چهار جمله سمت راست رابطه (۹) با هم مساوی باشند (بخش ب-۴). راه دیگر غلبه بر مشکل نامبرده استفاده از سیستمهایی است که یکی از چهار دامنه انتقال موجود در رابطه (۹) با گذشت زمان بدفعات مقادیر نزدیک به یک را اختیار کند بگونه ای که این مقادیر ماکسیمم با ماکسیمم مطلق دامنه انتقال ضرب شونده همپوشانی بالایی داشته باشد. عنوان مثالی ایزوله سازی بخش کوچکی از سیستم از بقیه چنین شرایطی را برآورده میسازد [۱۳, ۱۴, ۱۹].

مساله قابل توجه دیگر در مورد حالات عمومی این است که انکدینگ(دامنه و فاز) عامل تعیین کننده بزرگی درهم تنیدگی قابل استحصال میباشد و اندازه در همتنیدگی اولیه سایتها انکد شده در این حالت ملاک نیست. در شکل ۳ تفاوت آشکار نتایج حاصل از انکدینگ بهینه با تریپلت مشاهده میشود.



شکل ۱) مقایسه بزرگی جملات مختلف در رابطه ۱۰. همانطور که مشاهده می شود بیشینه های مطلق دامنه های انتقال مختلفی اتفاق می افتد بگونه ای که در زمان بیشینه مطلق شدن یکی دیگری مقدار ناچیزی دارد.

^۱ Transition amplitude



ب) حالت با ساختار متقارن : همانطور که در بخش الف-۴ مذکور شدیم با استفاده از تقارن ساختاری و انتخاب مناسب سایتهاي كتلري و سایتهاي هدفگيري شده می توانيم زوج دامنه های انتقال در يكديگر ضرب شده را در يكى از چهار جمله سمت راست رابطه (٩) را با يكديگر برابر کنيم تا محدوديت ناشی از عدم همپوشاني ماکزيممهای مطلق دو دامنه انتقال مربوطه مرتفع شود و دستيابي به درهمتینيدگيهایي به مراتب بزرگتر ميسر شود. بر حسب اينكه زوج دامنه انتقالی که با يكديگر مساوی شده اند انديس مشترك دارند (جمله اول و چهارم) یا ندارند (جمله دوم و سوم) با دو دسته تقارن ساختاري موافق خواهيم بود که هر دسته نتایج متفاوتی را بدنال خواهند داشت.

دسته اول (دسته با انديس مشترك)

بعنوان مثال فرض می کنیم اندازه دامنه های انتقال مربوط به جمله اول با هم مساوی باشند یعنی داشته باشیم $f_{m\mu} = f_{n\mu}$ (توجه می کنیم که در صورتیکه ساختار سیستم (بعارت دقیقتر کوپلینگها) نسبت به يك خط تقارن آينه ای داشته باشد و يكى از سایتها (μ) که بر روی اين خط واقع شده باشد انکد شود و سایتهاي متناظر با اين خط (n) مورد هدفگيري باشند اين شرط ارجمند می شود (شکل الف-۳). تحت اين شرایط در $t_{m\mu}^*$ (زمانی که ماکسیمم مطلق خود را اختيار میکند) با توجه به اينكه $f_{n\mu}$ و $f_{m\mu}$ به مراتب از f_{mv} و f_{mv} بزرگتر است جملات دوم تا چهارم در برابر جمله اول در رابطه (٩) قابل صرف نظر کردن می باشند و خواهيم داشت

$$C_{mn}(t_{m\mu}^*) \approx 2|\alpha|^2 |f_{m\mu}|^2 \quad (١٢)$$

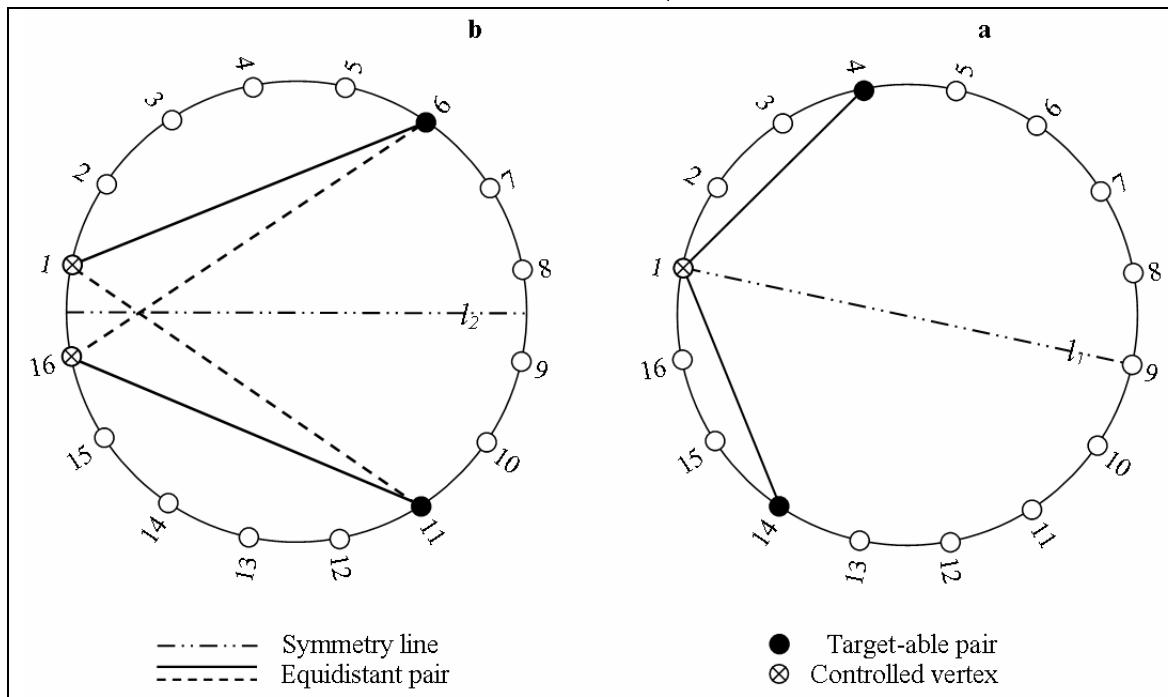
$$C_{mn}(t_{m\mu}^*)_{\max} \approx 2|f_{m\mu}|^2 ; \beta_{opt} = 0 ; |\alpha_{opt}| = 1 \quad \text{در نتيجه}$$

عنوان مثال فرض می کنیم اندازه دامنه های انتقال مربوط به جمله دوم و همچنین جمله سوم با یکدیگر مساوی باشند یعنی داشته باشیم $f_{m\mu} = f_{n\mu} = f_{nv}$. دقت میکنیم که در صورتیکه ساختار سیستم (عبارت دقیقتر کوپلینگها) نسبت به یک خط تقارن آینه ای داشته باشد و سایتها متناظر با این خط (m و n) مورد هدفگیری باشند با کنترل کردن سایتها متناظر (m و n) این شرط ارضاء میشود)

مشابه استدلال حالت قبل در $t_{m\mu}^*$ خواهیم داشت

$$C_{mn}(t_{m\mu}^*) \approx 2|\alpha\beta| |f_{m\mu}|^2 = C_{\mu\nu}(0) |f_{m\mu}|^2 \quad (13)$$

$$C_{mn}(t_{m\mu}^*)_{\max} \approx |f_{m\mu}|^2 \quad |\alpha_{opt}| = |\beta_{opt}| = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \text{و درنتیجه}$$



شکل (۳) (a) کلاس تقارنی اول : سایت کنترلی روی خط تقارن قرار دارد. (b) کلاس تقارنی دوم : دو سایت کنترلی نسبت به خط تقارن متناظرند.

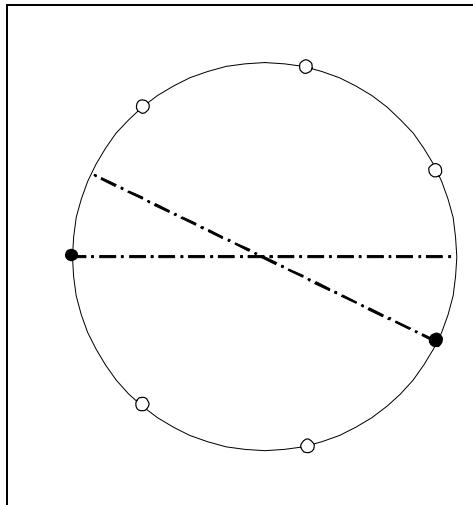
همانطور که میبینیم در هر دو کلاس تقارنی برخلاف حالت عمومی برای تغییر زوج سایت هدفگیری شده (از میان زوجهای قابل هدفگیری) نقاط مورد هدف نیازی به تغییر بارگذاری اولیه نیست. این بدین معنی است که استفاده از ساختارهای با تقارن آینه ای برای توزیع درهم تنیدگی نه تنها مقادیر درهم تنیدگی چشمگیرتری را بدست می دهد بلکه ماجول مربوطه پیچیدگی کمتری نیز دارد. در نتیجه جذابیت ایده استفاده از این ساختارها برای یک باس توزیع کننده درهم تنیدگی دوچندان می شود. علی الخصوص ساختارهای متناظر کلاس اول که برای بارگذاری اولیه کافیست در فرایند سردسازی از یک میدان مغناطیسی موضعی استفاده کنیم و نیازی به اعمال غیر موضعی در فرایند بارگذاری نیست که این به معنی کاهش بیش از پیش پیچیدگی سیستم است.

ج) حلقه های اسپینی غیر مدوله عنوان توزیع کننده های ایده آل درهم تنیدگی

مساله مهمی که مطرح است تعداد زوج سایتهايی است که امکان درهمتنيده کردن کارامد آنها در ساختارهای متقارن وجود دارد (یا به عبارتی قابل هدفگیری هستند) که بسادگی برابر زوج سایتهاي متناظری است که نسبت به خط تقارن سیستم وجود دارند. اما ایده‌ال ما این است که سیستمی داشته باشیم که همه زوج سایتها قابل هدفگیری باشند. برای این منظور استفاده از سیستمهاي با درجه تقارن بالا مانند یک حلقه اسپینی غیر مدوله راه حل مناسبی بنظر می رسد چرا که هر زوج سایت آن نسبت به یکی از N خط تقارن سیستم با یکدیگر متناظرند. البته برای ممکن شدن ایجاد کارامد درهم تندگی این تناظر کافی نیست و باید دو سایت انکد شده نیز نسبت به همان خط تقارن متناظر باشند (تقارن دسته دوم) یا یکی از سایتهاي انکد شده روی خط تقارن واقع شود(تقارن دسته اول). از آنجا که بنا بر واقعیات تکنولوژیک در این مقاله بر ثابت بودن زوج سایتهاي کترلی اصرار ورزیده ایم در نگاه اول بنظر می رسد تحت این شرایط تنها بین زوج سایتهاي که نسبت به سه خط تقارن سیستم (دو تای آنها از روی سایتهاي انکد شده میگذرند که معادل تقارن دسته اول است و یکی از آنها از بین دو سایت انکد شده می گذرد که بر تقارن دسته دوم تطبیق می کند) متناظر باشند قابلیت ایجاد درهم تندگی کارامد وجود دارد یعنی تنها حدود $\frac{3}{N}$ از کلیه زوج سایتها. در ادامه شرایطی را توصیف می کنیم که در صورت تحقق آن بدون نیاز به کترل کردن مستقیم سایت جدیدی امکان هدفگیری و ایجاد کارامد درهم تندگی بین زوج سایتهاي که نسبت به خطوط تقارن جدیدی متناظرند فراهم می شود. در واقع درصورتیکه بتوانیم بدون استفاده از تحریک موضعی و تنها با کترل شرایط عمومی محیطی موجب انتقال تقریبا کامل برانگیختگی به یک سایت دیگر شویم (عبارتی دامنه انتقال و فیدلیتی گذار بین دو سایت را به یک نزدیک کنیم) گویی سایت مقصد را انکد کرده ایم، بدون اینکه خود را با چالش انکدینگ مستقیم یک سایت جدید مواجه کرده باشیم. خوشبختانه سیستمهايی مورد شناسایی قرار گرفته اند با شرایط برشمرده بخوبی تطبیق می کنند. در این سیستمها که عبارت از حلقه های اسپینی غیر مدوله متشکل از ۵ یا ۷ سایت می باشند تنها با کترل شار مغناطیسی گذرنده از میان حلقه امکان انتقال تقریبا کامل برانگیختگی از هر سایت به سایت دیگر وجود دارد و در نتیجه امکان ایجاد درهم تندگی کارامد بین تمامی زوج سایتهاي حلقه وجود خواهد داشت [14]. نقش ظرفی که شار مغناطیسی گذرنده از حلقه ایفا می کند بر هم زدن تقارن دورانی حلقه بر مبنای پدیده آهارانوف-بوهم میباشد. برهمزدن تقارن دورانی از آن رو ضروریست که در شرایط وجود این تقارن همواره دامنه انتقالهای سایتهاي هم فاصله از یک سایت θ با هم برابرند (مثال $f_{ij} = f_{ik}$) که

$$\text{بنا بر رابطه (7) هیچگاه مقدار آنها از } \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ بزرگتر نخواهد بود.}$$

فرد بودن تعداد سایتها در این دو سیستم خوش شناسی بسیار بزرگی است چرا که در حلقه های فرد هر خط تقارن از روی سایتی که با آن خط متناظر است می گذرد و در نتیجه زوج سایتهاي متناظر با آن خط در کلاس تقارنی اول قرار خواهند گرفت. این بدین معنی است که در این سیستمها برای تحقق توزیع کارامد درهم تندگی بین هر زوج دلخواه کافیست فقط یک سایت ثابت را برانگیخته کنیم و سپس شار مناسبی را تا مدت زمان معینی از درون حلقه عبور دهیم تا برانگیختگی به سایتی منتقل شود که خط تقارن از آن می گذرد و درنتیجه نیازی به مواجهه با چالش درهم تندگی سازی دو سایت در فرایند بارگذاری نیست. این در حالیست که در حلقه های با تعداد حلقه



شکل ۴) نمایش نمادین یک حلقه با تعداد سایتها فرد. همانطور که مشاهده می شود هر خط تقارن از یکی از سایتها سیستم می گذرد و در نتیجه سایتها متناظر با آن در کلاس تقارنی اول قرار می گیرند.

خلاصه و نتیجه گیری

در این مقاله با انگیزه کاهش پیچیدگی و غلبه بر چالشهای بازدارنده پیاده سازی سیستمهای توزیع کننده در همتینیدگی در ابعاد کم، زنجیره های اسپینی غیر مدوله به منظور تامین کارامد درهم تینیدگی بین نودهای مختلف مورد بررسی قرار گرفتند. در حالت کلی مشاهده شد که عدم همپوشانی ماکسیممها مطلق دامنه های انتقال مختلف عاملی محدودیت زا در استحصال مقادیر قابل توجه درهم تینیدگی میباشد، ضمن اینکه بیشینه سازی درهم تینیدگی بین زوجهای مختلف به ازای انکدینگها مختلفی محقق می شود. استفاده از ساختارهای متقارن راه حلی عملی برای حذف محدودیت مذکور بود که خوب شیخانه در این سیستمهای انتخاب سایتها هدف نیز تنها بوسیله بارگذاری غیر درهم تینیده و درهم تینیده ماکسیمال انجام می شد و نیازی به مواجهه با چالش استفاده از تجهیزات انکدینگ دلخواه نبود. بر مبنای امکان پذیر شدن درهم تینیده سازی کارامد در حد اکثر زوجها حلقه های اسپینی غیر مدوله به عنوان سیستمهایی با درجه تقارن بسیار بالا مد نظر قرار گرفت. با توجه به اینکه درهم تینیده سازی کارامد زوج سایتها متناظر مربوط به هر خط تقارنی مستلزم تغییر دادن سایتها بارگذاری شده می باشد و از سویی بنا بر ملاحظات تکنولوژیک فرض مقاله بر کنترل حداقل دو سایت ثابت بوده است امکان انتقال کامل برانگیختگی از سایت کنترلی به سایت مطلوب بوسیله کنترل شرایط عمومی مورد توجه قرار داده شد. با عنایت به کشف امکان پذیری انتقال تقریبا کامل یک برانگیختگی به یک سایت دلخواه در حلقه های با ۵ و ۷ سایت بوسیله کنترل شار مغناطیسی عبوری از حلقه مقصود ما در امکان پذیر ساختن درهم تینیده ساختن کارامد همه زوج سایتها حلقه براورده شد. فرد بودن تعداد سایتها در این سیستمهای خوش شناسی بزرگی بود چرا که تمام زوج سایتها در کلاس تقارنی اول قرار می گرفتند و در نتیجه فرایند بارگذاری در حد برانگیخته کردن یک تک سایت ساده می شد و چالشهای درهم تینیده ساختن دو سایت و انکدینگ دلخواه تک سایت پیش رو نبود.

- [1]. C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. 70, 1895(1993)
- [2]. J. I. Cirac, A. K. Ekert, S. F. Huelga, and C. Macchiavello, Phys. Rev. A 59, 4249 (1999)
- [3]. L. K. Grover, Quantum Telecomputation, quantph/9704012
- [4]. C. H. Bennett and S. J. Wiesner, Phys. Rev. Lett. 69, 2881 (1992)
- [5]. K. M. O'Connor and W. K. Wootters, Phys. Rev. A 63 (2001) 052302
- [6]. L. C. Venuti, C. D. E. Boschi, and M. Roncaglia, Phys. Rev. Lett. 96, 247206 (2006)
- [7]. F. Plastina and T. J. G. Apollaro, Phys. Rev. Lett. 99, 177210 (2007)
- [8]. T. J. Osborne and F. Verstraete , Phys. Rev. Lett. 96, 220503 (2006)
- [9]. C.Hadley, A.Serafini, and S.Bose, Phys. Rev. A 72, 052333 (2005).
- [10]. L. F. Santos , Phys. rev. A ISSN 1050-2947 (2003)
- [11]. A. Wojciek, T. Luczak, P. Kurzynski, A. Grudka, T. Gdala, and M. Bednarska, Phys. Rev. A. 75. 022330 (2007)
- [12]. M. B Plenio and Fernando L Semiao, New J. Phys. 7, 73 (2005)
- [13]. S. Bose, Phys. Rev. Lett 91, 207901(2003)
- [14]. S. Bose, B.-Q. Jin, and V. E. Korepin, Phys. Rev. A 72, 022345 (2005)
- [15]. M.B. Plenio, J. Hartley, and J. Eisert, New J. Phys. 6, 36 (2004)
- [16]. L. Campos Venuti, C. Degli Esposti Boschi, and M. Roncaglia, Phys. Rev. Lett. 99, 060401 (2007)
- [17]. D. P. DiVincenzo, C. A. Fuchs , H. Mabuchi, J. A. Smolin, A. Thapliyal, and A. Uhlmann, 1st NASA International Conference on Quantum Computing and Quantum Communication(Springer-Verlag); F. Verstraete, M. Popp, and J.I. Cirac, Phys. Rev. Lett. 92, 027901 (2004)
- [18]. M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, 2000)
- [19]. I. D'Amico, Microelectronics Journal 37, 1440 (2006)
- [20]. L.-M. Duan, E. Demler, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. 91, 090402 (2003)
- [21]. W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. 80, 2245 (1998).
- [22]. C. H. Bennett, , D. DiVincenzo, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, 1996b, Phys. Rev. A 54, 3824.
- [23]. D. Burgarth., PhD thesis, quantph/ 0704.1309 (2006)
- [24]. V. Subrahmanyam, Phys. Rev. A 69, 034304 (2004)

بررسی اثر شکست تقارن زیر شبکه ها در ویژگی های الکترونی تک لایه ی گرافین

علیرضا قیومزاده^۱، رضا عسگری^۱

^۱ پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانش های بنیادی- تهران

^۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه- زنجان

چکیده

گرافین نیمه فلزی بدون گاف انرژی است ولی برای کاربرد در صنعت الکترونیک نیاز به نیمه رسانایی با گافی در نوار انرژی می باشد. سازوکار شکستن تقارن زیر شبکه ها یکی از روش های ایجاد گاف در نوار انرژی گرافین می باشد. در این مقاله با در نظر گرفتن این سازوکار برای جرم دار کردن حامل های بار، که معادل ایجاد گاف در نوار انرژی است، به بررسی ساختار پایه ی گرافین پرداخته و اثر گاف انرژی بر روی کمیت های فیزیکی مهمی از قبیل قسمت حقیقی و موهومی خود- انرژی،تابع طیفی، سرعت بازیهنجار فرمی، طول عمر شبکه ذرات و طول پویش آزاد ناکشسان این شبکه ذرات را بررسی می کنیم. نتایج ما نشان می دهد که سرعت بازیهنجار رفتار نزولی را بر حسب مقدار گاف انرژی دارا هستند. بزرگ ترین طول پویش برای گرافین بدون گاف به دست می آید و این نشان می دهد که بزرگ ترین رسانندگی الکتریکی در گرافین بدون گاف رخ می دهد.

مقدمه و معرفی مدل نظری

کربن یکی از مهم ترین و جالب ترین عناصر جدول تناوبی است که به اشکال مختلفی یافت می شود، بعضی از آنها از زمان- های دور شناخته شده بوده مانند الماس و گرافیت هردو^۳ بعدی، برخی در ۲۰-۱۰ سال اخیر کشف شده مانند فولرین صفر بعدی و نانولوله های یک بعدی و شکل دو بعدی آن اخیرا به دست آمده است. گرافین کربن دو بعدی، لایه ای از گرافیت به ضخامت یک اتم است که اتم های کربن روی شبکه ای لانه زنی بوری شکل، شش ضلعی منتظم قرار گرفته اند. پس از ساخته شدن گرافین پایدار در آزمایشگاه در سال ۲۰۰۴ [۱] به خاطر رفتار شگفت آور و غیر معمول این سیستم دو بعدی (مانند اثر کوانتمی هال نیمه- صحیح) و کاربردهای عملی فراوان این ماده، تحقیقات گستره ای بر روی این ماده صورت گرفته است. این رفتار غیر عادی به رابطه پاشنده که خطی و در نتیجه پیروی دینامیک الکترون ها از معادله نسبیتی دیراک بدون جرم مربوط می شود. در فیزیک ماده ی چگال برای بررسی دینامیک الکترون ها استفاده از معادله شرو دینینگر که معادله ای غیر نسبیتی و بدون در نظر گرفتن اثر اسپین الکترون هاست کافی می باشد، ولی گرافین ماده ای است که برای توصیف آن نیاز به معادله دیراک که معادله ایست برای ذرات نسبیتی با اسپین $\frac{1}{2}$ می باشد. از طرفی الکترون های برانگیخته در گرافین به صورت ذراتی با جرم صفر رفتار می کنند، پس معادله حاکم بر گرافین همانند معادله نوترینو باردار است! به نظر می رسد که گرافین به خاطر قابلیت آن در ساخته شدن در ابعاد بسیار کوچک و بسیاری ویژگی های مناسب الکتریکی و عمل کرد با سرعت بالاتر نسبت به سیلیکون جایگزین مناسبی برای سیلیکون و حرکت به سمت نانو الکترونیک مدرن است. گرافین نیمه فلزی بدون گاف انرژی است که حامل های بار آن در انرژی های کم شیبی فرمیون های بدون جرم دیراک رفتار می کنند. الکترون ها در آن رفتار ترابر دی شبه- پرتاپی از خود نشان داده و با مقاومت کمی که در برابر خود می بینند گرمای اندکی تولید می کنند، از طرفی آزمایش های اخیر نشان از رسانندگی گرمایی بالای گرافین می دهد به گونه ای که با دارا بودن رسانندگی گرمایی در دمای اتفاق تا مرتبه $5.3 \times 10^3 W/mK$ ، دارای رسانندگی گرمایی بالاتری نسبت به نانو لوله های کربنی است.[۲] هم چنین آزمایش های اخیر خبر از تحرک پذیری بالای الکترون ها در گرافین از مرتبه حدود $10^5 cm^2/Vs$ حتی در دمای اتفاق می دهد،[۳] که در مقایسه با بالاترین تحرک پذیری ثبت شده در $H-Si (111) FET$ که حدود $8 \times 10^3 cm^2/Vs$ در دمای $4.2K$ است و بالاترین تحرک پذیری به دست آمده در $Si-SiO_2 (100) MOSFET$ که در دمای کم حدود $25 \times 10^3 cm^2/Vs$ است، بسیار بزرگ تر است. این ویژگی های مطلوب ذکر شده در گرافین و هم چنین قابلیت کترنل نوع و چگالی حامل های بار در گرافین به- وسیله ای ولتاژ گیت یا تزریق شیمیایی آن را مناسب برای ساخت قطعات نانو الکترونیک مدرن ساخته است. همان گونه که ذکر شد گرافین نیم فلزی بدون گاف است اما برای کاربرد در صنعت الکترونیک نیاز به صفحات گرافین با رفتاری شبیه نیمه رسانای گاف دار

در این مقاله ما به بررسی اثر گاف انرژی روی قسمت های موهومند و حقیقی خود-انرژی پرداخته و برخی کمیت های مهم را مورد مطالعه قرار می دهیم. این کمیت ها وابسته به برخی خصوصیات مهم فیزیکی با کاربرد عملی و نظری از قبیل ساختار نواری طیف ARPES، نرخ اتلاف انرژی حامل های تزریق شده و پنهانی تابع طیفی شبه ذرات می باشند.

دینامیک شبه ذرات در گرافین بدون گاف با هامیلتونی دو بعدی بدون جرم دیراک $\mathbf{H} = \hbar v \sigma_z \mathbf{k}$. توصیف می شود که دارای دو ویژه مقدار انرژی $E_{\pm k} = \pm \hbar v k$ برای الکترون ها ($S=+$) و ($S=-$) است که از طرفی به ترتیب نمایش گر هلیسیتی $\sigma_z \mathbf{k}$ ، و دست گردی یا کایرالیتی راست گرد و چپ گرد نیز هستند. نشان داده شده [9] که برهم کنش، بر خلاف سیستم های الکترونی دو بعدی معمولی، سرعت شبه ذرات در گرافین را به خاطر برهم کنش تبادلی بین نواری و دست گردی مخالف هم در نوارهای رسانش و ظرفیت افزایش می دهد. حال برای مدل سازی گاف، ساز و کار شکست تقارن زیر شبکه ها را در نظر گرفته و هامیلتونی تنگابست موثر را به صورت زیر در نظر می گیریم:

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 &= t \sum_i (a_i^\dagger b_i + c.c.) + \mu_a \sum_i a_i^\dagger a_i + \mu_b \sum_i b_i^\dagger b_i \\ &= t \sum_i (a_i^\dagger b_i + c.c.) + \frac{\mu_a - \mu_b}{2} \sum_i (a_i^\dagger a_i - b_i^\dagger b_i) + \frac{\mu_a + \mu_b}{2} \sum_i (a_i^\dagger a_i + b_i^\dagger b_i)\end{aligned}$$

جمله ای اول در خط دوم، جمله ای مربوط به انرژی جنبشی است و جمله ای دوم شکست تقارن به خاطر تفاوت پتانسیل شیمیایی روی اتم های دو زیر شبکه ی گرافین و جمله ای سوم فقط یک جابه جایی در صفر انرژی را نشان می دهد. در انرژی های کم این هامیلتونی به صورت موثر زیر در می آید:

$$\hat{H}_0 = \hbar v_F \vec{\sigma} \cdot \mathbf{k} + \Delta \sigma_3$$

که مشابه معادله دیرک با جرم $|\mu_a - \mu_b| = 2\Delta$ و با ویژه مقدار انرژی $\Delta = mv^2$ گاف انرژی و سرعت فرمی $v \sim 10^8 \text{ cm/s}$ است. به خاطر جمله ای جرمی در هامیلتونی هلیسیتی با دست گردی متفاوت بوده و دیگر ثابت حرکت نمی باشد.

قسمت های حقیقی و موهومند خود- انرژی

انرژی شبه ذرات با حل معادله دایسون به صورت خود- سازگار به دست می آید [15]:

$$E_{\pm k} = E_{\pm k} + \Re[\Sigma_g^{ret}(k, \omega)] \Big|_{\omega = E_{\pm k}} \quad (1)$$

خود- انرژی تأخیری گرافین گاف دار است که در تقریب $G_0 W$ به صورت زیر داده می شود:

$$\begin{aligned}\Sigma_g(k, i\omega_n) &= -\frac{1}{\beta} \sum_{q'} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{V_q}{\epsilon(q, i\Omega_m)} \\ &\times F^{ss'}(k, k+q) G_g^0(k+q, i\omega_n + i\Omega_m).\end{aligned} \quad (2)$$

که تابع دی الکتریک دینامیکی را در تقریب فاز تصادفی RPA، به صورت $\epsilon(q, i\Omega_m) = 1 - V_q \chi^{(0)}(q, i\Omega_m)$ به دست می آوریم.

تابع پاسخ سیستم است که اخیرا هم روی محور موهومند و هم حقیقی فرکانس به دست آمده است [10, 11]. $V_q = 2\pi e^2 / \kappa q$ برهم کنش کولنی با ثابت دی الکتریک κ است. تابع هم پوشانی برای گرافین گاف دار را به صورت زیر به دست می آوریم:

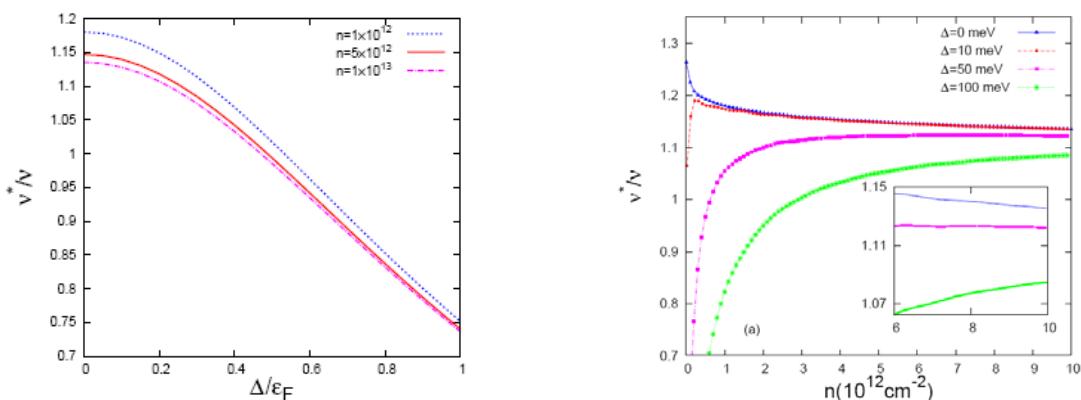
$$F^{ss'}(k, k+q) = \frac{1}{2} \left(1 + ss' \frac{(\hbar v)^2 k_z (k+q) + \Delta^2}{E_k E_{k+q}} \right). \quad (3)$$

خود- انرژی در گرافین به دو کمیت مستقل وابسته است که یکی انرژی فرمی و دیگری ثابت جفت‌شدگی $\alpha_{gr} = g_s g_v \epsilon^2 / k\hbar v$ به ترتیب تبعیگنی اسپینی و دره است. ثابت جفت‌شدگی در گرافین برای زیرلایه‌های SiC و گرافیت حدود یک است. $\alpha_{gr} = 2$ می‌باشد که در تمامی محاسبات ما مقدار $\alpha_{gr} = 1$ را در نظر می‌گیریم. می‌توان خود- انرژی تأخیری را به صورت مجموع دو عبارت یکی سهم خط و دیگری سهم باقی‌مانده نوشت $\Sigma_{gr}(k, \omega) = \Sigma_{gr}^{line}(k, \omega) + \Sigma_{gr}^{rest}$ ، سهم خط در خود- انرژی تأخیری، حقیقی محض است.[15]

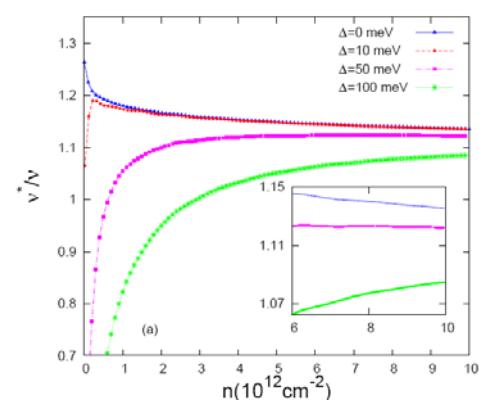
پس از مقداری محاسبات، رابطه‌ی نهایی برای سرعت باز بهنجار را به صورت زیر به دست آوردیم:

$$\frac{v^*}{v} = \frac{(1+\epsilon)^{-1/2} + (\nu)^{-1/2} \theta_\omega \Sigma_{gr}^{line}(k, \omega)|_{\omega=0, k=k_F}}{1 - \theta_\omega \Re \Sigma_{gr}^{line}(k, \omega)|_{\omega=0, k=k_F}}. \quad (4)$$

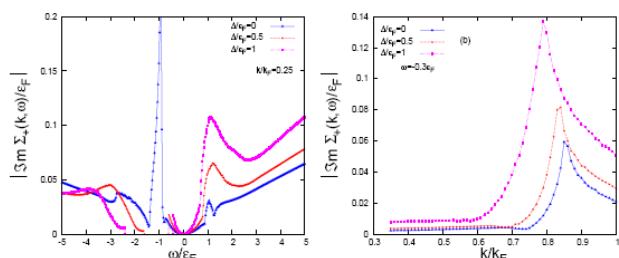
در شکل ۱ سرعت بهنجار شده را بر حسب چگالی الکترونی برای گاف انرژی‌های مختلف که به خاطر شکستن تقارن زیرشبکه تا کنون گزارش شده است را رسم کرده‌ایم. همان‌گونه که مشاهده می‌کنیم با افزایش گاف سرعت فرمی به شدت کاسته می‌شود این رفتار شبیه اثر ناخالصی، ولی با شدت بیشتر، روی سرعت بهنجار است که قبل محاسبه کرده‌ایم.[12] در شکل ۲ سرعت بهنجار را بر حسب گاف انرژی برای مقادیر مختلف چگالی الکترونی رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌شود که در حضور گاف سرعت فرمی در چگالی‌های زیاد با چگالی تغییر ناچیزی می‌کند در صورتی که در چگالی‌های کم این تغییر بسیار زیاد است.



شکل ۱- سرعت بازبهنجار بر حسب چگالی برای گاف‌های انرژی مختلف.



شکل ۲- سرعت بازبهنجار بر حسب چگالی برای گاف‌های انرژی مختلف.



شکل ۳- اثر گاف انرژی روی قسمت موهومی خود- انرژی.

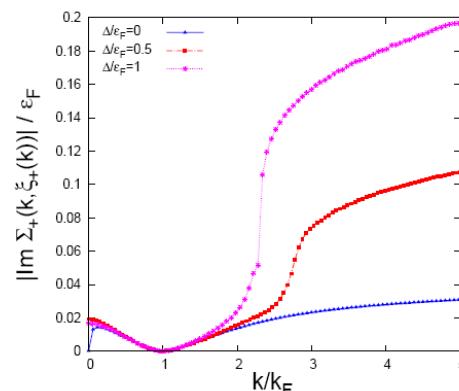
در شکل ۳ قسمت موهومی خود- انرژی در حضور گاف انرژی را رسم کرده‌ایم. این کمیت پهنای نوار در تابع طیفی را نشان می‌دهد.

نرخ پراکندگی ناکشسان شبه ذرات

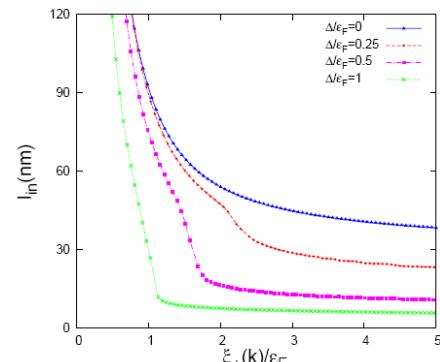
در این بخش به محاسبه‌ی طول عمر شبه ذرات به‌خاطر برهم‌کنش الکترون-الکترون در گرافین گافدار در دمای صفر و بدون حضور ناخالصی می‌پردازیم. طول عمر شبه ذرات با قرار دادن انرژی ذره‌ی آزاد نسبت به سطح فرمی $E_F = E_{sk} - \xi_{sk}$, به‌جای بسامد در قسمت موهومنی خود- انرژی تأخیری به‌صورت زیر به‌دست می‌آید[15]:

$$\tau^{-1} = -\frac{2}{\pi} 3m [\Sigma^{res}(k, \xi_{sk}/\hbar)] \quad (5)$$

این کمیت با مجموع نرخ پراکندگی شبه ذرات و شبه حفره‌ها با عدد موج k , که از قانون طلایی فرمی به‌دست می‌آید برابر است. قسمت موهومنی خود- انرژی تأخیری از سهم‌های بین نواری و داخل نواری قسمت باقی‌مانده‌ی خود- انرژی تأخیری به‌دست می‌آید. ثابت می‌شود که قسمت موهومنی خود- انرژی تأخیری وقتی روی انرژی ξ_{sk} محاسبه شود فقط به سهم داخل نواری وابسته است. در شکل ۴ نرخ پراکندگی ناکشسان یا معکوس طول عمر شبه ذره را برحسب انرژی ξ_{sk} برای گاف انرژی‌های مختلف رسم کرده‌ایم. همان‌گونه که مشاهده می‌کنیم در حالت گرافین بدون گاف به‌خاطر عدم حضور سهم پلاسمونی و برخورد بین نواری برخلاف رفتار نیمه‌رساناهای معمولی با نوار انرژی سهمی شکل، تابعی هموار خواهیم داشت ولی با افزایش مقدار گاف سهم برانگیختگی پلاسمون‌ها نیز وارد شده و در مقدار خاص از بردار موج شاهد پرشی در نمودار پراکندگی ناکشسان هستیم. همچنین دیده می‌شود که در انرژی‌های بزرگ‌تر، در مقایسه با انرژی‌های کوچک، با افزایش گاف انرژی مقدار نرخ پراکندگی نیز افزایش بیشتری می‌یابد و رفتاری شبیه سیستم الکترونی دو بعدی می‌یابد.[13, 14] در شکل ۵ طول پویش آزاد ناکشسان را برحسب انرژی گاف انرژی‌های مختلف رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌کنیم که در حضور گاف‌های انرژی از مرتبه‌ی کوچک‌تر از $130meV$ همچنان طول پویش بزرگ بوده و شاهد رفتار ترابردی شبه- پرتابی در گرافین گافدار می‌باشیم.



شکل ۴- نرخ پراکندگی ناکشسان برحسب انرژی برای مقادیر مختلف گاف انرژی و چگالی $n = 5 \times 10^{12} cm^{-2}$



شکل ۵- طول پویش آزاد برحسب انرژی برای مقادیر مختلف گاف انرژی و چگالی $n = 5 \times 10^{12} cm^{-2}$

نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی اثر ایجاد گاف انرژی در صفحات گرافین روی قسمت های موهومی و حقیقی خود-انرژی شبه ذرات پرداختیم. مشاهده کردیم که سرعت بازبینی شده در چگالی های کم با افزایش مقدار گاف بسیار کاهش یافته و در چگالی های زیاد مقدار آن با تغییر چگالی تغییر کمی می کند. همچنان با ایجاد و افزایش مقدار گاف سهم پلاسمونی در نرخ پراکندگی ناکشسان شبه ذرات به صورت پرشی در یک بردار موج خاص به نرخ پراکندگی حاصل از برهم کنش شبه ذرات افزوده می شود. همچنان میزان این پرش با افزایش گاف زیاد می شود. در پایان با محاسبه طول پویش آزاد مشاهده شد که در محدوده گاف های انرژی به دست آمده بر اثر شکستن تقارن زیر شبکه ها در صفحات گرافین رفتار تراپریدی همچنان شبه-پرتابی باقی میماند. نتایج نشان می دهد که بیشترین رسانندگی الکتریکی در گرافین بدون گاف رخ می دهد.[16]

مرجع ها

- [1] K. S. Novoselov *et al*, *Science* **306**, (2004) 666.
- [2] A. A. Balandin *et al*, *Nano Lett.*, **8**, (2008) 902.
- [3] S.V. Morozov *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, (2008) 016602.
- [4] S. Y. Zhou *et al*, *Nat. Mater.* **6**, (2007) 770.
- [5] G. Li, A. Luican, and E. Y. Andrei, *arXiv*: 0803.4016 (2008).
- [6] Gianluca Giovannetti *et al*, *Phys. Rev. B* **76**, (2007) 073103.
- [7] R. M. Ribeiro, N. M. R. Peres, J. Coutinho, and P. R. Briddon, *Phys. Rev. B* **78**, (2008) 075442.
- [8] I. Zanella *et al*, *Phys. Rev. B* **77**, (2008) 073404.
- [9] M. Polini, R. Asgari, Y. Barlas, T. Pereg-Barnea, A. H. MacDonald, *Solid State Commun.* **143**, (2007) 58.
- [10] A. Qaiumzadeh and R. Asgari, *arXiv*: 0807.3183 (2008).
- [11] P. K. Pyatkovskiy, *arXiv*: 0808.0931 (2008).
- [12] A. Qaiumzadeh, N. Arabchi, R. Asgari, *Solid State Commun.* **147**, (2008) 172.
- [13] Marco Polini, Reza Asgari, Giovanni Borghi, Yafis Barlas, T. Pereg-Barnea, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **77**, (2008) ۸۱۴۱۱(R).
- [14] R. Asgari, B. Davoudi, M. Polini, Gabriele F. Giuliani, M. P. Tosi, and G. Vignale, *Phys. rev. B* **71**, (2005) 045323.
- [15] G. F. Giuliani and G. Vignale, “*Quantum Theory of The Electro Liquid*” (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2005).
- [16] A.Qaiumzadeh, F. K. Joibari, and R. Asgari, arXiv: 0810.4681 Submitted to *Phys. Rev. B* (2009).

بررسی رفتار مقیاس‌بندی مرز DLA (انبوهش محدود به پخش) شبیه‌سازی شده با روش Hasings-Levitov

فاطمه محمدی^۱، عباس علی صابری^۲ و شاهین روحانی^۱

^۱دانشگاه صنعتی شریف

^۲پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)

چکیده

در این مقاله رفتار مقیاس‌بندی DLA تولید شده با روش Hasings-Levitov بررسی می‌شود. بعد فرآکتالی با استفاده از شعاع ژیراسیون و تابع همبستگی محاسبه شده و حد مجانبی آن برای مقیاس‌های بزرگ تعیین شده است که با نتایج بدست آمده از روش‌های دیگر در توافق است. همچنین خواص مقیاس‌بندی طول‌های مختلف مربوط به مرز خوشه را بررسی کردیم و به این نتیجه رسیدیم که مقیاس‌های طولی مختلف مقیاس‌بندس ساده ندارند. نمای رشد اندازه‌گیری شده برای پهنای سطح $\beta = 0.557$ است که با نمای مقیاس‌بندی اندازه خوشه (شعاع ژیراسیون) متفاوت است. همچنین نشان دادیم که حد مجانبی برای مقیاس‌های بزرگ مرز یک رفتار Multiscaling دارد.

مدل رشد DLA (انبوهش محدود به پخش) توسط Witten و Sanders معرفی شد [۱]. این مدل بسیاری از پدیده‌های تشکیل نقش مانند انبوهش یون‌های فلزی در الکترولیت، انگشت شدگی چسبنده، سیال‌های لایپلاسی و ... را توصیف می‌کند. فرایند رشد در مبدأ با ذره‌ای به عنوان بذر آغاز می‌شود، ذره بعدی که از دور رها می‌شود مجاز است تا رسیدن به موضعی در مجاورت بذر حرکت پخشی داشته باشد و وقتی به این موضع رسید به طور دائم به بذر می‌چسبد، ذره‌های دیگر تک تک رهاسده و به همین روال به انبوهه در حال رشد می‌پوندند. احتمال یافتن ذره‌ای در حال گشت کاتورهای در معادله لایپلاس صدق می‌کند ($\nabla^2 \psi = 0$).

بنابراین احتمال رشد P متناسب با $\nabla \psi$ خواهد بود. در دو بعد، نگاشت همدیس روشنی برای حل معادله لایپلاس است. Hastings و Levitov با استفاده از نگاشت‌های همدیس استوکاستیک خوشه‌هایی را تولید کردند [۲] که ظاهراً مشابه DLA است. Davidovitch و همکارانش [۳] با استفاده از بسط لوران نگاشت همدیس ذکر شده و بررسی ضرایب آن بعد فرآکتالی را محاسبه کردند.

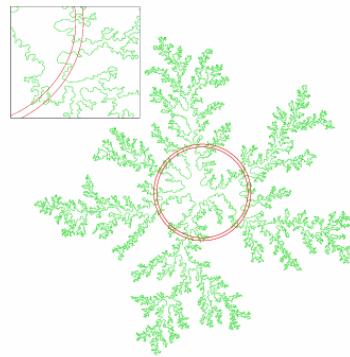
با استفاده از روش HL (Hastings-Levitov) تعداد 2000 خوشه با ذرات $N \leq 5 \times 10^4$ و 200 خوشه با تعداد ذرات $N = 10^5$ تولید کردیم. یک نمونه $N = 10^5$ در شکل ۱ نشان داده شده است. کمیت‌هایی که بعداً بررسی می‌شوند متوسط آنژامبلی خوشه‌ها هستند.

برای محاسبه بعد فرآکتالی رابطه بین شعاع ژیراسیون و تعداد ذرات را تعیین می‌کنیم، $(R_g^c)^{v_c} \sim N^{v_c}$ که $v_c = 0.581(2)$ است. در توافق با نتایج بدست آمده قبلی است.

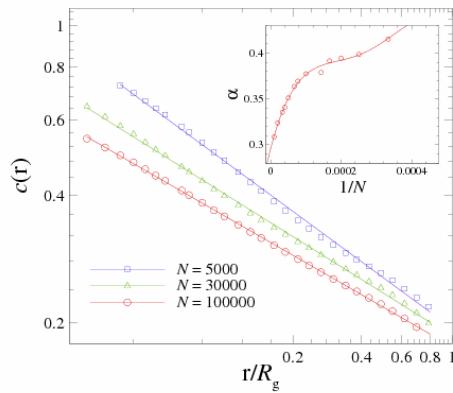
با استفاده از تابع همبستگی نیز می‌توان بعد فرآکتالی را محاسبه کرد. تابع همبستگی در یک نقطه به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{V} \sum \rho(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}')$$
 (۱)

که $\rho(\mathbf{r})$ چگالی در مکان \mathbf{r} است و متوسط گیری روی تمام نقاط خوشه است، برای خوشه‌های همسانگرد تابع همبستگی فقط به فاصله r بستگی دارد. برای فرآکتال‌های خود مانند (self-similar) $\rho(r) \sim r^{-\alpha}$ نمای α است.



شکل ۱: مرز خوش با $N = 10^5$ ذره تولید شده بوسیله الگوریتم HL. پوسته رسم شده برای مطالعه خواص multi-scaling استفاده شده است



شکل ۲: تابع همبستگی برای سه خوش با اندازه های مختلف. شکل فرعی: نمای α بر حسب $1/N$ با برآش چند جمله ای در حد $N \rightarrow \infty$, $\alpha = 0.29(1)$ می شود

نماید $\alpha = d - D_c$ نامیده می شود و d بعد فضا است. ما تابع همبستگی را برای خوش های با اندازه های مختلف (N متفاوت) محاسبه کردیم. این تابع در بازه $r/R_g < 0.01$ رفتار توانی دارد (شکل ۲) و نمای α به اندازه خوش بستگی دارد. نمای α به عنوان تابعی از $\frac{1}{N}$ در شکل ۲ نشان داده شده است. برای تعیین نمای α در حد $N \rightarrow \infty$, $\alpha = 0.29$ با منحنی چند جمله ای برآش می شود و با بروزیابی منحنی در حد $N \rightarrow \infty$, مقدار $\alpha = 0.29(1)$ نمودار α بر حسب $\frac{1}{N}$ بدست می آید، بنابراین $D_c = 1.71$ خواهد بود که در توافق با نتایج قبلی است. در مرحله بعد خواص مقیاس بندی مقیاس های طولی مختلف مربوط به مرز را بررسی کردیم. بعد فراكتالی مرز خوش با استفاده از رابطه $R_g^b \sim L^{v_b}$ مقدار $v_b = \frac{1}{D_b}$ است یعنی بعد فراكتالی خوش و مرز یکسان است. در محدوده خطای محاسبه شده $v_b = v_c = 0.587$ (4)

بررسی **DLA** مرز multi-scaling: مفهوم multi-scaling برای DLA قبلاً بزرگی شده است [۶ ۵ ۴]. مشاهدات ما برای خوش های تا 10^5 ذره نشان می دهد که مرز DLA نیز رفتار multi-scaling دارد. برای بررسی رفتار multi-scaling، یک پوسته به شعاع r و ضخامت dr به مرکز خوش رسم می کنیم (شکل ۱)، سپس $g(r, R_g)$ که با معادله زیر تعریف می شود را تعیین می کنیم:

$$g(r, R_g) dr = dl \quad (2)$$

dl طولی از مرز است که در داخل پوسته به شعاع r قرار می‌گیرد. $x = \frac{r}{R_g^b}$ با $0.1 \leq x \leq 2$ در

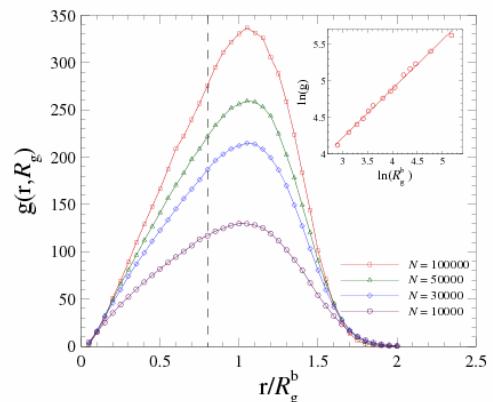
شکل ۳ رسم شده است. بیشینه تابع برای خوشه‌های با اندازه‌های مختلف نزدیک شعاع زیراسیون است. با توجه به ناوردا بودن $g(r, R_g)$ تحت تبدیل مقیاس می‌توان نوشت:

$$g(r, R_g) = c(x) R_g^{D(x)-1} \quad (3)$$

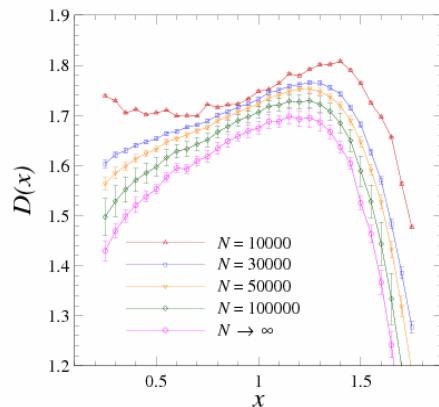
که $D(x)$ بعد فراکتالی وابسته به مکان و $c(x)$ تابع مقیاس‌بندی است. بنابراین:

$$D(x) = 1 + \left. \frac{\partial \ln g(r, R_g)}{\partial \ln R_g} \right|_x \quad (4)$$

با توجه به توضیحات شکل ۳، $D(x)$ را بازاء هر x محاسبه می‌کنیم. شکل ۴ $D(x)$ را بصورت تابعی از x نشان می‌دهد. با توجه به شکل با افزایش اندازه سیستم، وابستگی D به x ادامه می‌یابد و D به سمت مقدار ثابت (مستقل از x) نزدیک نمی‌شود. $D(x) \approx 1.2$ بیشینه می‌شود که مکان بیشینه آن مستقل از اندازه سیستم است. مقدار $D(x)$ را در حد $N \rightarrow \infty$ بازاء $0.1 \leq x \leq 2$ برون‌یابی کردیم، مطابق شکل $D(x)$ به مقدار ثابت میل نمی‌کند بنابراین مرز خوشه‌های تولید شده با روش HL رفتار multi-scaling دارد و مجموعه‌ای از نمایه‌ای مقیاس‌بندی برای توصیف آن نیاز است.



شکل ۳: نمودار چگالی $g(r, R_g)$ برای چهار خوشه با اندازه‌های مختلف. شکل فرعی: تغییرات $\ln g$ بر حسب $\ln R_g^b$ بازای $x = 0.8$. با استفاده از شبیه خط $D(x) = 1.67$.



شکل ۴: بعد فراکتالی $D(x)$ برای چند خوشه با اندازه مختلف.

نتیجه‌گیری

خواص مقیاس‌بندی خوشه‌های تولید شده با روش Hastings-Levitov را بررسی کردیم. در قسمت اول بعد فراکتالی نقش‌های تولید شده را مستقیماً محاسبه کردیم که در توافق با نتایج قبلی است. تابع همبستگی را برای خوشه محاسبه کرده و حد مجانبی نمای co-dimensionality را برای خوشه‌های بزرگ بدست آوردیم.

در قسمت بعد به مرز خوشه توجه کردیم و به این نتیجه رسیدیم که مقیاس‌های طولی مقیاس‌بندی ساده ندارند و در نهایت به این نتیجه رسیدیم که مرز DLA برای خوشه‌های بزرگ رفتار multi-scaling دارد.

مرجع‌ها

- [1] T.A. Witten and L.M. Sanders, Phys. Rev. Lett. **47** 1400. (1981)
- [2] M. B. Hastings and L. S. Levitov, Physica D **47** 244. (1984)
- [3] B. Davidovitch and I. Procaccia, Phys. Rev. Lett. **85** 3608. (2000)
- [4] C. Amitrano, A. Coniglio, P. Meakin, M. Zannetti, Physical Review B **44** 4974. (1991)
- [5] E. Somfai, R. C. Ball, N. E. Bowler, L. M. Sander, Physica A **325** 19. (2003)
- [6] A. Y. Menshutin and L. N. Shchur, Physical Review E **73** 011407. (2006)

مروری بر فاز هندسی در سیستم‌های هرمیتی و غیر هرمیتی

حسین مهری دهنوی^۱

^۱دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

چکیده

پس از حل بی درور معادله‌ی شرودینگر برای سیستم‌های هرمیتی، فرمولبندی فاز هندسی برای سیستم‌های هرمیتی ارائه می‌شود سپس این فاز برای سیستم‌های غیر هرمیتی $N \times N$ بعدی (به طور مفهومی و با حداقل ریاضیات ممکنه)، تعمیم داده می‌شود. در پایان در مورد فاز هرمیتی حول نقاط تبیه‌گذاری غیر هرمیتی بحث می‌شود.

در بسیاری از سیستم‌های کوانتمی عملگر همیلتونی وابسته به زمان می‌باشد و معادله‌ی شرودینگر

$$H(t)|\psi(t)\rangle = i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle, \quad (1)$$

توصیف کننده‌ی تحول زمانی چنین سیستم‌هایی می‌باشد. در واقع چنین سیستم‌هایی تابع یک سری از پارامترهای محیط خارجی (که خود وابسته به زمان است) می‌باشند.

معادله‌ی (1) را معمولاً با تقریب‌های مختلفی حل می‌کنند (مرجع‌های ۱ و ۲ را ببینید). مهمترین آن‌ها، تقریب آدیاباتیک (بی دررو) می‌باشد. منظور از تقریب بی درو آن است که تحول همیلتونی چنان آهسته باشد که تحول زمانی یک سیستم کوانتمی با شرط اولیه‌ی

$$|\psi(0)\rangle = \alpha_n(0)|\psi_n(0)\rangle, \quad (2)$$

به صورت

$$|\psi(t)\rangle = \alpha_n(t)|\psi_n(t)\rangle, \quad (3)$$

باشد. که $(\psi_n(t), \text{ ویژه بردار } n^{\text{ام}} \text{ همیلتونی است})$.^۱ اگر همیلتونی یک ماتریس $N \times N$ هرمیتی باشد، می‌توان مجموعه‌ی ویژه بردارهای متعامد $\{\psi_n(t), n=1,2,\dots,N : \langle \psi_n(t) | \psi_m(t) \rangle = \delta_{n,m}\}$ را برای آن یافت. با جایگذاری معادله‌ی (3) در معادله شرودینگر و ضرب داخلی طرفین در $\langle \psi_n(t) |$ و تقسیم کردن طرفین تساوی حاصله بر $(\alpha_n(t))^* \alpha_n(t)$ و حل معادله دیفرانسیل بدست آمده با شرط اولیه‌ی (2) به جواب زیر می‌رسیم

$$\alpha_n(t) = \alpha_n(0) e^{i(\delta_n(t) + \gamma_n(t))}, \quad \delta_n(t) := - \int_0^t E_n(t') dt', \quad \gamma_n(t) := i \int_0^t \left\langle \psi_n(t') \left| \frac{d}{dt'} \right| \psi_n(t') \right\rangle dt'. \quad (4)$$

به $(\delta_n(t))$ فاز دینامیکی و به $(\gamma_n(t))$ فاز هندسی (بری) می‌گویند. این فاز برای اولین بار توسط بُری فرمول بندی شد (مرجع ۴) و پس از آن سایمون (مرجع ۵) نشان داد که حل بی دررو معادله‌ی شرودینگر (جدای از فاز دینامیکی)، با مفهوم ریاضی انتقال موازی در کلاف‌های تاری مشخصه (Parallel Transformation) (Principle Fiber Bundles)، یکسان است.

در سیستم‌های کوانتمی ای که ذره بقا ندارد (مثلاً سیستم‌هایی که واپاشی و یا تونل زنی دارند و ...)، همیلتونی موثر سیستم، غیر هرمیتی است.^۲ تعمیم فاز هندسی، برای به سیستم‌های غیر هرمیتی، توسط گریسون و رایت انجام شد (مرجع ۶). ولی توصیف هندسی این فاز مسئله‌ای حل نشده بود که اخیراً در مرجع ۷، انجام شد. در ادامه با توضیح مقدماتی مفهوم هندسی فاز بُری، به تعمیم آن برای سیستم‌های غیر هرمیتی می‌پردازیم. از آنجائی که تحول زمانی سیستم کوانتمی به تغییر پارامترهای محیط وابسته است، تحول زمانی همیلتونی سیستم با یک خم $C \subseteq M$ در فضای پارامترها (منیفلد M) مشخص می‌شود.^۳ خم C را می‌توان بر حسب

¹ برای توضیحات بیشتر در مورد تقریب بی دررو در سیستم‌های کلاسیک و کوانتمی به مراجع ۱، ۲ و ۳ مراجعه کنید.

² برای توضیح بیشتر در مورد سیستم‌های کوانتمی غیر هرمیتی، به مرجع‌های ۶ تا ۱۰ و مراجع داخل آنها مراجعه کنید.

³ فرض بر این است که در هیچ نقطه‌ای از M همیلتونی تبیه‌گذار نیست.

$$m \quad (t) = R(t) = (R^1(t), R^2(t), \dots, R^m(t))$$

$$\gamma_n(t) := i \int_0^t \left\langle \psi_n(R(t')) \left| \frac{\partial}{\partial R^i} \right| \psi_n(R(t')) \right\rangle \frac{dR^i}{dt'} dt' = \int_{R(0)}^{R(t)} \langle \psi_n(R) | d | \psi_n(R) \rangle := \oint_C A, \quad (5)$$

نوشت. در رابطه‌ی بالا از قائدۀ جمع زنی انيشتین استفاده شده، d نمایانگر دیفرانسیل کامل و A یک فرم هموستار مد بری (Mead-Berry Connection One-form) است. باز نویسی $(t)\gamma_n$ به صورت بالا، به وضوح نشان می‌دهد که این فاز تابعی از شکل خم C است و نه سرعت طی شدن آن و به همین دلیل آن را فاز هندسی می‌نامند.

قابل توجه است که مجموعه‌ی بردارهای $\{\psi'_n(R(t))\}$ ، نیز ویژه بردارهای متعامد همیلتونی اند و این آزادی در انتخاب ویژه بردارها را آزادی پیمانه‌ای می‌گویند. با این تبدیل فاز هندسی به صورت

$$\gamma'_n(t) := i \int_{R(0)}^{R(t)} \langle \psi'_n(R) | d | \psi'_n(R) \rangle = i \int_{R(0)}^{R(t)} \langle \psi_n(R) | d | \psi_n(R) \rangle - d\xi_n(R(t)) = \oint_C A - \xi_n(R(t)) + \xi_n(R(0)), \quad (6)$$

تغییر می‌یابد. که $(R)_n$ ، یک تابع دلخواه از خم C است. فقط در صورت بسته بودن خم C ($R(t) = R(0)$) فاز هندسی یک ناوردی پیمانه‌ای است ($\gamma'_n(t) = \gamma_n(t)$) و در نتیجه یک کمیت اندازه‌پذیر فیزیکی.

برای یک سیستم کوانتمی غیر هرمیتی ($H^+ \neq H$)، می‌توان یک مجموعه ویژه بردارهای متعامد $\{\psi_n(t)\}$ را برای همیلتونی یافت. که $\langle \psi_n(t) | \phi_n(t) \rangle = \delta_{n,m}$ و $\langle \phi_n(t) | \psi_m(t) \rangle = \delta_{n,m}$. $H^+(t)|\phi_n(t)\rangle = E_n^*(t)|\phi_n(t)\rangle$

با روشنی مشابه با حالت هرمیتی حل بی درروی معادله‌ی (۱) با شرط اولیه‌ی (۲) برای این حالت نیز به صورت معادله‌ی (۴) می‌باشد با این تفاوت که فاز هندسی به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\gamma_n(t) := i \int_{\tilde{R}(0)}^{\tilde{R}(t)} \langle \phi_n(\tilde{R}) | d | \psi_n(\tilde{R}) \rangle := \oint_{\tilde{C}} \tilde{A}. \quad (7)$$

یک اختلاف فاصله‌ی بین فازهای تعریف شده در (۵) و (۷) در این است که در رابطه‌ی (۵) خم بسته‌ی C یک خم بسته در M (که همیلتونی و ویژه مقادیر آن توابع یکتایی بر روی آن هستند) می‌باشد. ولی به دلیل مختلط بودن ویژه مقادرهای همیلتونی در حالت‌های غیر هرمیتی (بر خلاف حالت‌های هرمیتی) اصولاً ویژه مقادرهای ویژه حالت‌ها $\Lambda_n(t) := \frac{|\psi_n(t)\rangle\langle\psi_n(t)|}{\langle\psi_n(t)|\psi_n(t)\rangle}$ توابع یکتایی از M

(که همیلتونی تابع یکتایی بر روی آن است) نیستند. در نتیجه باید یک فضای جدید \tilde{M} تعریف کرد که ویژه بردارها (و در نتیجه ویژه حالت‌ها) توابع یکتایی بر روی آن باشند. این فضای جدید چیزی نیست به جز یک فضای پوششی (Covering Space) از M در مرجع ۷ این فضای پوششی به صورت یک کلاف تاری با تارهای مجزا (Discrete Fiber Bundle) تعریف شده است. در ادامه برای درک بهتر به سه خاصیت مهم منیفلد \tilde{M} اشاره می‌کنیم و برای جزئیات بیشتر خواننده را به مرجع ۷ ارجاع می‌دهیم.

۱. هر خم بسته در \tilde{M} متناظر با یک خم بسته در M است و لی عکس این گزاره همیشه برقرار نیست.

۲. در حالت هرمیتی (و کلیه‌ی حالت‌های که ویژه مقادرهای توابع یکتایی به روی M هستند)، \tilde{M} یک پوشش بدیهی است و یا به عبارتی \tilde{M} با M یکسان ریخت (Homeomorphic) هستند.

۳. در حالت‌های خاصی که در آنها ویژه مقادیر توابعی (مختلط) تحلیلی و فضای پارامترها صفحه‌ی مختلط است \tilde{M} رویه‌های ریمانی مربوط به ویژه مقادیر می‌باشد.

خاصیت اول بیانگر این است که هر تحول چرخه‌ای ویژه بردارها (ویژه حالت‌ها) با یک تحول چرخه‌ای همیلتونی معادل است ولی هر تحول تناوبی همیلتونی یک تحول چرخه‌ای (برای ویژه مقادرهای ویژه حالت‌ها) نیست. و در اکثر مراجع گذشته (مثل مرجع ۶) این دو تحول را یکسان می‌دانستند! و در بعضی از مراجع (مثل مرجع ۸) سعی بر حل ناقص این مسئله بوده. خاصیت دو به نوعی

⁴ به چنین تحولی، تحول چرخه‌ای (Cyclic Evolution) می‌گویند.

در مرجع ۸ فاز بُری برای یک تحول چرخه ای که حول نقاط تبھگنی غیر هرمیتی^۵ را برابر با مقدار توپولوژیک π بدست آمده در صورتی که در مرجع ۷ نشان داده شد که فاز هندسی است (هر مقدار دلخواه می تواند باشد). باید توجه کرد که در مرجع ۴ و ۶ نیز نتایجی مغایر با نتایج مرجع ۸ بدست آمده. مشکل اصلی مرجع ۸ در این است که هر خم بسته در \tilde{M} را معادل با هر خم بسته در M فرض شده که دو بار روی خود بسته شده است. در صورتی که هر خم بسته در \tilde{M} ، معادل با هر خم بسته ای در M است که ویژه مقادیر توابع یکسانی به روی آن باشند.

نتیجه گیری

در این مقاله حل بی درروی معادله شرودینگر، فرمولبندی فاز هندسی چرخه ای و فاز دینامیکی برای سیستم های کوانتمی غیر هرمیتی به عنوان تعمیم مستقیمی از فاز هندسی در سیستم های هرمیتی ارائه شد. در پایان به هندسی بودن فاز بُری برای تحول های چرخه ای حول نقاط تبھگنی اشاره شد و در مورد مشکلات فرمول بندی مراجع ۶ و ۸ توضیح داده شد.

مراجع

1. A. Bohm, et. al., *The Geometric Phase in Quantum System* (Springer, New York, 2003).
2. A. Mostafazadeh, *Dynamical Invariants, Adiabatic Approximation and the Geometric Phase* (Nova Science, New York, 2001).
3. D. J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics* (Prentice Hall, Inc. N. J., 2003).
4. M. V. Berry, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **392**, 45 (1984).
5. B. Simon, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2167 (1983).
6. J. C. Garrison and E. M. Wright, *Phys. Lett. A* **128**, 177 (1988).
7. H. Mehri-Dehnavi and A. Mostafazadeh, *J. Math. Phys.* **49**, 082105 (2008).
8. A. A. Mailybeav, et. al., *Phys. Rev. A* **72**, 014104 (2005).
9. C. Dembowski, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 787 (2003).
10. I. Rotter, *J. Phys. A* **42**, 153001 (2009).

⁵ نقاط تبھگنی غیر هرمیتی نقاطی هستند که همیلتونی در آنها قطری پذیر نمی باشد. باید توجه کرد چنین نقاطی در منیفلد M قرار ندارند بلکه نقاط حدی آن هستند. در واقع همیلتونی تابعی است به روی منیفلد M' و با حذف نقاط تبھگنی (هرمیتی و غیر هرمیتی) از M' ، منیفلد M بدست می آید.

شواهدی مبنی بر وجود اثرات عدم تراکم پذیری ماده ای در واکنش های همجوشی

یون سنگین

امید ناصر قدسی، رضا قرائی، الهام حق پرست

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر کد پستی ۴۷۴۱۵-۴۱۶

چکیده

در این پژوهه هدف این است تا با بررسی واکنش های همجوشی یون سنگین $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$ و M3Y با پتانسیل Woods-Saxon (W.S.) ماده ای هسته ای بیان کنیم. با مقایسه ای نتایج حاصل از پتانسیل (W.S.) که ارتفاع سد همچوشه افزایش یافته که در این صورت وجود یک نیروی دافعه ای اضافی در پتانسیل کل قابل پیش بینی است. از طرفی با استفاده از بررسی روش تحلیلی (P.P.) و مقایسه ای نتایج حاصل از آن با نتایج محاسبات خودمان، نشان داده ایم که پتانسیل نظری که توسط روش P.P. محاسبه شده است، توافق خوبی را با داده های حاصل از نتایج ما دارد. بنابراین با توجه به وابستگی روش P.P. به اثرات عدم تراکم پذیری ماده ای هسته ای، به نوعی میتوان این نیروی دافعه ای اضافی ظاهر شده در پتانسیل W.S. را به اثرات تراکم ناپذیری ماده ای هسته ای نسبت داد. از طرفی محاسبه ای سطح مقطع های همجوشی در واکنش های $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$ و M3Y با استفاده از پتانسیل W.S.، توافق بهتری را با داده های تجربی سطح مقطع نسبت به پتانسیل W.S. نشان می دهد.

در مطالعه بر هم کنش یونهای سنگین، پتانسیل هسته ای دارای اهمیت ویژه ای است. یکی از فرم های رایج برای این پتانسیل، پتانسیل W.S. می باشد که به طور گسترده در این مطالعات از آن استفاده شده است. در برخی تحقیقاتی که تاکنون انجام شده است مقدار پارامتر پخشیدگی حدود 0.8 fm گزارش داده شده که از مقادیر حاصل از مطالعات پراکندگی نوکلئونها که برابر 0.64 fm می باشد بزرگتر است [1]. این تغییر دارای اهمیت ویژه ای است زیرا افزایش پارامتر پخشیدگی باعث افزایش ضخامت سد پتانسیل خواهد شد که این نیز تأثیر قابل توجهی در محاسبه سطح مقطع همجوشی خواهد داشت. این تغییرات تاکنون به خوبی توجیح نشده است. برای این منظور واکنش های $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr} + ^{12}\text{C}$ و $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ انتخاب شده اند. در این واکنش ها $Z_1 Z_2 < 200$ می باشد بنابراین از اثرات ارتعاشی هسته ها در محاسبه سطح مقطع می توان صرفنظر کرد و این بر هم کنش ها را می توان توسط یک سد منفرد مورد بررسی قرار داد [2]. در ابتدا با انتخاب مقدار $a = 0.64 \text{ fm}$ سایر پارامترهای پتانسیل W.S. را برای این واکنش ها به گونه ای انتخاب کرده ایم که بهترین توافق بین داده های تجربی و نظری سطح مقطع همجوشی حاصل شود. نتایج حاصل برای پتانسیل کل و سطح مقطع در شکل های ۱ و ۲ نشان داده شده اند. برای محاسبه سطح مقطع از مدل Single Barrier Penetration شده است. برای یک مقایسه بهتر پتانسیل کل را با استفاده از روش Monte Carlo و نیروهای نوکلئون - نوکلئون از نوع M3Y محاسبه نموده ایم [3] شکل ۱ و ۲. همانطور که مشاهده می شود ارتفاع سد حدود 1 MeV کوچکتر از مقادیر حاصل از پتانسیل W.S. می باشد. برای توجیح این تغییرات از مدل P.P. استفاده کرده ایم. در این مدل برای دو هسته با اعداد اتمی Z_1 و Z_2 و فاصله جدایی r ، که با فرض کروی و بدون حرکت بودن توزیع های چگالی، در حال نزدیک شدن به یکدیگر می باشند پتانسیل بر هم کنشی هسته - هسته را می توان به شکل زیر تعریف کرد [4]

$$(1) V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V_p(s) \quad s > 0$$

$$V_p(s) = 4\pi r b \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2} \phi(\frac{s}{b}) \quad (2)$$

در این رابطه $b = s/b = \frac{s}{b}$ میزان پخشیدگی سطح هسته است و 1 fm در نظر گرفته می شود [5] ، s فاصله جدایی بین شعاع های نیم چگالی دو هسته می باشد که به صورت زیر داده می شود ،

$$s = r - (C1 + C2) \quad (3)$$

C1 و C2 شعاع های نیم چگالی توزیع های هر یک از دو ماده هسته ای می باشند. متوسط ضرایب کشش سطحی دو هسته است . تابع پتانسیل تقریبی و بدون بعد به شکل زیر دسته بندی می شود [6] ،

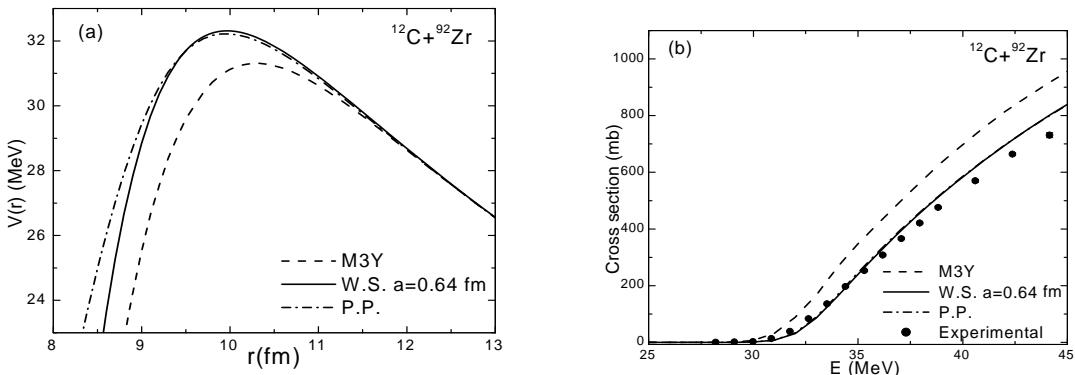
$$\Phi(\zeta) = \sum_{n=0}^5 \frac{c_n}{n+1} (2.5 - \zeta)^{n+1} - 0.1353 \quad \text{برای } 0 < \zeta < 2.5 \quad (4)$$

$$\Phi(\zeta) = \left[\frac{(2.75 - \zeta)}{0.7176} \right] - 0.09551 \exp(-\zeta) \quad \text{برای } \zeta > 2.5 \quad (5)$$

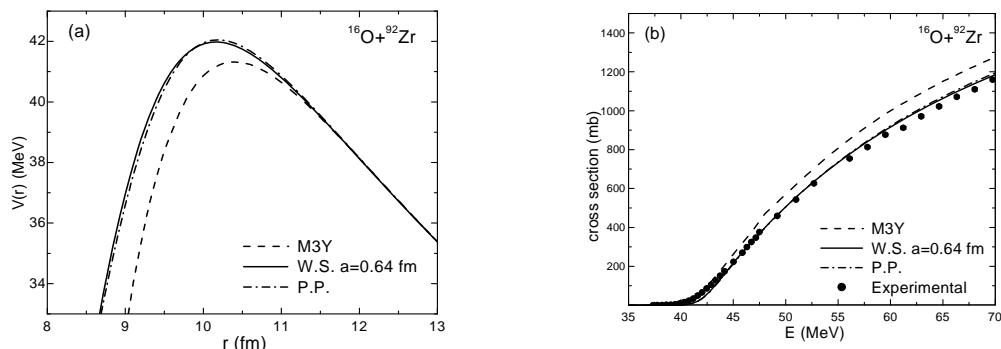
نتایج حاصل از محاسبات مدل P.P. توسط منحنی های (نقطه خط) در شکل های ۱ و ۲ نمایش داده شده اند . منحنی های مربوط به پتانسیل و سطح مقطع حاصل از مدل P.P. توافق خوبی با نتایج بدست آمده توسط پتانسیل W.S. دارند . از طرفی تغییر در محل و ارتفاع سد همچو شی در پتانسیل W.S. نسبت به پتانسیل M3Y را میتوان ناشی از یک نیروی دافعه ای اضافی ظاهر شده در پتانسیل بر هم کنشی کل دانست . بنابراین با توجه به وابستگی مدل P.P. به کشش سطحی و پخشیدگی هسته های در حال واکنش به نوعی میتوان این نیروی دافعه ای اضافی را ناشی از اثرات عدم تراکم پذیری ماده هی هسته ای دانست .

نتیجه گیری

ما در این پژوهه ابتدا با تنظیم پارامترهای پتانسیل W.S. و با انتخاب $a = 0.64 \text{ fm}$ در هر یک از واکنشهای $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$ و $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ ، تغییر محل و ارتفاع سد در این فرم از پتانسیل را نسبت به پتانسیل M3Y نشان داده ایم . این تغییر مؤید این مطلب است که در بر هم کنش های یون های سنگین علاوه بر دافعه ای کولنی ، نیروی دافعه اضافی دیگری نیز باید وجود داشته باشد . از طرفی با توجه به سازگاری خوبی که داده های مدل P.P. با نتایج حاصل از محاسبات ما در مورد پتانسیل W.S. دارند میتوان این نیروی دافعه را به اثرات عدم تراکم پذیری ماده هی هسته ای نسبت داد .



شکل ۱ : مقایسه پتانسیل M3Y (خط تیره) ، P.P. (نقطه خط) و پتانسیل WS به ازای $a = 0.64 \text{ fm}$ در شکل (a) و سطح مقطع همچو شی تجربی با سطح مقطع های حاصل از پتانسیل های نامبرده در شکل (b) برای واکنش $^{12}\text{C} + ^{92}\text{Zr}$



شکل ۲: مقایسه پتانسیل M3Y (خط تیره)، P.P. (نقطه خط) و پتانسیل WS به ازای $a = 0.64\text{ fm}$ در شکل (a) و سطح مقطع همچوشی تجربی با سطح مقطع های حاصل از پتانسیل های نامبرده در شکل (b) برای واکنش $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$

مرجع ها

1. J. O. Newton, C. R. Morton, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. C. Mein, D. J. Hinde, H. Timmers and K. Hagino, Phys. Rev. C 64, 064608 (2001).
2. K. P. santhosh, V. Bobby Jose, Antony Joseph, K. M. Varier, Nucl. Phys A 817 (2009).
3. O. N. Ghodsi and M. Mahmoodi, Phys. Rev. C 75, 034605 (2007).
4. W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Phys. Rev. C 62, 044610 (2000).
5. W. D. Myers and W.J. Swiatecki, Nucl.Phys. A601,141(1996); Phys.Rev.C60,014606(1999).
6. J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, and C. F. Tsang, Ann. Phys. (N.Y.) 105, 427 (1977).



پوسترها

اثر باد ستاره‌ای در تحول ستاره نوترونی در دوتایی‌ها

استادنژاد، ستاره؛ جهانمیری، مهدی^۱

^۱دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، پژوهش فیزیک

چکیده

با توجه به اثر انباشت جرم در ستاره نوترونی، به واسطه باد ستاره‌ای از ستاره همدم، در دوتایی‌های کم جرم و خصم در نظر گرفتن مدل SIF^۱ برای تحول میدان مغناطیسی، تحول پریود چرخشی و نیز تحول میدان مغناطیسی در هسته و سطح ستاره نوترونی مورد بررسی قرار می‌گیرد و تحولات آنها به ویژه پریود چرخشی و فازهای تحولی در مدت زمان yr^{10} را با مالسازی عددی دنبال می‌کنیم.

مقدمه

در دسته‌ای از سیستم‌های دوتایی، موسوم به دوتایی‌های کم جرم (شامل ستاره نوترونی با یک ستاره رشته اصلی کم جرم)، موادی که از طریق باد ستاره‌ای از ستاره همدم خارج می‌شوند، علاوه بر تغییر جرم ستاره خود، منجر به تغییر و تحولاتی در سیستم دو تایی می‌شود. ممکن است مواد باد ستاره‌ای، در شرایط مختلف از سیستم دوتایی خارج و یا اینکه به ستاره نوترونی اضافه شود. لذا در فازهای مختلف، پریود چرخشی و میدان مغناطیسی ستاره نوترونی تحت تاثیر قرار می‌گیرد، که به بررسی آنها خواهیم پرداخت.

تحول میدان مغناطیسی و پریود چرخشی به واسطه باد ستاره‌ای

در سیستم دوتایی کم جرم، باد ستاره‌ای به صورت متقاضی کروی از سطح ستاره همدم خارج می‌شود. ذرات باد ستاره‌ای به واسطه میدان گرانشی ستاره نوترونی، که به فاصله a^* از ستاره همدم قرار دارد، به سمت ستاره نوترونی می‌آیند. لذا جرم ستاره همدم در حال کاهش است.

با توجه به فازهای مختلف تحولی، مواد باد ستاره‌ای از سیستم دو تایی به بیرون پرتاپ می‌شوند و یا اینکه ستاره نوترونی انباشت جرم خواهد داشت. لذا باعث تحول در ستاره نوترونی خواهد شد. ضعیف بودن باد ستاره‌ای در این سیستم‌ها عامل اصلی کند شدن چرخش ستاره نوترونی است.

به طور کلی سه فاز تحولی برای این سیستم‌ها در نظر گرفته می‌شود:

۱- فاز پالسار رادیویی، که در طی آن ستاره نوترونی فقط به خاطر گشتاور تابشی دو قطبی، کند می‌شود و تا زمانی ادامه دارد که فشار ram باد ستاره‌ای برابر با فشار تابشی ستاره نوترونی باشد.

۲- فاز پیشران^۳، که در آن کره مغناطیسی ستاره نوترونی همانند پره‌های پنکه عمل کرده و مواد باد ستاره‌ای را که به سمت آن می‌آید، در شعاع آلفون^۴ به بیرون پرتاپ می‌کند، که منجر به کند شدن ستاره نوترونی می‌شود.

۳- فاز انباشتی^۵، که ماده به سطح ستاره نوترونی می‌ریزد و منجر به افزایش ممتد زاویه‌ای و سرعت چرخش ستاره نوترونی می‌شود.

همانطور که می‌دانیم، در یک سیستم دوتایی دایروی ممتد زاویه‌ای مداری برابر است با [1]:

$$J = \frac{M_1 M_2}{M} \sqrt{G M a} \quad (1)$$

لذا، تغییر جرم در سیستم دوتایی با توجه به اصل بقا اندازه حرکت زاویه‌ای، منجر به تغییرات مداری سیستم خواهد شد. بنابراین،

Slow down induced field decay ^۱
The orbital separation ^۲
The propeller phase ^۳
The Alfvén radius ^۴
The accretion phase ^۵

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} - 2 \frac{\dot{M}_1}{M_1} - 2 \frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{\dot{M}}{M} \quad (2)$$

که M_1 , M_2 و M به ترتیب جرم های ستاره دهنده، ستاره نوترونی و جرم کل سیستم دوتایی های باشد. در دوتایی های کم جرم آهنگ تغییر اندازه حرکت زاویه ای $\dot{\theta}$ ، ناشی از ترمز مغناطیسی^۶، تابش گرانشی^۷ و از دست دادن جرم^۸ می باشد[2]، که باید در محاسبات آنها را در نظر گرفت.

با توجه به اینکه در شعاع انباشتی مواد باد ستاره ای،

$$R_{acc} = \frac{2GM_2}{v^2} \quad (3)$$

که آهنگ انباشتی مواد \dot{M}_{acc} ، برابر است با [3]:

$$\dot{M}_{acc} = \frac{\pi R_{acc}^2}{4\pi a^2} \dot{M}_1 \quad (4)$$

که v سرعت نسبی باد ستاره ای می باشد، اگر α کسری از جرم ستاره همدم باشد که از سیستم خارج می شود، در اولین فاز تحولی، که تمام مواد باد ستاره ای به بیرون پرتاب می شود و نیز در فاز پیشان که تمام مواد باد ستاره ای توسط مگنتوسفیر ستاره نوترونی به بیرون پرتاب می شود مقدار α برابر یک خواهد بود. ولی در فاز انباشتی چون انباشت جرم در ستاره نوترونی وجود دارد، مقدار آن کوچکتر از یک خواهد بود.

تحول میدان مغناطیسی، تمام قسمت های ستاره نوترونی، از جمله پریود چرخشی آن را تحت تاثیر قرار می دهد. بنابراین برای تحول میدان مغناطیسی ستاره نوترونی مدل های فیزیکی مختلفی ارائه شده است. که در آنها تحول میدان مغناطیسی به پریود چرخشی ارتباط دارد و یا اینکه جرم انباشتی باعث تغییر میدان می شود.

به طور کلی ستاره نوترونی از یک هسته متسلک از پروتونهای ابررسانا و نوترونهای ابرسیال تشکیل شده است، که توسط پوسته احاطه می شود[4].

مدلی که در اینجا به کار برده می شود مدل SIF است[5]. که در آن برای ستاره نوترونی یک میدان مغناطیسی در هسته و یک میدان مغناطیسی در سطح در نظر گرفته می شود. در این مدل، در هسته ستاره نوترونی، پدیده فیزیکی در گیر شدن^۹ شاره های^{۱۰} مغناطیسی ابررسانای پروتونی و خطوط گردابی^{۱۱} ابر سیال نوترونی عامل اصلی تنظیم کننده تحول میدان ستاره است. در هنگام کاهش سرعت چرخش ستاره، گردابه های نوترونی به سمت مرز بیرونی هسته، رانده می شوند. درگیری شاره ها باعث بیرون راندن شار مغناطیسی از هسته به پوسته نیز می شود. شار مغناطیسی در پوسته بخاطر استهلاک اهمی^{۱۲} کاهش می یابد. کاهش میدان مغناطیسی سطحی ستاره تا زمانیکه به میدان مغناطیسی باقیمانده در هسته برسد، ادامه خواهد داشت.

اندرکنش مواد باد ستاره ای با مگنتوسفیر در شعاع آلفون_A اتفاق می افتد، یعنی جایی که فشار مغناطیسی با فشار ram مواد باد ستاره ای با هم برابر می شوند[6]. با توجه به در نظر گرفتن مدل SIF برای تحول میدان مغناطیسی ستاره نوترونی، پریود چرخشی نیز مناسب با آن تغییر خواهد کرد.

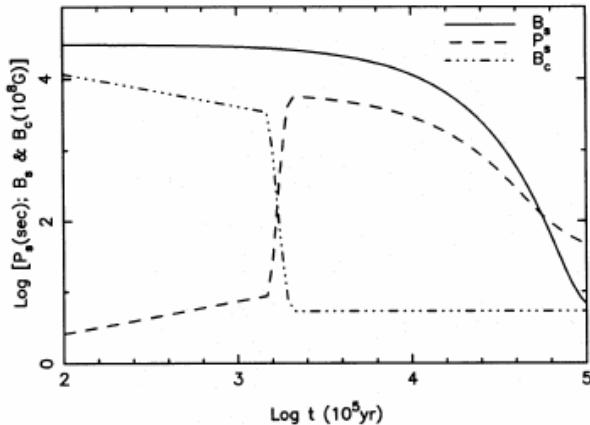
با توجه به آهنگ تغییرات ممتومن زاویه ای چرخشی [7]:

$$\dot{L} = \xi v_{dif} R_A \dot{M}_{acc} \quad (4)$$

Magnetic braking	6
Gravitational radiation	7
Mass loss	8
Pinning	9
Fluxoid	10
Vortex	11
Ohmic dissipation	12

که در ان v_{dif} اختلاف بین سرعت با هم جرخش مواد انباشتی با ستاره نوترونی و سرعت کپلری مواد انباشتی و یک ضریب موثر می باشد و همچنین علامت v_{dif} ، که نشاندهنده فازهای پیشان و انباشتی در سیستم است، به یک سری روابط ریاضی برای تغییرات زمانی میدان مغناطیسی و پریود چرخشی ستاره نوترونی می رسیم.

اگر این معادلات را به صورت همزمان در مدت زمان yr^{10} ، که از مرتبه طول عمر ستاره رشته اصلی است، به صورت عددی حل کنیم، نمودار تغییرات زمانی آنها به صورت شکل [7]، که در این شکل با توجه به تحول زمانی P_s ، B_c و B_s فازهای تحولی در سیستم دوتایی کاملا مشخص است.



شکل ۱: تحول پریود چرخشی P_s و میدان مغناطیسی در هسته B_c و در سطح B_s ستاره نوترونی در دوتایی های کم جرم اشعه ایکس با توجه به مدل SIF برای تحول میدان مغناطیسی در ستاره نوترونی

نتیجه گیری

با توجه به مدلسازی عددی برای تحول ستاره نوترونی، آنچه که از شکل ۱ مشخص است این است، که در فاز پالسار رادیویی ستاره نوترونی همانند پالسار منفرد رفتار می کند و پریود چرخشی آن فقط به خاطر گشتاور تابشی دو قطبی تغییرات کمی دارد، که در طول این فاز پریود چرخشی افزایش یافته است. در فاز پیشان، به علت پرتتاب مواد باد ستاره ای به بیرون، توسط کره مغناطیسی ستاره نوترونی، پریود چرخشی افزایش قابل توجه ای پیدا کرده است. در فاز انباشتی به علت انباشت جرم در ستاره نوترونی، پریود چرخشی کاهش یافته و موجب تند چرخیدن ستاره نوترونی می شود. از طرفی افزایش سرعت چرخش ستاره نوترونی تاثیری بر تحول میدان مغناطیسی نخواهد داشت.

بنابراین میدان مغناطیسی در هسته ستاره نوترونی با افزایش پریود چرخشی کاهش می یابد و میدان مغناطیسی در سطح ستاره نوترونی به صورت نمایی با ثابت زمانی $yr^{10} = \tau$ تغییر خواهد کرد تا به میدان مغناطیسی در هسته B_c ، برسد. همچنین کمترین مقدار میدان مغناطیسی سطحی در مدت زمان yr^{10} ، تقریبا $10^8 G$ به دست آمده است، که متناظر با پریود چرخشی $P_s = 10^4 s$ می باشد.

مرجع ها

- [1] Muslimov. A. G. and Sarna. M. J., (1993), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262**, 167-174.
- [2] Verbunt. F and Zwaan. C., (1981), *Astron. Astrophys.*, **100**, L7-L9.
- [3] Bhattacharya. D ., (1991), *JApA.*, **16**, ۲۱۷-۲۳۲
- [4] Muslimov. A. G. and Tsygan. A. I., (1985), *AP&SS.*, **115**, 43.
- [5] Srinivasan., (1989), *A&AR.*, **1**, 209.
- [6] Bhattacharya. D and van den Heuvel. E. P. J., (1991), *Phys. Rep.*, **203**, 1.
- [7] Jahan Miri. M. and Bhattacharya. D., (1994), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **269**, 455-461.

جایگزیدگی امواج آکوستیک در محیط‌های بی نظم

مختاری اصل، زینب^۱ - اسماعیل پور، ایوب^۲ - مسعودی، امیر علی^۱ - رحیمی تبار، محمد رضا^۳

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه الزهراء

^۲ گروه فیزیک، دانشگاه شهید رجایی

^۳ دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

برای مطالعه امواج الاستیک در یک شبکه دو بعدی جرم و فنر که دارای جرم ثابت بوده و ثابت فنرها برابر با یک سری عدد کاتورهای قرار داده می‌شود، معادله موج اسکالر مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این مقاله به آمار ترازها نیز پرداخته شده است.

خواص مختلف امواج سالهای است که مورد مطالعه قرار گرفته است. از این خواص پدیده انتشار امواج در محیط‌های ناهمگن یک پدیده بنیادی است که مطالعات زیادی بر روی آن صورت گرفته است. این پدیده در مطالعه‌ی مسایل مهمی مانند آنالیز اطلاعات زمین لرزه، پیشگویی تکرار آن در آینده، شناسایی منابع نفت و گاز وغیره کاربرد دارد.

یکی از رفتارهایی که امواج در هنگام انتشار در محیط‌های ناهمگن ممکن است از خود بروز دهن، پدیده جایگزیدگی است، به این معنی که دامنه تابع موج در فاصله‌های دور از منبع موج بصورت نمایی کاهش می‌یابد. در حقیقت عدم انتشار موج در محیط را جایگزیدگی می‌نامند.

تئوری مقیاس‌بندی جایگزیدگی پیش‌بینی می‌کند که برای ابعاد $d=2$ ، تمامی حالت‌های الکترونی در حضور بی‌نظمی جایگزیده اند در حالیکه برای ابعاد $d>2$ گذار فاز فلز-عایق وجود دارد و این بستگی به شدت بی‌نظمی دارد. مطالعات تئوری تجزیی متعددی از امواج آکوستیک وجود دارد که نشان می‌دهند چنین امواجی در سیستم‌های بی‌نظم ممکن است جایگزیده باشد. در مراجع مذکور نشان داده شده است که برای ابعاد یک و دو بعد در حضور بی‌نظمی امکان گذار فاز فلز-عایق وجود دارد. چنین مشاهداتی باعث ایجاد انگیزه برای مطالعه خواص جایگزیدگی امواج الکترونی-آکوستیکی و اپتیکی می‌شود.

با توجه به جایگزیدگی الکترون در یک پتانسیل بی‌نظم بعنوان موج مادی، می‌توان پیش‌بینی کرد که چنین پدیده‌ای برای امواج کلاسیک نیز قابل مشاهده است. انگیزه دنبال کردن این موضوع را می‌توان در دو چیز عمده دانست: اول اینکه در عمل انتشار امواج در محیط‌های تصادفی که می‌توان انتظار وقوع جایگزیدگی داشت، از اهمیت بینایی برخوردار است و دوم با توجه به اینکه امواج کلاسیک با هم برهمنکنی ندارند، می‌توانند کاندیدای مناسبی برای مطالعه جنبه‌های مختلف جایگزیدگی اندرسون باشند، علاوه بر این تنظیم شرایط آزمایش در مقیاس‌هایی که این امواج مستشر می‌شوند آسانتر از مقیاس‌های متناظر برای الکترون است. امواجی که ما علاقمند به مطالعه‌ی آنها هستیم، امواج اکوستیک هستند. جایگزیدگی امواج اکوستیک می‌تواند بسیار مهم باشد به عنوان مثال می‌توان اطلاعات مهمی در مورد ساختار صخره‌هایی که در فاصله 2π از مرکز انفجار قرار دارند به ما بدهدند.

در این بخش به مطالعه انتشار امواج کشسان در دو بعد پرداخته می‌شود. در ابتدا فرمول‌بندی ریاضی حرکت امواج در یک محیط کشسان معرفی می‌شود. برای تحلیل عددی پاسخ‌های معادله موج کشسان با استفاده از روش اختلاف محدود به گسته سازی معادلات پیوسته پرداخته می‌شود.

در این مقاله هدف، حل معادله مستقل از زمان، یعنی معادله ویژه مقداری است. صورت کلی معادله مستقل از زمان امواج الاستیک به صورت زیر می‌باشد.

$$\omega^2 \psi(X) - \nabla \cdot [\lambda(X) \nabla \psi(X)] = 0 \quad (2)$$

که $\psi(X) = \frac{e(X)}{m}$ نسبت ثابت فنر بر جرم می‌باشد که در این مقاله $m=1$ انتخاب شده است.

معادله گستته سازی شده در دو بعد برای امواج الاستیک عبارتند از:

$$\begin{aligned} & \left\{ -2(\lambda_{i+1/2,j} + \lambda_{i-1/2,j} + \lambda_{i,j+1/2} + \lambda_{i,j-1/2}) \right\} \psi_{i,j} + (2\lambda_{i+1/2,j}) \psi_{i+1,j} \\ & + (2\lambda_{i-1/2,j}) \psi_{i-1,j} + (2\lambda_{i,j-1/2}) \psi_{i,j+1} + (2\lambda_{i,j+1/2}) \psi_{i,j-1} = -\omega^2 \psi_{i,j} \end{aligned} \quad (3)$$

در جا نشانی مشتقات گستته از جملات مرتبه دوم به بعد صرفنظر شده است. معادله ویژه مقداری فوق به صورت معادله ماتریسی زیر قابل بیان است:

$$HZ = \omega^2 Z \quad (4)$$

که در آن، Z بردار حالت امواج الاستیک و H یک ماتریس متقارن است. ویژه حالتها و ویژه مقادیر سیستم با قطری‌سازی H بدست می‌آیند.

اطلاعات دیگری که از ویژه مقادیر سیستم بدست می‌آید، آمار ترازهای انرژی سیستم بی‌نظم است. در حالت‌های گسترده، ترازها از حد مشخصی به یکدیگر نزدیک نمی‌شوند و همپوشانی توابع موج مربوط به دو تراز همسایه زیاد است.

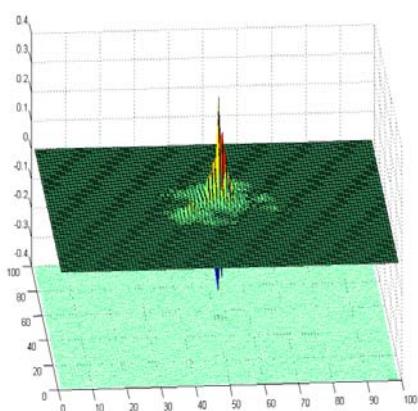
در حالت‌های جایگزیده همپوشانی بین توابع موج بصورت نمایی افت می‌کند، در نتیجه ترازها به یکدیگر نزدیک می‌شوند.

در حد سیستم‌های بزرگ تابع توزیع $(s, p(s))$ بسته به نوع سیستم در حالت‌های گسترده، بحرانی و یا جایگزیده، شکل‌های متفاوتی می‌گیرد. در حالت‌های جایگزیده بدلیل توزیع تصادفی ترازها، تابع توزیع کمیت s پواسونی خواهد بود. (شکل(۴))

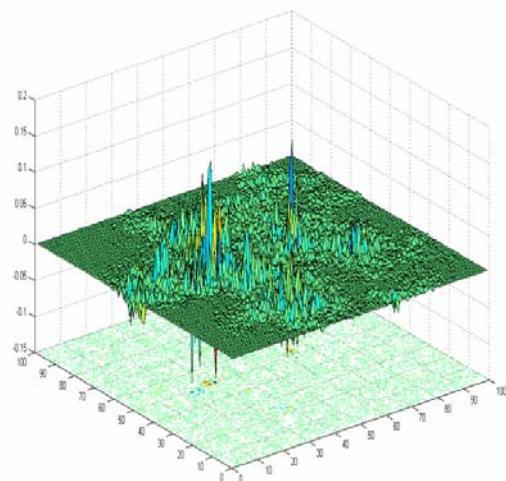
در نقطه بحرانی تابع توزیع از توزیع پواسونی به توزیع ویگنر تغییر شکل می‌دهد. (شکل(۴)). در نهایت برای سیستم منظم تابع توزیع به شکل $p(s) = \delta(s-1)$ در می‌آید. (شکل(۳))

نتیجه گیری

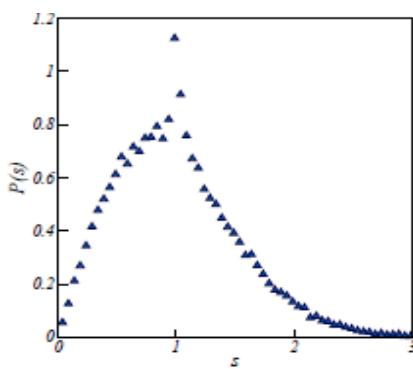
برای امواج الاستیک در محیط‌هایی با بی‌نظمی بدون همبستگی در دو بعد در حد سیستم‌های بزرگ تابع توزیع (s, p) ، بسته به نوع سیستم در حالت‌های گسترده، بحرانی و یا جایگزیده، شکل‌های متفاوتی به خود می‌گیرد که نشان دهنده گذار فاز فلز-عایق می‌باشد.



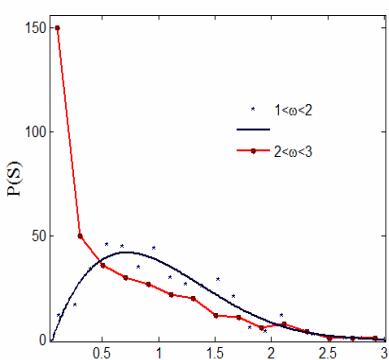
شکل (۲): یک ویژه حالت از حالت‌های جایگزینه
امواج الاستیک برای شبکه دو بعدی 100×100



شکل (۱): یک ویژه حالت از حالت‌های بحرانی
امواج الاستیک برای شبکه دو بعدی 100×100



شکل (۳): آمار ترازها برای حالت‌های
گستردگی



شکل (۴): آمار ترازها برای حالت‌های
بحرانی و جایگزینه

مرجع‌ها

- 1 .F. shahbazi, A. Bahraminasab, S. M. Vaez Allaei, M. Sahimi, and M. Reza Rahimi Tabar, **Phys. Rev. Lett.** **94**, 165505 (2005)
- 2.A. Bahraminasab, A. Esmailpour, S. Mehdi Vaez Allaei, Farhad Shahbazi and M. Sahimi, M.R.rahami Tabar **Phys. Rev. B****77**, 216302 (2008)
- 3.A. Esmailpour, M. Esmailpour, A. Sheikhan, M. Elahi , M.R.rahami Tabar and M. Sahimi, **Phys. Rev. B**, **78**, 134206 (2008)
- 4.A. Bahraminasab, S. Mehdi Vaez Allaei, F. Shahbazi, M. Sahimi, M.D. Niry, M. Reza Rahimi Tabar, **Phys. Rev. B****75**, 064301 (2007)
5. R. Sepehrinia,M Reza Rahimi Tabar and M.Sahimi, **Phys. Rev. B**,**78**, 24207,(2008)

مطالعه جابجایی $H_2(OH)$ در با افزایش فشار به روش شبیه سازی دینامیک مولکولی

منصوره پشنگ پور^۱ امیر عباس صبوری دودران^۲ محمد رضا ابوالحسنی^۳

^۱ دانشگاه آزاد اسلامی واحد اسلامشهر

^۲ دانشگاه پیام نور واحد پرند

^۳ دانشگاه تربیت مدرس، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات

چکیده

در این تحقیق با استفاده از روش دینامیک مولکولی چگونگی جابجایی اتمهای ئیدروژن در ترکیب $Fe(OH)_2$ را بر اثر فشار خارجی بررسی می نماییم. اتمهای ئیدروژن با افزایش فشار خارجی از موقعیت تعادلی خود خارج می شوند به نحوی که نیروی دافعه کولنی را کاهش دهند. این جابجاییها بیشتر در صفحه ab بست می آید به شکلی که هر H به سمت یکی از ئیدروژنهای همسایه اش جابجا می گردد.

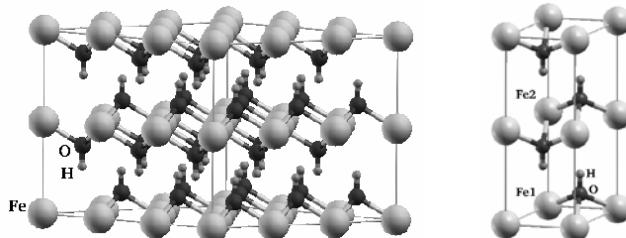
مطالعه ئیدروکسیدهای لایه ای با فرمول کلی $M(OH)_2$ که M یک فلز دو طرفی مانند Ca , $Co(II)$, Mg , ... است از نظر زمین شناسان اهمیت زیادی دارد چرا که مطالعه این گونه ئیدروکسیدها به فهم چگونگی پیوندهای ئیدروژنی و تغییر آن بر اثر فشار در ترکیبات موجود در پوسته و گوشته زمین کمک می کند. اخیراً مطالعات تجربی و تئوری زیادی در مورد این دسته از ئیدروکسیدها صورت گرفته است. H موجود در این ترکیبات در اثر فشار خارجی اعمال شده روی آن از وضعیت تعادلی خود در فشار صفر، موقعیت d_2 به موقعیت a_1 با پرشدگی $1/3$ جابجا می شود. اندازه این جابجایی برای اعضای مختلف این گروه متفاوت است. در مورد $Fe(OH)_2$ نیز این پدیده به صورت تجربی مشاهده شده است که در این تحقیق با شبیه سازی دینامیک مولکولی به بررسی آن می پردازیم. در بخش های بعدی در ابتدا خلاصه ای از دینامیک مولکولی سپس روش محاسبات و در انتها نتایج بدست آمده را مطرح می نمائیم.

دینامیک مولکولی در بررسی سیستم های بس ذره ای ماده چگال کاربرد زیادی دارد. مهمترین موضوع در دینامیک مولکولی بررسی نیروها و بر همکنش های بین ذرات است. در روشهای محاسباتی جدید دینامیک مولکولی که در علوم شیمی و مواد بکار می روند، محاسبه نیروها بر اساس محاسبات ساختار الکترونی صورت می گیرد. یکی از این روشهای محاسبه ساختار الکترونی، نظریه تابعی چگالی (DFT) است. روشی که در این تحقیق مورد استفاده قرار گرفته است روش Car-Parrinello [1] نامیده می شود که نیازی به حل دقیق هامیلتونی سیستم و محاسبه انرژی حالت پایه در هر گام زمانی ندارد. در حقیقت در این روش محاسبه دینامیک توسط لاگرانژی تعیین یافته ای انجام می شود:

$$L_{CP} = \frac{1}{2} \sum_i \mu \langle \dot{\varphi}_i | \dot{\varphi}_i \rangle + \frac{1}{2} \sum_i M_i \dot{R}_i^2 - E[\{\varphi_i\}, \{R_i\}] + \sum_{i,j} A_{i,j} (\langle \varphi_i | \varphi_j \rangle - \delta_{i,j}), \quad (1)$$

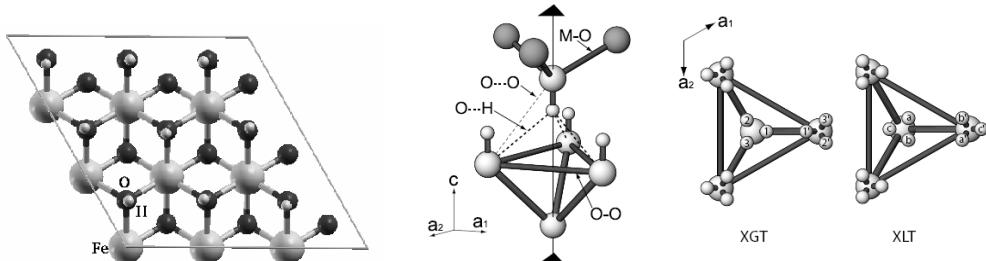
که E ، انرژی تابعی DFT و φ_i ها توابع موج و R_i ها موقعیت یونها در سیستم هستند، μ جرم مجازی برای کنترل مقیاس زمانی الکترونی و $A_{i,j}$ ها ضرایب لاگرانژی با شرط تعاملد توابع موج می باشند. معادلات حرکت بدست آمده از این لاگرانژی، دینامیک یونها و الکترونها را بیان می کند. در حالت تعادل (یا نزدیک به تعادل) $\mu \dot{\varphi}_i = 0$ (یا نزدیک به صفر) است که این موضوع معادل کوچک بودن انرژی جنبشی $T_e = \frac{1}{2} \sum_i \mu \langle \dot{\varphi}_i | \dot{\varphi}_i \rangle$ می باشد. با این شرط در آنسامبل میکرو کانونیک، دینامیک ایده آلی صورت خواهد گرفت، لذا در شبیه سازی انتخاب مناسب μ و گام زمانی از اهمیت زیادی برخوردار است.

ساختار $Fe(OH)_2$ شش گوشی با گروه تقارنی $p\bar{3}m1$ است. این ترکیب ساختار لایه ای دارد که با گروه های OH که در مقابل هم قرار گرفته اند تشکیل می شود. سه گروه از OH ها یک گروه دیگر از OH ها را با جهت گیری مخالف احاطه کرده اند. در سلول واحد دو اتم آهن در موقعیت های $(0, 0, 0)$ و $(0, 0, 0.5)$ با جهت گیری مغناطیسی مخالف قرار دارند. اتمهای O و H در موقعیت های $(1/3, 2/3, z)$, $(1/3, 2/3, z+0.5)$, $(2/3, 1/3, 0.5-z)$, $(2/3, 1/3, 1-z)$ بودند $z = 0.109$ برای O و $z = 0.214$ برای H . برای $z = 0.152$ a.u. و $a = 6.152$ a.u. بدست می آیند که نسبت به حجم تجربی 7.1% افزایش داشته است [3]. انرژی قطع مجموعه پایه موج تخت اوریتال های کوهن-شم را $Ry 50$ و انرژی قطع شبه پتانسیل ها را $Ry 400$ در نظر می گیریم.



شکل ۱: (شکل سمت راست) سلول واحد چپ: $\text{Fe}(\text{OH})_2$ جعبه شبیه‌سازی دینامیک مولکولی

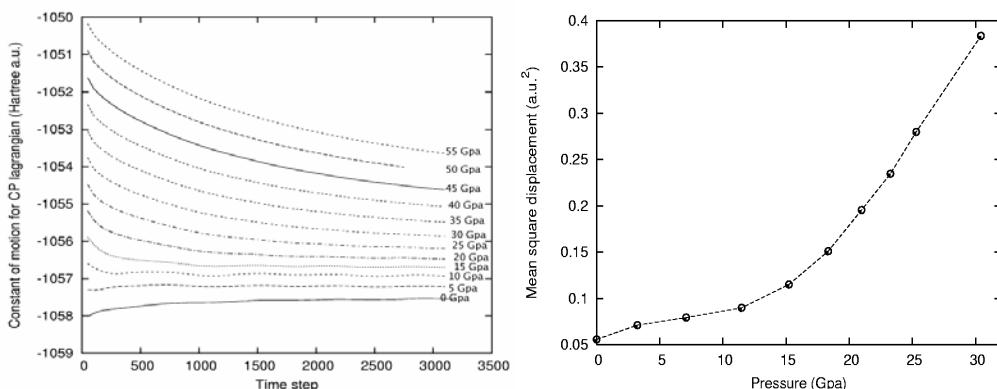
در محاسبات از بسته محاسباتی Quantum ESPRESSO [2] با شبیه‌پتانسیل Perdew-Zunger استفاده نموده‌ایم. برای شبیه‌سازی دینامیک مولکولی Car-Parrinello (CPMD) را بکاربرده‌ایم و یک سری شبیه‌سازی در فشار و دمای ثابت با استفاده از ثابت‌های شبیه‌سازی بهینه‌شده انجام داده‌ایم. تابعی انرژی تبادلی - همبستگی Becke, Lee, Yang, Parr (BLYP) را بریلوئن انجام دادیم. جعبه شبیه‌سازی از ۹۰ اتم تشکیل شده است (شکل ۱ سمت چپ) که ۹ برابر سلول اولیه است. دمای تعادل سیستم در شبیه سازی با آنسامبل میکروکانونیک (NEV)، K = 10 است. توسط ترمومتر دمای یونها (انرژی جنبشی یونها) در شبیه‌سازی با آنسامبل همسفار - همدما (NPT)، K = 10 ثابت نگهداشته می‌شود.



شکل ۲: (سه شکل سمت راست) جهت‌گیری گروههای OH در دو لایه و جابجایی‌های نسبی اتمهای H بر اثر فشار

(شکل سمت چپ) جعبه شبیه‌سازی دینامیک مولکولی $\text{Fe}(\text{OH})_2$ پس از شبیه‌سازی در راستای محور c

این دما شرط اولیه کوچک بودن انرژی جنبشی e_T را تا مرتبه 10^{-3} فراهم می‌کند. شبیه‌سازی در آنسامبل NPT در فشارهای مختلف (5-55 Gpa) در مدت 0.35 ps برای هر فشار انجام شده است. همانطور که در شکل ۳ دیده می‌شود این زمان تا فشار 20 Gpa ثابت شدن ثابت لاغرانژی CPMD کافی است. نیروهای بین ذرات سیستم در انتهای شبیه‌سازیها از مرتبه 10^{-4} است. در اثر فشار خارجی اعمال شده روی سیستم ابعاد سلول کاهش می‌یابند. دافعه کوتی مابین اتمهای θیدروژن به دلیل نزدیک بودن آنها به یکدیگر موجب جابجایی اتمهای θیدروژن از موقعیت تعادلی آنها می‌گردد. بنابراین علاوه بر



شکل ۳: (شکل سمت راست) میانگین مربعی جابجایی اتمهای θیدروژن بر حسب فشار (شکل سمت چپ) ثابت حرکت لاغرانژی CP در مدت ۰.۳۵ ps برای فشارهای مختلف

جابجایی در راستای محور c، در صفحه ab نیز جابجایی اتمهای θیدروژن مشاهده می‌شود. بیشترین جابجایی اتمهای H در صفحه ab به نحوی است که هر گروه OH به سمت یکی از گروههای OH (شکل ۲) خم می‌شود (این امر موجب کاهش دافعه الکترونی می‌گردد) در حالیکه جابجایی اتمهای آهن در راستای محور c صورت می‌گیرد. با افزایش فشار این جابجاییها نیز بیشتر می‌شود (شکل

نتیجه‌گیری

در این تحقیق با استفاده از شبیه‌سازی دینامیک مولکولی، ترکیب Fe(OH)_2 در فشارهای مختلف بررسی شد. مشاهده شد در اثر افزایش فشار هر اتم H در صفحه ab بیشترین جابجایی به سمت یکی از H های همسایه‌اش دارد در صورتیکه اتمهای آهن فقط در راستای محور C جابجایی دارند. با استفاده از تقریب LSDA، $\text{A}_{1g}(\text{OH})$ و $\text{A}_{2u}(\text{OH})$ در دو فشار پائین محاسبه شد که نتایج بدست آمد با مقادیر تجربی توافق خوبی داشت.

با قدردانی از مرکز ابررایانه نانوفناوری محاسباتی وابسته به پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM) که امکان استفاده از ابررایانه را فراهم نمودند.

مرجع‌ها

- [1] R. Car, M. Parrinello, Phys. Rev. Lett. **55** 2471 (1985).
<http://www.quantum-espresso.org>
- [2]
- [3] S. H. Shim, S. Rekhi, M. C. Martin, and R. Jeanloz, Phys. Rev. **74**, 024107 (2007)
- [4] M. P. Pasternak, A. P. Milner, G. Kh. Rozenberg, R. D. Talor, R. Jeanloz, Phys. Rev. Lett. **92** 085506 (2004)
- [5] S. Speziale, R. Jeanloz, A. Milner, M. P. Pasternak and J. Zaug, Phys. Rev. **71**, 184106 (2005).

برهم‌کنش سالیتون‌ها در فیبر پاشندگی مدیریت شده

ابراهیم پهلوان؛ حمید رضا مشایخی

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

با حل معادله غیر خطی شرودینگر به روش تقسیم‌گام فوریه اثر اعمال پاشندگی مدیریت شده را بر برهم‌کنش پالس‌های سالیتونی بررسی کرده و نشان می‌دهیم که نقشه‌های پاشندگی مختلف باعث اختلالهای متفاوتی در برهم‌کنش سالیتونی می‌شوند و تفاضل کمتر در نقشه‌ی پاشندگی به بھبود برهم‌کنش می‌انجامد.

بر هم کنش بین دو سالیتون وارد شده به یک فیبر از نقطه نظر ذره ای مهم است [۱و۲] و رفتار ذره گونه سالیتونها را نشان می‌دهد. یکی از پارامترهای مهم در بررسی انتشار سالیتونی پارامتر پاشندگی، $\beta_۲$ ، است که عددی منفی است. با اعمال نقشه‌ی پاشندگی، یعنی با استفاده از فیبرهای با پاشندگی متفاوت در طول فیبر نوری طوریکه میانگین پاشندگی در نقشه‌ی اعمالی منفی باشد، پایداری سالیتون نوری بررسی می‌شود [۳]. در این مقاله به بررسی تاثیر نقشه‌ی پاشندگی بر برهم‌کنش سالیتونی پرداخته و نشان داده می‌شود که انتخاب فیبرهای با تفاضل مطلق پاشندگی کمتر برهم‌کنش سالیتونی را بھبود می‌بخشند.

معادله غیر خطی شرودینگر

انتشار سیگنال در فیبر نوری از شکل استاندارد معادله غیرخطی شرودینگر تبعیت می‌کند

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}u - \frac{i}{2}\beta_۲ \frac{\partial^۲ u}{\partial t^۲} + \frac{\beta_۲}{6} \frac{\partial^۴ u}{\partial t^۴} + i\gamma |u|^۲ u \quad (1)$$

که در آن z مسافت، t زمان، α اتلاف، $\beta_۲$ و γ به ترتیب پارامترهای پاشندگی مرتبه دو و سه و چهار پارامتر غیرخطی است. جواب دقیق معادله (1) برای مورد خاص با شرط اولیه‌ی

$$u(z=0, t) = U(t) = N E_\circ \operatorname{sech}(t/t_\circ) \quad (2)$$

به صورت سالیتون مرتبه N است که E_\circ دامنه پالس و t_\circ پهنهای پالس می‌باشد.

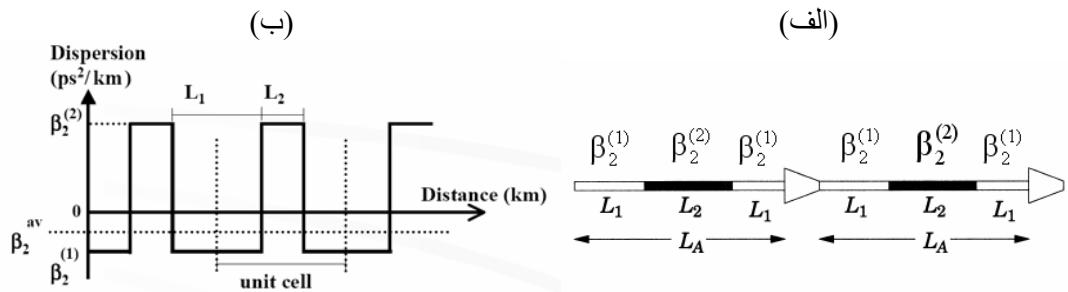
فیبر پاشندگی مدیریت شده

مدیریت پاشندگی برای سیستم‌های تسهیم تقسیم-طول موج (WDM) بکارگرفته می‌شود. در مدیریت پاشندگی از دو روش استفاده می‌کنند: استفاده از فیبر با پاشندگی کاھشی، استفاده از فیبر با پاشندگی دوره‌ای که در مورد دوم از فیبری با نقشه‌ی پاشندگی به صورت شکل ۱ استفاده می‌شود [۴]. همانطور که از نقشه‌ی پاشندگی بر می‌آید پاشندگی میانگین در طول فیبر ثابت است ولی پاشندگی در طول فیبر بطور دوره‌ای تغییر می‌کند. این با استفاده از دو نوع فیبر مختلف که در محدوده طول موجی مورد بررسی دارای دو مقدار مختلف برای پاشندگی هستند مقدور می‌شود. پاشندگی میانگین از رابطه‌ی

$$\beta_{av}^{av} = \frac{\beta_۲^{(1)} L_۱ + \beta_۲^{(2)} L_۲}{L_۱ + L_۲} \quad (3)$$

بدست می‌آید. این پارامتر تعیین کننده‌ی طول پاشندگی است بدین معنی که

$$L_D = \frac{t_\circ}{|\beta_{av}^{av}|} \quad (4)$$



شکل ۱: (الف) شماتیک تغییرات پارامتر پاشندگی در فیبر با پاشندگی مدیریت شده (ب) نمودار تغییرات پاشندگی.

(در شکل فوق دورهٔ نقشه و فاصلهٔ تقویت کننده‌ها با مثلث نشان داده شده است)

همانطور که از شکل ۱ پیداست تغییرات پارامتر پاشندگی بصورتی است که پاشندگی میانگین، β_2^{av} ، عددی منفی است. برای مطالعه انتشار سالیتونها در فیبر با مدیریت پاشندگی، نقشه‌های مختلفی را مطابق جدول ۱ برای پاشندگی در نظر می‌گیریم.

جدول ۱: چهار نقشهٔ پاشندگی با $\beta_2^{av} = -0.1 \text{ ps}^2/\text{km}$

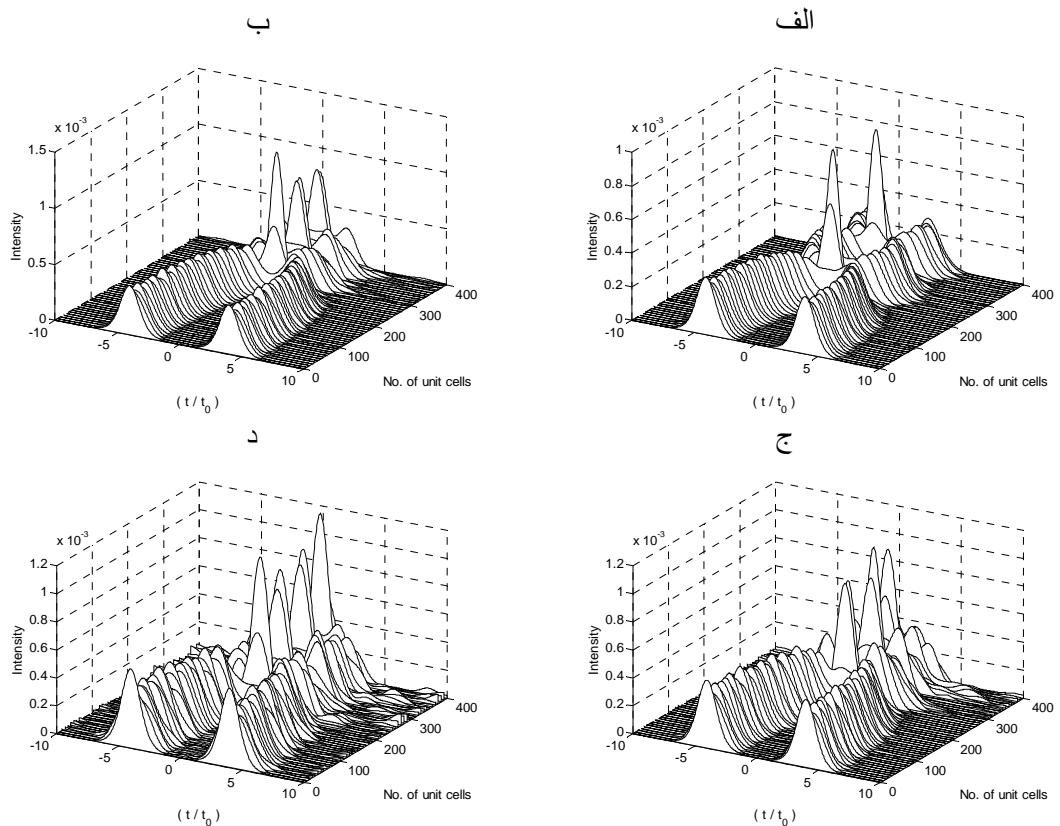
Dispersion Map	A	B	C	D
$\beta_2^{(1)} (\text{ps}^2/\text{km})$	-۲۰	-۳۰	-۴۰	-۶۰
$\beta_2^{(2)} (\text{ps}^2/\text{km})$	۱۰	۲۰	۳۰	۵۰

بحث و بررسی

در اینجا انتشار دو سالیتون پایه با فاز و دامنه‌های یکسان که در ابتدا به فاصله زمانی $2q$ از یکدیگر جدا شده‌اند را شبیه‌سازی می‌کنیم. کافیست شکل پالس ورودی را به صورت زیر انتخاب کنیم

$$U(t) = E_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t-q}{t_0}\right) + E_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t+q}{t_0}\right) \quad (5)$$

حال با اعمال نقشه‌های A تا D به شبیه‌سازی برهم‌کنش دو پالس سالیتونی پایه می‌پردازیم. طبق شکل ۲ جزییات این برهم‌کنش مشخص می‌شود، با نقشهٔ پاشندگی A، پالس‌ها بطور دوره‌ای برخورد دارند، اما شکل اصلی‌شان را بعد از هر برخورد باز می‌یابند. با نقشه‌های پاشندگی C و D، یک برهم‌کنش قوی بین دو پالس دیده می‌شود، و پالسها به کلی بعد از فاصله‌ی انتشار مشخصی خراب می‌شوند. پس می‌توان گفت که پالس‌ها شکل اصلی‌شان را بعد از برخورد در صورتی باز می‌یابند که تفاضل مقادیر مطلق $^{(1)}\beta_2$ و $^{(2)}\beta_2$ کوچک باشد، همچنین می‌توان گفت که تفاضل بیشتر بین مقادیر مطلق $^{(1)}\beta_2$ و $^{(2)}\beta_2$ در یک نقشهٔ پاشندگی، باعث عدم پایداری بیشتر پالس‌ها و نیروی برهم‌کنشی قویتر می‌شود.



شکل ۲: تاثیر نقشه‌های مختلف بر برهم‌کنش دو پالس سالیتونی (الف) Map A (ب) Map B (ج) Map C (د) Map D

نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی تاثیر پاشندگی مدیریت شده بر برهم‌کنش سالیتونی در فیبرهای نوری پرداختیم. نشان دادیم که اعمال نقشه‌های مختلف پاشندگی با وجود پاشندگی میانگین یکسان بر میزان برهم‌کنش تاثیر زیادی دارد بطوریکه هرچه تفاضل مطلق بین مقادیر $\beta^{(1)}$ و $\beta^{(2)}$ افزایش یابد برهم‌کنش قویتر بوده و پالسهای سالیتونی در طول انتشار از شکل اصلیشان منحرف می‌شوند.

مرجع‌ها

- [1] M. Remoissenet, *Waves Called Solitons* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1999).
- [2] A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications* (Clarendon Press, Oxford, 1995).
- [3] C. Lin, H. Kogelnik, L.G. Cohen, *Opt. Lett.* **5** (1980) 476.
- [4] J. Pina *et al.* *Optics Communications* **176** (2000) 397–407

برهمکنش سالیتون ها در جوابهای دوره ای و پله ای معادله سینوسی گوردون دوگانه

پیروی، مرضیه^۱؛ ریاضی، نعمت الله^۱ و منتخب، افشنین^۲

^۱بخش فیزیک و رصدخانه ابوریحان بیرونی دانشگاه شیراز

^۲بخش فیزیک دانشگاه شیراز

چکیده

در این مقاله به بررسی جواب های دوره ای و پله ای معادله سینوسی گوردون دوگانه به ازای شرایط اولیه متفاوت و مقادیر گوناگون پارامتر پتانسیل ϵ می پردازیم. همچنین نمودارهای انرژی و نیرو را بر حسب فاصله r بین سالیتونی به ازای نواحی مختلف دوره ای و پله ای رسم می کنیم. با چنین کاری سیستم را به عنوان یک سیستم بسیاره ای بر همکنش کننده ای در $1+1$ بعد بررسی خواهیم کرد. علاوه بر این نمودار معادله می حالت (فسار بر حسب میانگین چگالی) را برای دو ناحیه می ذکر شده ترسیم می کنیم. جواب های پله ای این معادله رفتاری شبیه جواب های پله ای معادله سینوسی گوردون معمولی دارند، این در حالی است که جواب های دوره ای با افزایش پارامتر ϵ رفتار متفاوتی نسبت به جواب های دوره ای معادله سینوسی گوردون معمولی خواهند داشت. در پایان به بررسی گذار فاز جواب های دوره ای با توجه به نمودار معادله می حالت خواهیم پرداخت.

مقدمه

معادله می سینوسی گوردون یک معادله می غیر خطی است و در زمینه های کاملاً متفاوتی از فیزیک بطور طبیعی ظاهر می شود این زمینه ها شامل فیزیک اتمی [۱]، الکترومغناطیس [۲]، ابررسانایی [۳]، نظریه میدان [۴]، بیوفیزیک [۵، ۶، ۷]، ترمودینامیک [۸] و غیره است.

در این مقاله پتانسیل معادله می سینوسی گوردون دوگانه با اضافه کردن یک جمله می ثابت و یک جمله می نوسانی به پتانسیل معادله می سینوسی گوردون معمولی، به صورت زیر در نظر گرفته شده است [۹ و ۱۰]:

$$V(\varphi) = 1 + \varepsilon - \cos(\varphi) - \varepsilon \cos(2\varphi).$$

که در آن ε مقداری است ثابت و در حد $0 \rightarrow \epsilon$ این پتانسیل به پتانسیل اصلی معادله می سینوسی گوردون تبدیل خواهد شد. با معرفی این پتانسیل کمینه های مطلق تبھگنی، در $2N\pi = \varphi$ به عنوان خلاء های حقیقی و همچنین کمینه های موضعی شبه پایداری در $(2N+1)\pi = \varphi$ به عنوان خلاء های کاذب خواهیم داشت [۱۰] که خلاء های کاذب به ازای $0.25 < \epsilon$ ظاهر خواهند شد [۱۱، ۱۰].

سیستم سینوسی گوردون دوگانه

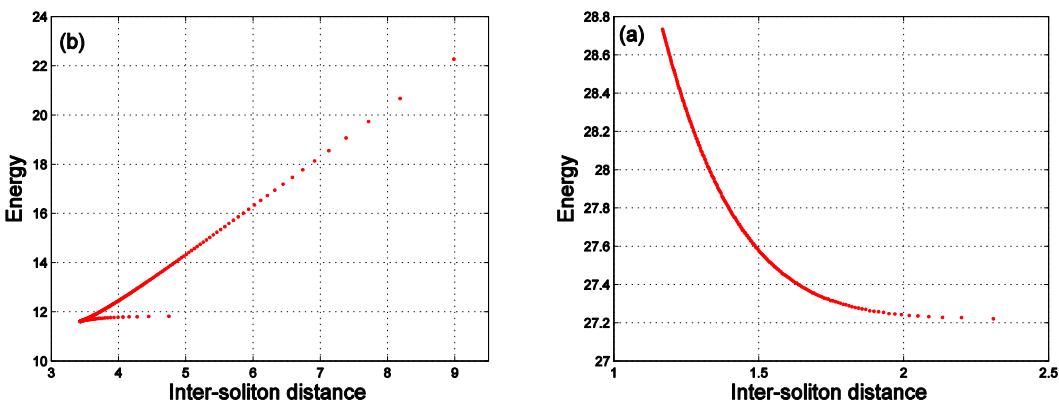
با توجه به پتانسیل معرفی شده در قسمت قبل معادله برای یک میدان نرده ای حقیقی $(x, t) \varphi$ در $(1+1)$ بعد عبارتست از^{۱۳}:

$$\square \varphi = -\sin(\varphi) - 2\varepsilon \sin(2\varphi).$$

معادله می سینوسی گوردون دوگانه نیز همانند معادله می سینوسی گوردون معمولی دارای جواب های دوره ای و پله ای است.

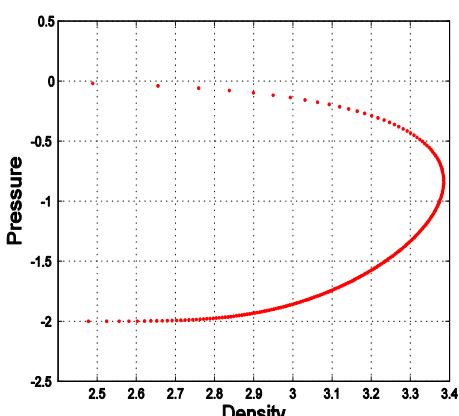
^{۱۳} متریک فضا بصورت $g^{\mu\nu} = diag(1, -1)$ انتخاب شده است.

برای یافتن چنین جوابهایی، معادله‌ی سینوسی گوردون دوگانه را به روش عددی و با الگوریتم Runge-Kutta مرتبه ۴، برای یک خاص حل کرده و نمودارهای میدان و مشتق میدان بر حسب x بطور جداگانه برای شرایط اولیه‌ی متفاوت^{۱۴} ($P(x=0)$ های متفاوت) رسم شدند. به ازاء $P < 0$ - جواب‌ها دوره‌ای و به ازاء $P > 0$ جواب‌ها پله‌ای می‌باشند. به ازاء ϵ های مختلف (برای بررسی دقیق سیستم سه خاص^{۱۰} و او^{۱۰} انتخاب شدند). با توجه به نمودارهای مشتق میدان بر حسب مکان فاصله بین سالیتون‌های مجاور (در نمودارهای دوره‌ای دو سالیتون مجاور متشکل از یک کینک و یک آنتی کینک هستند در حالیکه در نمودارهای پله‌ای هر دو سالیتون مجاور از یک نوع خواهند بود) بدست آمد. سپس با انتگرال گیری از سطح زیر نمودار چگالی انرژی بر حسب x انرژی سیستم در شرایط گوناگون محاسبه شد. با رسم نمودار انرژی برحسب فاصله‌ی بین سالیتون‌های مجاور، به ازاء هر ϵ خاص مشاهده شد که این نمودار برای ناحیه‌ی پله‌ای خیلی شبیه به نمودار انرژی معادله‌ی سینوسی گوردون معمولی است. با تفاوت در مقادیر عددی (شکل ۱(الف)). در ناحیه‌ی دوره‌ای نمودار انرژی به نموداری دو شاخه تبدیل شد که دو شاخه‌ی این نمودار به ازاء ϵ های بزرگ از هم باز شده و هر چه ϵ کوچک‌تر شود این دو شاخه بهم نزدیک‌تر خواهند شد [۱۱](شکل ۱(ب)).



شکل ۱: نمودارهای

انرژی برحسب فاصله‌ی بین سالیتونی: (الف) ناحیه‌ی پله‌ای، (ب) ناحیه‌ی دوره‌ای معادله‌ی سینوسی گوردون دوگانه به ازاء $\epsilon = 10$. همچنین از طریق محاسبه مشتق نمودار انرژی نسبت به فاصله سالیتون‌ها، نیروی بین سالیتون‌ها در تمام حالات ذکر شده به دست آمد. این نیرو برای ناحیه‌ی پله‌ای به صورت دافعه و برای هر دو شاخه از ناحیه‌ی دوره‌ای به صورت جاذبه است. شایان ذکر است که این نیروها با نیروهای بدست آمده از سیستم سینوسی گوردون معمولی در توافق هستند. علاوه بر این برای سه ϵ یاد شده و شرایط اولیه‌ی گوناگون نمودار حالت برای نواحی پله‌ای و دوره‌ای رسم شد که این نمودار هم، در محدوده‌ی دوره‌ای به یک نمودار دو شاخه‌ای تبدیل گردید [۱۱](شکل ۲).


 شکل ۲: نمودار معادله‌ی حالت جواب‌های دوره‌ای معادله‌ی سینوسی گوردون دوگانه به ازاء $\epsilon = 1$.

$$P = \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 - V(\varphi).^{14}$$

نتیجه گیری:

در این مقاله به بررسی جواب های دوره ای و پله ای معادله ی سینوسی گوردون دوگانه پرداختیم و این معادله را به روش عددی Runge-Kutta مرتبه ۴ و به ازای شرایط اولیه ی متفاوت و پارامترهای پتانسیل گوناگون حل کردیم. جواب های این معادله به دو دسته تقسیم خواهند شد: ۱. جواب های دوره ای و ۲. جواب های پله ای. ساختار جواب های پله ای شامل کینک ها (آنتی کینک ها) است؛ این در حالی است که جواب های دوره ای از توالی کینک ها و آنتی کینک ها به وجود می آیند. با بررسی نمودارهای انرژی و معادله حالت این دو دسته جواب به این نتیجه رسیدیم که جواب های پله ای معادله ی سینوسی گوردون دوگانه شبیه جواب های پله ای معادله ی سینوسی گوردون معمولی هستند و رفتار سیستم به ازای پارامتر ϵ تفاوت نخواهد کرده که رفتار جواب های دوره ای این معادله نسبت به پارامتر ϵ حساس هستند. در واقع با افزایش این پارامتر شاخه جدیدی در نمودار معادله حالت و انرژی ظاهر خواهد شد. نکته جالب توجه دیگر اینکه نمودار معادله ی حالت جواب های دوره ای به دو دلیل رفتاری غیر معمول خواهد داشت؛ اول به خاطر نیروی جاذبه بین سالیتوئی در این دسته از جواب ها فشار منفی است و دیگر اینکه این نمودار نشان دهنده ی گذار فاز از ناحیه ای با تراکم پذیری مثبت به ناحیه ای با تراکم پذیری منفی است.

مراجع ها:

1. M. Ishikawa and K. Hide, *J. Phys. C: Solid State Phys.* (1984)
2. R. Khomeriki and J. Leon, *Phys. Rev. E* **71**, 056620 (2005)
3. G. Fiore, *math-ph/0512002* (2005)
4. N. Riazi, A. Azizi and S. M. Zebarjad, *Phys. Rev. D* **66**, 065003 (2002)
5. L. V. Yakushevich, A. V. Savin and L. I. Manevitch, *Phys. Rev. E* **66**, 016614 (2002)
6. Sara Cuenda, Angel Sanchez, Niurka R. Quintero, *Physica D* **223**, 214-221 (2006)
7. L. V. Yakushevich, *Nonlinear Physics of DNA*, Wiley, (2004)
8. J. Timonen, M. Stirland, D. J. Pilling, Yi Cheng, and R. K. Bullough, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2233 (1986)
9. Constantine A. Popov, *Wave Motion*. **42(1)**, 309-350 (2006)
10. N. Riazi and A. R. Gharaati, *Int. J. Theor. Phys.* **37**, 1081 (1998)
11. M. Peyravi, N. Riazi, A. Montakhab, and A. Gharaati, arXiv: 0802.2776 (2009)

گرافین تحت تابش لیزر تک مد

مرجان جعفری^۱، فردین خیراندیش^۲

^۱دانشگاه اصفهان-گروه فیزیک marjan_star64@yahoo.com

^۲دانشگاه اصفهان-گروه فیزیک fkheirandish@yahoo.com

چکیده

در این مقاله برهمنکنش نور کوانتمی تک مد با گرافین، در چارچوب تقریب امواج، چرخان مورد بررسی قرار گرفته است. احتمالهای گذار برای مقادیر متفاوت فرکانس نور فرودی بدست آمده و مورد بحث قرار گرفته است.

گرافین تک لایه‌ای از گرافیت می‌باشد که در سال‌های اخیر مطالعات زیادی بر روی آن صورت گرفته است. از مطالعه گرافین تحت تاثیر تابش عمودی میدان مغناطیسی نتایج جالبی بدست آمده که توسط محققین زیادی مورد بررسی قرار گرفته است[۱]. این مقاله برهمنکنش میدان الکترومغناطیسی را با گرافین مورد بررسی قرار می‌دهیم، بدین صورت که گرافین را تحت تابش لیزر قرار می‌دهیم و منحنی احتمال گذارهای ممکن آن را برای بسامد های مختلف بررسی می‌کنیم. هامیلتونی میدان الکترومغناطیسی کوانتیزه به صورت مقابله خواهد بود:

$$\cdot H_f = \sum_k \hbar\omega (\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2}) \quad (1)$$

میدان را تک مد در نظر می‌گیریم وفرض می‌کنیم که گرافین در صفحه $x-y$ باشد و لیزر دارای راستای عمود بر سطح گرافین و قطبش در صفحه $x-y$ باشد و هامیلتونی گرافین در حضور میدان به صورت مقابله خواهد بود:

$$H_s = v_f (\sigma_x \pi_x + \sigma_y \pi_y) \quad (2)$$

که $\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}$ است که در این حالت میدان برداری به صورت مقابله تعريف می‌شوند:

$$\vec{A} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} (\hat{x}\cos(\theta) + \hat{y}\sin(\theta)) (\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t}) \quad (3)$$

در این حالت هامیلتونی کل سیستم به صورت مقابله خواهد بود:

$$H = \hbar\omega (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) + v_f (\sigma_+ p_- + \sigma_- p_+) + \frac{ev_f}{2C} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} (\sigma_+ \hat{a} e^{-i(\omega t+\theta)} + \sigma_- \hat{a}^\dagger e^{i(\omega t+\theta)}) \quad (4)$$

برای توصیف هامیلتونی کل سیستم از تقریب امواج چرخان نیز استفاده کردیم [۲]. هامیلتونی حاصل از سه قسمت تقسیم شده است، هامیلتونی مربوط گرافین، هامیلتونی میدان تابشی لیزر و هامیلتونی مربوط به ترم برهمنکشی. برای حل معادله بالا از روش اختلال استفاده می‌کنیم.[۳].

همانطور که می‌دانیم گرافین از دو زیر شبکه A، B تشکیل شده است که در اینجا این دو زیر شبکه را با علامت $-$ ، $+$ نشان می‌دهیم و تابع موج را به صورت مقابله می‌توان نوشت.

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n,\vec{p}} C_{n,\vec{p}}^+(t) |n, \vec{p}, +\rangle + \sum_{n,\vec{p}} C_{n,\vec{p}}^-(t) |n, \vec{p}, -\rangle \quad (7)$$

تابع موج بالا را در معادله شرودینگر جاگذاری کنیم و با اعمال تغییر متغیری ساده داریم:

$$\begin{cases} i\hbar \overset{\circ}{D}_{n,\vec{p}}^+(t) = v_f \vec{p}_- D_{n,\vec{p}}^-(t) + \frac{ev_f}{2C} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \sqrt{n+1} e^{-i(2\omega t+\theta)} D_{n+1,\vec{p}}^-(t) \\ i\hbar \overset{\circ}{D}_{n,\vec{p}}^-(t) = v_f \vec{p}_+ D_{n,\vec{p}}^+(t) + \frac{ev_f}{2C} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \sqrt{n} e^{i(2\omega t+\theta)} D_{n-1,\vec{p}}^+(t) \end{cases} \quad (9)$$

برای حل معادلات بالا از روش اختلالی استفاده می‌کنیم. ابتدا ترم اول معادلات بالا را به روش دقیق حل می‌کنیم:

$$\begin{pmatrix} D_{n,p}^+(t) \\ D_{n,p}^-(t) \end{pmatrix} = e^{\frac{-iv_f}{\hbar} \begin{pmatrix} 0 & \tilde{p}_- \\ \tilde{p}_+ & 0 \end{pmatrix} t} \begin{pmatrix} D_{n,p}^+(0) \\ D_{n,p}^-(0) \end{pmatrix} \quad (10)$$

حال با داشتن حل دقیق بالا ترم اختلالی را وارد می کنیم و ضرایب تابع موج را بدست می آوریم:

$$D_{n,p}^+(t) = - \left[-D_{n,p}^+(0) \cos(\Omega t) + i \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \frac{ev_f}{2\hbar c} \sqrt{n+1} e^{-i\theta} (D_{n+1,p}^+(0)F(t) + D_{n+1,p}^-(0)E(t)) + D_{n,p}^-(0) \left(\frac{i|p|}{p_+} \right) \sin(\Omega t) + \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \frac{ev_f}{2\hbar c} \frac{|p|}{p_+} \sqrt{n} e^{i\theta} (D_{n-1,p}^+(0)g(t) + D_{n-1,p}^-(0)h(t)) \right] \quad (13)$$

$$D_{n,p}^-(t) = - \left[-D_{n,p}^-(0) \cos(\Omega t) + i \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \frac{ev_f}{2\hbar c} \sqrt{n} e^{i\theta} (D_{n-1,p}^+(0)E^*(t) + D_{n-1,p}^-(0)F^*(t) \frac{p_+}{p_-}) + D_{n,p}^+(0) \left(\frac{i|p|}{p_-} \right) \sin(\Omega t) + \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \frac{ev_f}{2\hbar c} \frac{|p|}{p_-} \sqrt{n+1} e^{-i\theta} (D_{n+1,p}^+(0)h^*(t) + D_{n+1,p}^-(0)g^*(t)) \right] \quad (14)$$

که در عبارت بالا توابع به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\begin{cases} E(t) = \int_0^t \cos(\Omega(t-u)) \cos(\Omega u) e^{-2i\omega u} du & , h(t) = \int_0^t \sin(\Omega(t-u)) \sin(\Omega u) e^{2i\omega u} du \\ F(t) = \int_0^t \sin(\Omega t) \cos(\Omega(t-u)) e^{-2i\omega u} du & , g(t) = \int_0^t \sin(\Omega(t-u)) \cos(\Omega u) e^{2i\omega u} du \end{cases} \quad (15)$$

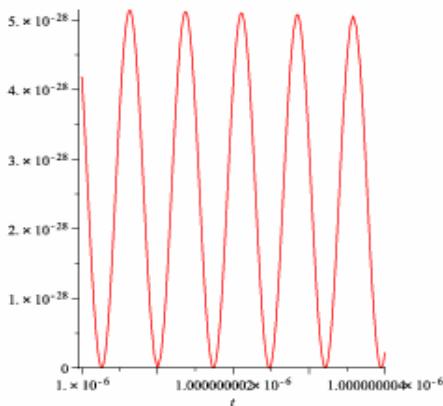
این شرط اولیه بدين معنی است که الکترون با تکانه p در سایت m باشد و تعداد فوتون های تابشی m است.

$$|\psi(0)\rangle = |m, p, +\rangle \rightarrow \begin{cases} C_n^+(0) = \delta_{n,m} \delta(p - p') \\ C_n^-(0) = 0 \end{cases} \quad (16)$$

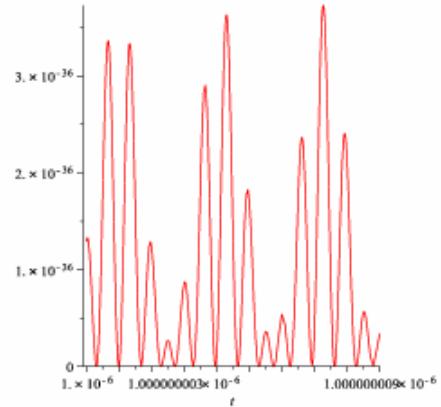
$$\begin{cases} \left| D_{m-1,p}^+(t) \right|^2 = \frac{e^2 \Omega^2}{c^2 |p|^2} \left(\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega} \right) m |F(t)|^2 & \left| D_{m+1,p}^+(t) \right|^2 = \frac{e^2 \Omega^2}{c^2 |p|^2} \left(\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega} \right) (m+1) |g(t)|^2 \\ \left| D_{m-1,p}^-(t) \right|^2 = \frac{e^2 \Omega^2}{c^2 |p|^2} \left(\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega} \right) m |h(t)|^2 & \left| D_{m+1,p}^-(t) \right|^2 = \frac{e^2 \Omega^2}{c^2 |p|^2} \left(\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega} \right) (m+1) |E(t)|^2 \end{cases} \quad (17)$$

همانگونه که مشاهده می شود برای شرایط اولیه گفته شده چند نوع گذار صورت می گیرد. نوع اول آن که مربوط به گذارهای خودبه خودی است و هیچ ربطی به تعداد فوتون تابشی ندارد و در حالت میدان خلا نیز وجود خواهد داشت. دو نوع گذار دیگر وجود دارند که یکی با آزادی فوتون و دیگری با نابودی یک فوتون همراه است که هر دوی این گذارها با تعداد فوتون های تابشی رابطه دارد. همانگونه که از روابط بالا مشخص است، گذار همراه با تولید فوتون حتی برای حالت خلا نیز ممکن خواهد بود. ما این احتمال ها را برای حالتی که طول موج لیزر تابشی در حد طول

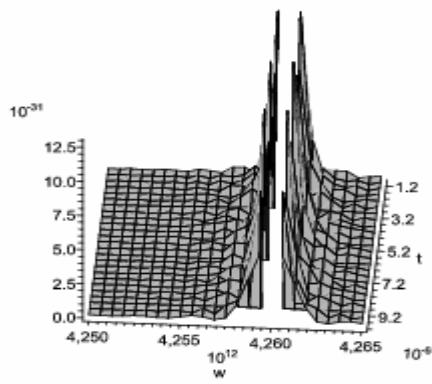
موچ فرمی باشد یعنی در حد نانومتر و برای حالتی که طول موج لیزر تابشی از مرتبه میکرومتر باشد بررسی کردیم. از بررسی عبارات بدست آمده برای احتمال گذار مشاهده شد که برای حالتی که بسامد لیزر تابشی خیلی نزدیک به مقدار $\Omega = \frac{v_f |p|}{\hbar}$ باشد به نوعی حالت تشید رخ می دهد.



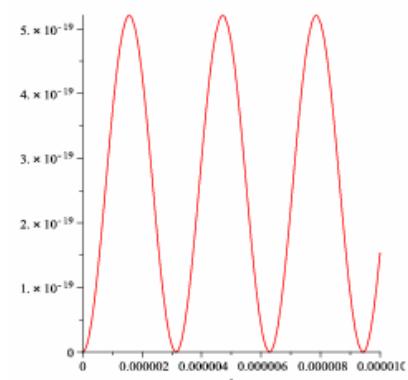
شکل ۲: منحنی احتمال یکی از گذارها برای لیزر با بسامد $10^{-15} s^{-1}$ و با دوره تناوب $\lambda = 300 nm$ و $\omega = 10^{15} s^{-1}$ با دوره تناوب



شکل ۱: منحنی احتمال یکی از گذارها برای لیزر با بسامد $10^{-15} s^{-1}$ و با دوره تناوب $\lambda = 300 \mu m$ و $\omega = 10^{12} s^{-1}$ با دوره تناوب



شکل ۴: منحنی تغییرات احتمال گذار به ازای تغییر بسامد در بازه زمان‌های بلند برد.



شکل ۳: منحنی احتمال گذار برای بسامد نزدیک به بسامد تشیدید با دوره تناوب 10^{-6}

همانگونه که از منحنی های بالا مشاهده می شود به ازای بسامد تشیدید، مقدار عددی احتمال گذار نسبت به بسامد های دیگر افزایش چشمگیری داشته است. همچنین مشاهده می شود که با تابش لیزری که بسامد آن، در حد بسامد تشیدید است دوره نوسان آن نیز افزایش می یابد و از $T \approx 10^{-6}$ به $T \approx 10^{-5}$ می رسد، به عبارتی احتمال گذار در گرافین به ازای لیزری با بسامدی برابر بسامد تشیدید، از لحاظ مقداری افزایش می یابد و گذار در زمان های بلندتر رخ می دهد.

نتیجه گیری

در صورتی که بسامد نور فرودی نزدیک بسامد ذاتی گرافین باشد، یعنی در حالت تشدید، مقدار عددی بیشینه احتمال گذار نسبت به بسامدهای دور از تشدید افزایش چشمگیری میابد اما گذار در زمانهای بلندتری نسبت به زمان گذار طبیعی، یعنی در غیاب نور ورودی، اتفاق می‌افتد.

مراجع

1. J. Schliemann, "Cyclotron motion in graphene", *New journal of physics* **10** (2008) 043024.
2. Wendell T. Hill, Chih. Lee, "Light- matter interaction", *Wiley-Vch* (2007).
3. Marlan O.Scully and M.Suhail Zubairy, "Quantum optics" , *Cambridge University Press* (1997).

بررسی اثر فعالیت خورشید با استفاده از تعداد لکه‌های آن بر روی شار رودخانه‌ها

سهیل حاجیان^۱، سید محمد صادق موحد^۱

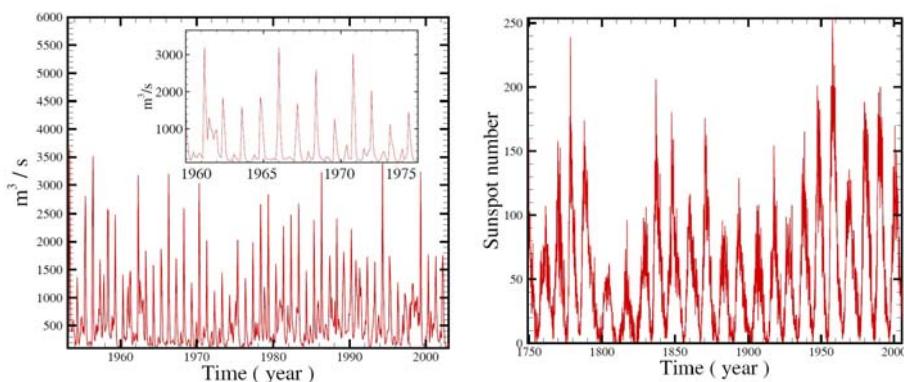
^۱گروه فیزیک دانشگاه شهید بهشتی، اوین ۱۹۱۳۹۶۳۱۱۳، تهران

چکیده

در این پژوهش به بررسی اثر فعالیت‌های خورشیدی که توسط تعداد لکه‌های خورشیدی نمایش داده می‌شود بر روی میزان افت و خیز شار گذرانه از واحد سطح در رودخانه‌ها پرداخته ایم. یکی از روش‌های جدید در بررسی پارامترهای نامانا و بررسی همبستگی میان آنها روشی موسوم به *DCCA* (*Detrended Cross Correlation Analysis*) می‌باشد که با استفاده از آن می‌توان مقادیر همبستگی بین دو سری زمانی نامانا را بدست آورد. اما بر اساس مطالعات انجام شده حضور روندها و نویزها ساری مهم در بهره‌گیری از این روش به حساب می‌آید. بر همین اساس با کمک روش‌های هوشمند، سری‌ها را تمیز کرده و سپس از *DCCA* برای آنالیز چندفراکتالی استفاده می‌گردد. نتایج حاصل از این تحقیق نشان می‌دهد. که همبستگی باند برد بسیار قوی بین تعداد لکه‌های خورشیدی و افت و خیز دیگر رودخانه‌ها وجود دارد.

در این تحقیق ما با استفاده از روش *DCCA* [۱] که به منظور بررسی همبستگی بین دو پارامتر نامانا و کمی کردن آن تدوین شده است، به بررسی تعداد لکه‌های خورشیدی و میزان افت و خیز موجود در دیگر سه رودخانه‌ی منتخب پرداخته‌ایم. داده‌های لکه‌های خورشیدی از سال ۱۷۳۹ تا ۲۰۰۹ تهیه شده است [۲] و از داده‌های مربوط به سه رودخانه در اروپا و آمریکا برای بررسی همبستگی استفاده می‌کیم. شکل (۱) افت و خیز تعداد لکه‌های خورشید و میزان افت و خیز آب یک رودخانه را نشان می‌دهد. به دلیل محدودیت در دستگاه‌های اندازه‌گیری افت و خیزها و محدود بودن داده‌های قابل دسترس، افت و خیزهای اولیه غالباً نامانا و دارای روند^۱ است. بنابراین برای پی‌بردن به خواص آماری افت و خیزهای اولیه و برای اجتناب از به دست آوردن همبستگی‌های غیر واقعی نیازمند به روش‌های قوی و قابل اعتماد هستیم. در حقیقت روش *DCCA* گونه تغییر یافته روش آنالیز چندفراکتالی بدون روندشده (*DFA*) می‌باشد که اولین بار توسط Peng و همکارانش ارائه شد [۳]. در روش *DCCA* که یکی از روش‌های بررسی خواص چندفراکتالی بین دو سری زمانی می‌باشد، ابتدا به طرز هوشمندانه‌ای روندها از داده‌ها حذف می‌شود. روندها غالباً بر دو نوع می‌باشند. بعضی از آنها از نوع چند جمله‌ای‌ها می‌باشند و برخی از نوع تناوبی. عموماً روش‌های مبتنی بر فراکتال‌ها تووانایی حذف روندهای چند جمله‌ای را دارا می‌باشند ولی روندهای تناوبی مثل اثرات فصلی که به طور موثری در افت و خیز آب رودخانه‌ها و تعداد لکه‌های خورشیدی یافت می‌شوند همچنان باقی مانده و بررسی نتایج را با چالش روپرتو می‌کنند. در حضور این روندها، از روش‌های دیگری همچون F-DFA [۴-۵] و SVD [۶] استفاده می‌شود و نویز باقی مانده به عنوان سری ورودی برای بررسی وجود همبستگی به برنامه‌ی *DCCA* داده می‌شود. در این تحقیق با توجه به برخی از مزیتهای روش SVD از جمله، ثابت ماندن طول سری زمانی بعد از حذف روند از نویز، از این شیوه برای حذف روندها از داده‌های اصلی که موجب اختلال در عملکرد برنامه *DCCA* می‌شود، استفاده می‌گردد. زیرا در روش *DCCA*، همزمانی سری‌های زمانی حیاتی می‌باشد.

Trend¹



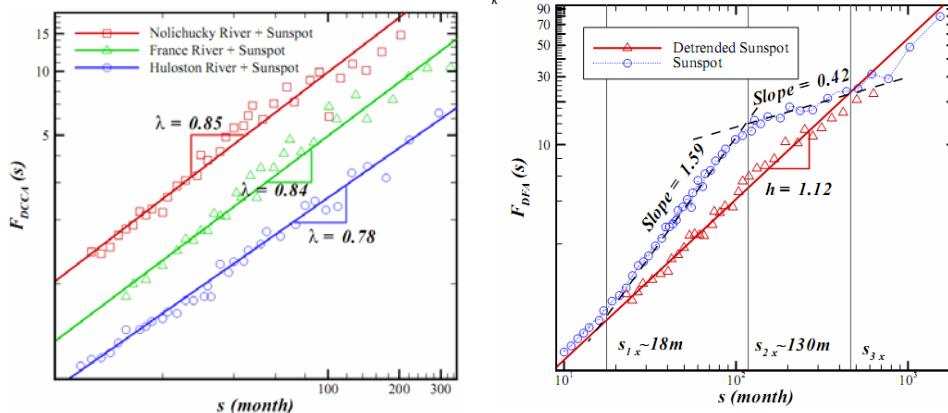
شکل ۱: افت و خیز تعداد لکه های خورشید (سمت راست) و میزان آب رودخانه Daugava (سمت چپ) [۵]

به طور خلاصه روش DCCA شامل ۴ بخش زیر می باشد و خروجی این روش همان مقدار همبستگی موجود بین دو سری زمانی مورد نظر است:

گام اول: تشکیل سری تجمعی برای هر دو سری

$$X(i) \equiv \sum_{k=1}^i [x_k - \langle x \rangle] \quad i = 1, \dots, N \quad (1)$$

$$Y(i) \equiv \sum_{k=1}^i [y_k - \langle y \rangle] \quad i = 1, \dots, N \quad (2)$$



شکل ۲: (سمت راست) داده ها قبل از حذف نویز به برنامه DCCA داده شده اند و نماد دایره ای حاکم از آن است که خاصیت مقیاسی به طور عمومی وجود ندارد. نماد مثلثی رفتار تابع افت و خیز را برای داده های تمیز شده نشان می دهد. (سمت چپ) خروجی برنامه DCCA برای داده های رودخانه و داده های خورشیدی. رفتار مقیاسی و مقدار نمای هارتس بیانگر همبستگی بلند برد قوی بین این دو نوع سری زمانی می باشد.

گام دوم: هر سری تجمعی را به N_s پنجره مساوی به طول s تقسیم می شود بطوریکه $N_s \equiv \text{int}(N/s)$. سپس تابع افت و خیز برای هر قطعه محاسبه می گردد:

$$F^2(s, m) \equiv \frac{1}{S} \sum_{i=1}^s \{Y[(m-1)s+i] - y_m(i)\} \{X[(m-1)s+i] - x_m(i)\} \quad (3)$$

که در آن (i) و $y_m(i)$ چند جمله ای هایی هستند که بر روی سری قطعه i m برازش ^۲ یافته اند. معمولاً یک تابع خطی برای برازش استفاده می شود. اگر هیچ روندی در داده ها موجود نباشد می توان از چند جمله ای درجه صفر مانند آنچه که در روش R/S یا SWV انجام می شود، استفاده نمود [۴].

گام سوم: بر روی تمام توابع افت و خیز میانگین می گیریم:

^۲ Fitting Polynomial

$$F_q(s) \equiv \left\{ \frac{1}{N_s} \sum_{m=1}^{N_s} [F^2(s, m)]^{\frac{q}{2}} \right\}^{\frac{1}{q}} \quad (4)$$

معمولًا q می تواند تمامی اعداد حقیقی به غیر از صفر را بگیرد. اگر q عدد ۲ اختیار شود روش DCCA کلاسیک بدست می آید و اگر اعداد دیگر روش عمومی تر MF-DXA بدست خواهد آمد.

گام چهارم: در آخرین مرحله باید شبیه نمودار $(s)F_q$ در مقابل s محاسبه شود که به آن نمای هارتس تعیین یافته می شود با $\lambda(q)$ نمایش داده می شود بطوریکه که:

$$F_q(s) \approx s^{\lambda(q)} \quad (5)$$

پس از بررسی داده های موجود با روش مذکور نتایج مبنی بر همبستگی بلند برد قوی بین دو نوع داده بدست آمد. همبستگی بین تعداد لکه های خورشیدی و افت و خیز رودخانه ها بین ۰,۷۶ تا ۰,۸۶ متغیر بود که حاکی از همبستگی قوی بین دو نوع سری زمانی می باشد. نتایج در جدول ۱ و شکل ۲ آمده است.

جدول ۱: مقدار نمای هارتس به ازای $q = 2$ برای رودخانه های مختلف

River	H (sunspot)	H (river)	λ
Nolichucky	0.93	0.70	0.85
France Board	0.11	0.63	0.84
Huloston	0.05	0.60	0.78

نتیجه گیری

امروزه روشهایی برای پیشینی سری زمانی لکه های خورشیدی معرفی شده است [۷] که با استفاده از آنها می توان سری زمانی را تا چند سال آینده پیش بینی کرد با توجه به نتایج این پژوهش می توان با داشتن سری زمانی لکه های خورشیدی در سال های آینده میزان افت و خیز دبی رودخانه های مختلف را پیش بینی کرد. نتایج بدست آمده از روش MF-DFA، خاصیت چند fractal را به عنوان خاصیت عمومی برای اعمده افت و خیزهای آب رودخانه ها نشان می دهد. با بهره گیری از طیف توان سری های زمانی و چگونگی رفتار مقیاسی تابع افت و خیز می توان مقیاسهای زمانی مربوط به رقابت بین نویز و روندها را تعیین کرد. از جهت دیگر مزیتها و معایب روشهای تمیزسازی داده ها مانند SVD و F-DFA مورد بررسی قرار گرفت و نشان داده شد در سری های زمانی کوچک بهره گیری از روش SVD منجر به نتایج قابل اعتمادتر می شود.

مراجع

1. B. Podobik, H. Euge Stanly, Phys. Rev. Lett, **100**, 084102 (2008).
2. [http://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR DATA/SUNSPOT NUMBERS](http://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS).
3. Peng C. K et al., Phys. Rev. E ,49,(1685).
4. M. Sadegh Movahed et al., J. Stat. Mech. (2006) P02003.
5. M. Sadegh Movahed and E. Hermanis, Journal of Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 387 (2008) 915-932.
6. Radhakrishnan Nagarajan, Rajesh G. Kavasseri, Chaos, Solitons and Fractals 26 (2005) 777–784.
7. D.J.R. Nordemann , N.R. Rigozo, M.P. de Souza Echer, E. Echer Computers & Geosciences 34 (2008) 1443–1453.

مارپیچش جت شاره و شکسان در داخل شاره ای با و شکسانی کمتر حسینی، سید حسین^۱ خاتمی، محمد حسن^۱ رحمنی، یاسر^۱ ربیه، نیل^۲ حبیبی، مهدی^۱

^۱ دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

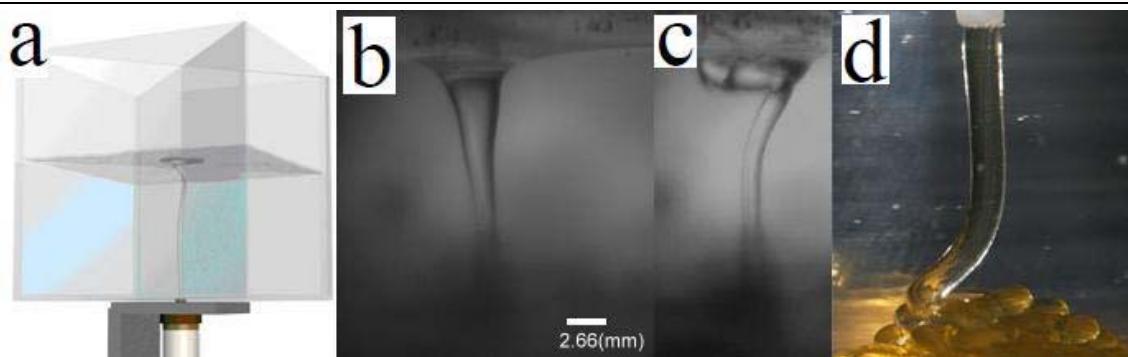
^۲ آزمایشگاه FAST دانشگاه پاریس ۶ و ۱۱ فرانسه

چکیده

در این مقاله به بررسی تجربی مارپیچش یک جت سیال و شکسان با چگالی بیشتر و کمتر از آب در داخل آب پرداخته ایم. در آزمایش اول جت سنگین در داخل آب سقوط کرده و در کف طرف ایجاد مارپیچ نموده در مورد دوم شاره با و شکسانی انداک از کف طرف در اثر نیروی شناوری بالا آمده و در سطح آب ایجاد مارپیچ کرده. در هر دو مورد رزیمهای شبیه به مسئله مارپیچش شاره در هوا دیده شد. همچنین نتایج آزمایشگاهی را با مدل عددی برای مارپیچش سیال با چگالی کاهش یافته در هوا مقایسه کردیم.

همه ما به هنگام ریختن عسل بر روی نان و یا داخل لیوان آب شاهد مارپیچش رشته عسل و ایجاد دوایر با شعاع مشخص بوده ایم. این مسئله هرچند مسئله ای قدیمی است [۳-۱] ولی اخیراً نیز گروههای زیادی به بررسی آن پرداخته و وجود چهار رژیم مختلف را در این پدیده نشان داده اند [۷-۴]. در داخل زمین نمونه های زیادی از مارپیچش یک شاره بسیار و شکسان در داخل شاره دیگر فراوان دیده می شود مثلاً ستونهای مذاب در اثر نیروی شناوری به بالا حرکت کرده و در برخورد به لایه های بالایی ایجاد مارپیچ می کنند [۹-۸]. اولین بررسی مارپیچش یک سیال در سیال دیگر در سال ۱۹۸۱ صورت گرفته که بیشتر حاوی نگاهی پدیده شناختی است [۲]. اخیراً نیز برخی به بررسی این پدیده در ابعاد میکرونی و در داخل میکروکانالها پرداخته اند [۱۰].

ما در این مقاله به بررسی مارپیچش سیال و شکسان در داخل آب می پردازیم. در سری اول یک رشته عسل به چگالی $1/4 \text{ gr/cm}^3$ و شکسانی $0.027 \text{ m}^2/\text{s}$ از روزنه ای به قطر 3 mm در داخل یک استخر آب در دمای 26°C درجه سیلیسیوس خارج شده و با شار ثابت $0.18 \text{ cm}^3/\text{s}$ سقوط کرده و در ته استخر ایجاد مارپیچ می کند(شکل ۱ d). بوسیله یک دوربین CCD قبل از حل شدن رشته عسل در آب از این پدیده فیلمبرداری کرده و با شمارش فریمها فیلم می توانیم فرکانس مارپیچش را اندازه گیری کنیم. بقیه پارامترها مثل شعاع رشته و شعاع مارپیچ را بوسیله یک مقیاس در عکسها اندازه گیری می کنیم. با افزایش ارتفاع سقوط، فرکانس مارپیچش افزایش می یابد و به ترتیب سه رژیم و شکسان، گرانشی و اینرسی که در مورد مارپیچش رشته سیال در هوا دیده شده بودند [۷-۴] در اینجا نیز مشاهده می شوند. افزایش فرکانس در اثر ارتفاع نسبت به وقتی محیط دوم هوا است کمتر است. علت این امر کاهش اثر گرانش بر روی رشته سیال در اثر نیروی شناوری است. البته سیال دوم نیز اثر اتلافی بیشتری نسبت به هوا دارد که آن نیز افزایش فرکانس را کند می کند. در شکل ۲ نتایج داده های آزمایش برای فرکانس بر حسب ارتفاع را با نتایج مدل عددی [۱۱] برای مارپیچش یک ستون سیال در هوا با مشخصات مشابه و چگالی کاهش یافته مقایسه می کنیم. منظور از چگالی کاهش یافته، تفاوت چگالی عسل و آب است و فرض کرده ایم که اثر محیط دوم فقط به صورت کاهش چگالی در اثر شناوری است و از اثرات اتلافی و برهم کنش هیدرودینامیکی به علت و شکسانی انداک آب ($10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$) صرفنظر می کنیم. همخوانی جوابها نشان می دهد فرض اخیر فرض خوبی است و اثر محیط دوم بیشتر کاهش اثر نیروی گرانشی در کشیدگی رشته سیال و در نتیجه کاهش رشد فرکانس است.

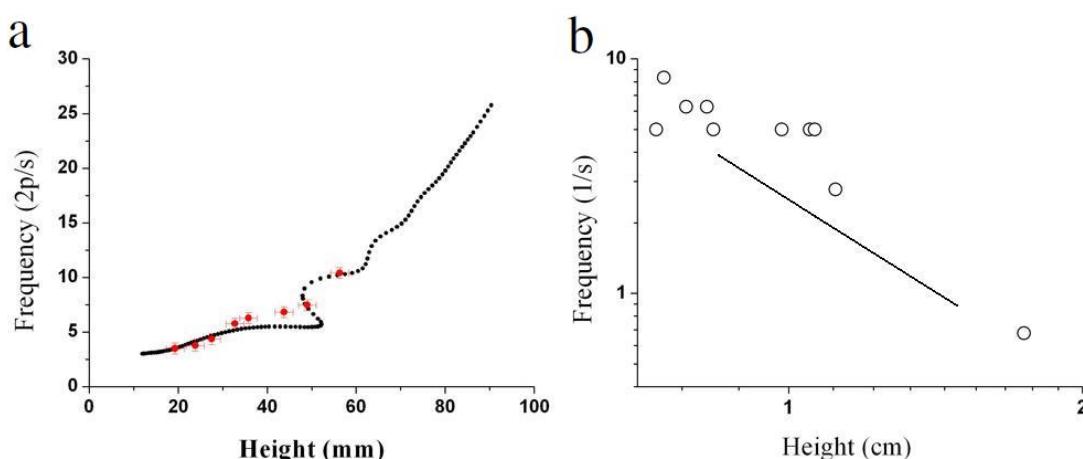


شکل ۱: مارپیچش جت سیال و شکسان در داخل آب. a,b,c: چگالی جت کمتر از آب است و بالا می رود. d: چگالی جت بیشتر از آب است.

در سری دوم آزمایش روغنی و شکسان به و شکسانی $1/25 \text{ m}^2/\text{s}$ و چگالی کمتر از آب (0.97 gr/cm^3) را از روزنه ای به قطر $1/3 \text{ mm}$ در ته ظرف به بالا پمپ می کنیم و روغن در اثر نیروی شناوری بالا آمده و در سطح آب توده شده و ایجاد مارپیچ می کند (شکل ۱ a,b,c). در شارهای کمتر از $0.2 \text{ cm}^3/\text{s}$ مارپیچش دیده نمی شود (شکل ۱ b). با افزایش ارتفاع آب در استخراج فرکانس فیلمبرداری می توان تغییرات فرکانس مارپیچش بر حسب ارتفاع را اندازه گرفت. در ارتفاعهای اندازه کافی، با افزایش ارتفاع فرکانس کاهش می یابد. این معادل رژیم و شکسان است. در این ارتفاعهای اندازه کافی فشار پمپاژ سیال از پایین باعث ایجاد مارپیچ می گردد و نیروی شناوری در ایجاد مارپیچ تاثیر چندانی ندارد. با افزایش ارتفاع انتظار داریم وارد رژیم گرانشی شویم [۴] اما با افزایش ارتفاع دیگر مارپیچی دیده نمی شود و حالتی شبیه شکل ۱ b داریم. علت این امر آنست که در رژیم گرانشی، نیروی گرانشی باعث ایجاد مارپیچ می گردد. در اینجا باید نیروی شناوری باعث مارپیچش بگردد ولی به علت نزدیکی چگالی آب و روغن این نیرو بسیار اندازه و نمی تواند مارپیچی ایجاد کند. از طرفی به علت افزایش ارتفاع نیروی اتلافی ناشی از محیط دوم افزایش یافته، همچنین فشار هیدرولستاتیک آب افزایش یافته که می توانند باعث تضعیف نیروی پمپاژ شوند. نمودار شکل ۱ b کاهش فرکانس مارپیچش بر حسب افزایش ارتفاع را نشان می دهد که مشخصه رژیم و شکسان است. در این رژیم فرکانس با ارتفاع نسبت عکس دارد [۴] خط رسم شده با شبیه ۱- نیز این رابطه را در مقیاس لگاریتمی نشان می دهد.

نتیجه گیری

مارپیچش یک ستون سیال و شکسان در سیال دیگر مشابه با مارپیچش ستون سیال در هواست و رژیم های حاکم بر آن نیز همان رژیم های پیشین هستند. به علت حضور سیال دوم و سهم اتلافی آن، فرکانس مارپیچش اندازه کاهش می یابد که این مقدار وقتی و شکسانی محیط دوم کم باشد، مانند آب، سهم بسیار ناچیزی است. از طرفی حضور محیط دوم، باعث اعمال نیروی شناوری به جت می گردد که فرکانس مارپیچش را شدیدا تحت تاثیر قرار می دهد. وقتی چگالی جت بیش از محیط دوم است و جت در آن سقوط می کند به علت کاهش وزن سیال در اثر نیروی شناوری کشیدگی رشته سیال و فرکانس مارپیچش کاهش می یابند. در حالتی که چگالی جت کمتر از محیط است، جت بالا می رود و در ارتفاعهای اندازه آب، می تواند در سطح آب ایجاد مارپیچ کند. به علت نزدیکی چگالی روغن و آب سهم نیروی شناوری بسیار کم است، بطوریکه نمی تواند مارپیچش در رشته ایجاد کند. در ارتفاعهای کم و شارهای زیاد، فشار پمپاژ جت توان کافی برای ایجاد مارپیچ را دارد که معادل با رژیم و شکسان است و فرکانس مارپیچش با افزایش ارتفاع آب کاهش می یابد. در حالی که در ارتفاعهای زیاد به علت افزایش فشار هیدرولستاتیک آب و نیروی اتلافی، مارپیچش اتفاق نمی افتد.



شکل ۲: نمودار های فرکانس بر حسب ارتفاع a : داده های آزمایش برای فرکانس بر حسب ارتفاع برای مارپیچش عسل در آب با پارامترهای مشخص شده در متن ، نقطه چینها نتایج مدل عددی [۱۱] برای مارپیچش یک ستون سیال در هوا با مشخصات مشابه و چگالی برابر با تفاوت چگالی عسل و آب. b : فرکانس مارپیچش بر حسب ارتفاع برای مارپیچش جت روغن در روی سطح آب. در ارتفاعهای اندک بصورت معکوس کاهش می یابد که معادل با رژیم اینرسی است.

مرجع ها

1. G. Barnes and R. Woodcock, *Am. J. Phys.* **26**, 205 (1958)
2. J. O. Cruickshank and B.R. Munson, *J. Fluid Mech.* **113**, 221 (1981).
3. L. Mahadevan, W. S. Ryu and A. D. T. Samuel, *Nature* **403**, 502 (2000).
4. M. Maleki, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 214502 (2004).
5. N. M. Ribe, et.al, *J. Fluid Mech.* **555**, 275 (2006).
6. N. M. Ribe, M. Habibi, and D. Bonn, *Phys. Fluids* **18**, 084102 (2006).
7. M. Habibi, et. al. *Phys. Rev. E* **74**, 066306 (2006).
8. P. A. Rona. et. al. *Marine Geophysical Researches* **23**, 147–168, (2002)
9. H. Ramberg et. al. *Tectonophysics* **1**, 101(1994)
10. Thomas Cubaud. et. al. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 264501 (2007)
11. N. M. Ribe, *Proc. R. Soc. Lond. A* **460**, 3223 (2004).

تحلیل QCD تابع ساختار غیریکتای F_2 در تقریب N^3LO

علی خرمیان^۱، شاهین آتشبار تهرانی^۲، حمزه خانپور^۱

^۱گروه فیزیک دانشگاه سمنان

^۲پژوهشکده ذرات و شتابگرها، مرکز دانش‌های بنیادی

چکیده

در این مقاله توابع توزیع کوارک‌های ظرفیت در تقریب LO با استفاده از روش چندجمله‌ای ژاکوبی به منظور مطالعه ساختار غیریکتای نوکلئونها تعیین می‌شوند. با توجه به نامشخص بودن تابع شکافتگی در تقریب $Pade$ استفاده می‌کنیم. نتایج محاسبات ما در تقریب N^3LO سازگاری خوبی با دیگر مدل‌های پذیره شناسی موجود دارد.

مقدمه

پراکندگی ناکشسان لپتون – نوکلئون به عنوان منبع اطلاعاتی مهم در مورد ساختار نوکلئونها بشمار می‌آید. از آنجا که در همه محاسبات مدل استاندارد و در حوزه فیزیک انرژیهای بالا توابع توزیع پارتونها به عنوان ورودی اساسی ایفای نقش می‌کنند، لذا محاسبه این توابع توزیع به همراه عدم قطعیت آنها برای برخورد دهنده‌های هادرونی از قبیل LHC، از تلاشهای مهم سالهای اخیر در فیزیک انرژی‌های بالا بوده است. در این مقاله سعی خواهیم کرد با مطالعه نتایج آزمایشگاهی تابع ساختار غیریکتای F_2 و برآش این داده‌های تجربی، توابع توزیع پارتونهای غیریکتا را بدست آوریم. تابع ساختار F_2 به صورت زیر بر حسب چندجمله‌ای متعامد ژاکوبی $\theta_n^{(\alpha, \beta)}(x)$ بسط داده می‌شود [2]

$$F_2^{N_{\max}}(x, Q^2) = x^\beta (1-x)^\alpha \sum_{n=0}^{N_{\max}} \theta_n^{(\alpha, \beta)}(x) \sum_{j=0}^n c_j^n(\alpha, \beta) F_2(j+2, Q^2) \quad (1)$$

که در رابطه فوق $F_2(j+2, Q^2)$ معرف ممنت تابع ساختار F_2 است. این تابع ساختار در رهیافت \overline{MS} به صورت زیر نوشته می‌شود [1,2]

$$F_2(x, Q^2) = F_{2,NS}(x, Q^2) + F_{2,S}(x, Q^2) + F_{2,g}(x, Q^2) \quad (2)$$

بخش‌های غیریکتای توابع ساختار پروتون و دوترون در ناحیه ظرفیتی $x > 0.3$ به صورت زیر می‌باشد

$$\begin{aligned} F_2^p(x, Q^2) &= \frac{4}{9} x u_v(x, Q^2) + \frac{1}{9} x d_v(x, Q^2) \\ F_2^d(x, Q^2) &= \frac{5}{18} x(u_v + d_v)(x, Q^2) \end{aligned} \quad (3)$$

از طرفی با اختلاف داده‌های پروتون و دوترون برای ناحیه $x < 0.3$ خواهیم داشت

$$F_2^{NS}(x, Q^2) \equiv 2(F_2^p - F_2^d)(x, Q^2) = \frac{1}{3} x(u_v - d_v)(x, Q^2) + \frac{2}{3} x(\bar{u} - \bar{d})(x, Q^2) \quad (4)$$

در روابط بالا پارامتریزه کردن توابع توزیع در مقیاس انرژیهای پایین ضروری خواهد بود.

تحول توابع ساختار و تقریب Pade

تحول توابع توزیع کوارک‌ها در Q^2 های مختلف را می‌توان با حل معادله DGLAP تعیین کرد. به این ترتیب با محاسبه ملین توزیع-های (۳) و (۴) تابع ساختار غیریکتا را به صورت زیر نوشت [۱,۲]

$$F_k(N, Q^2) = [1 + a_s(Q^2) C_1(N) + a_s^2(Q^2) C_2(N) + a_s^3(Q^2) C_3(N)] f_k(N, Q^2) \quad (5)$$

که در رابطه فوق $a_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi}$ ثابت جفت‌شدگی قوی بوده و $C_i(N)(Q^2)$ نیز ضرایب ویلسون غیر یکتا در مرتبه $O(a_s^i)$ است. برای تحلیل QCD تابع ساختار در تقریب N^3LO ، به حل معادله تحول غیر یکتا برای چگالی پارتون‌ها به صورت زیر نیازمند هستیم [۱]

$$\begin{aligned} F_k(N, Q^2) &= F_k(N, Q_0^2) \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-\hat{P}_0(N)/\beta_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\beta_0} (a - a_0) [\hat{P}_1^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_0(N)] \right. \\ &\quad - \frac{1}{2\beta_0} (a^2 - a_0^2) [\hat{P}_2^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_1^+(N) + (\frac{\beta_1^2}{\beta_0^2} - \frac{\beta_2}{\beta_0}) \hat{P}_0(N)] \\ &\quad + \frac{1}{2\beta_0^2} (a - a_0)^2 (\hat{P}_1^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_0(N))^2 - \frac{1}{3\beta_0} (a^3 - a_0^3) [\hat{P}_3^+(N) \\ &\quad - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_2^+(N) + (\frac{\beta_1^2}{\beta_0^2} - \frac{\beta_2}{\beta_0}) \hat{P}_1^+(N) + (\frac{\beta_1^3}{\beta_0^3} - 2\frac{\beta_1\beta_3}{\beta_0^2} + \frac{\beta_3}{\beta_0}) \hat{P}_0(N)] \\ &\quad + \frac{1}{2\beta_0^2} (a - a_0)(a_0^2 - a_0^2) (\hat{P}_1^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_0(N)) \times [\hat{P}_2^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_1(N) \\ &\quad \left. - (\frac{\beta_1^2}{\beta_0^2} - \frac{\beta_2}{\beta_0}) \hat{P}_0(N)] - \frac{1}{6\beta_0^3} (a - a_0)^3 (\hat{P}_1^+(N) - \frac{\beta_1}{\beta_0} \hat{P}_0(N))^3 \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

که \hat{P}_k ملین توابع شکافته‌گی $(k+1)$ امین حلقه است. اما با توجه به نامعین بودن \hat{P}_3^+ با تقریب Pade می‌توان آن را از رابطه زیر بدست آورد [۱]

$$\hat{P}_3^+(N) = \frac{(\hat{P}_2^+(N))^2}{\hat{P}_1^+(N)} \quad (7)$$

ضریب ویلسون غیریکتا $C_3(N)$ نیز اگر چه در حال حاضر به صورت تحلیلی موجود است، اما تقریب Pade بر روی آن به صورت زیر اعمال شده است [۴]

$$C_3(N) = \frac{(C_2(N))^2}{C_1(N)} \quad (8)$$

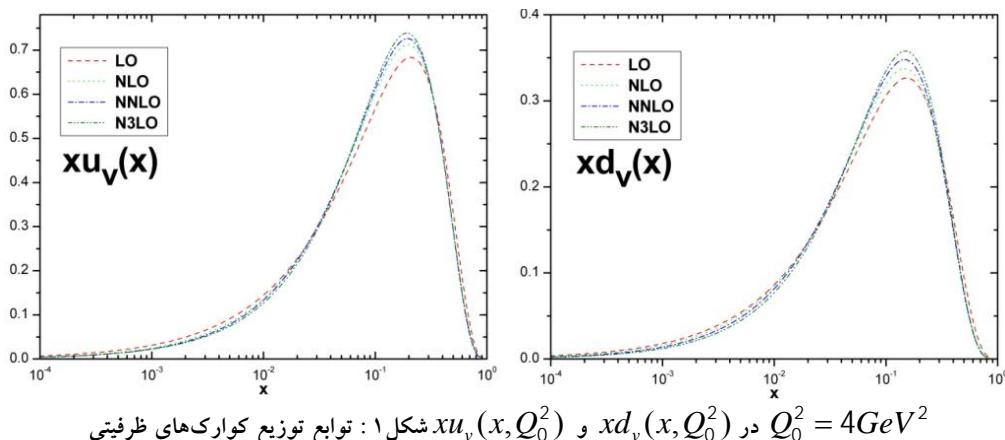
در نهایت اگر چه با کمک تبدیل ملین می‌توان توابع ساختار و توابع توزیع را در فضای x بدست آورد، اما یک روش مناسب‌تر برای مطالعه تحول توابع ساختار، استفاده از چندجمله‌ایهای متعماد ژاکوبی است که به طور مستقیم می‌تواند توابع توزیع کوراک‌ها را در فضای x به ما بدهد.

تجزیه و تحلیل داده‌ها و نتایج برآذش

در این محاسبه فرم پدیده‌شناسی مناسب برای توابع توزیع کوارک‌های ظرفیت در مقیاس $Q_0^2 = 4GeV^2$ به صورت زیر در نظر گرفته شده است [۱,۲,۳]

$$\begin{aligned} xu_v(x, Q_0^2) &= N_u x^{a_u} (1-x)^{b_u} (1+c_u \sqrt{x} + d_u x) \\ xd_v(x, Q_0^2) &= N_d x^{a_d} (1-x)^{b_d} (1+c_d \sqrt{x} + d_d x) \end{aligned} \quad (9)$$

که با انجام برآش، پارامترهای مجھول در فرم بالا به همراه Λ_{QCD} تعیین شد. در تحلیل QCD تابع ساختار غیریکتا که در این مقاله رائه شد از نتایج آزمایشگاهی لپتون پروتون و لپتون دوترون در فرآیند ناکشسان ژرف استفاده شده است. این داده‌ها از H1, ZEUS, BCDMS, SLAC, NMC استخراج شده‌اند. با اعمال برش در داده‌های آزمایشگاهی فوق برای توابع ساختار $F_2^p(x, Q^2)$ و $F_2^d(x, Q^2)$ در ناحیه کوارک‌های ظرفیتی $x < 0.3$ ، و $F_2^{NS} \equiv 2(F_2^p - F_2^d)$ در ناحیه $x > 0.3$ تعداد داده‌ها به ۵۵۱ داده آزمایشگاهی تقلیل یافته است.



شکل ۱: توابع توزیع کوارک‌های ظرفیتی $xu_v(x, Q_0^2)$ و $xd_v(x, Q_0^2)$ در $Q_0^2 = 4 GeV^2$

نتیجه‌گیری

محاسبات ما نشان داد که استفاده از چندجمله‌ای ژاکوبی می‌تواند به عنوان یک روش مناسب در استخراج توابع توزیع کوارک‌ها بکار رود. در شکل (۱) نتایج محاسبات ما برای توابع توزیع کوارک‌های ظرفیت $(xu_v(x, Q_0^2)$ و $xd_v(x, Q_0^2)$) در $Q_0^2 = 4 GeV^2$ نشان داده شده است. نتایج محاسبات ما سازگاری خوبی با نتایج مدل‌های پدیده شناسی سالهای اخیر دارد.

مراجع

- [1] J. Blumlein, H. Bottcher, A. Guffanti; "Non-singlet QCD analysis of deep inelastic world data at $O(\alpha_s^3)$ ", 2006, hep-ph/0607200.
- [2] A. N. Khorramian and S. A. Tehrani; Phys. Rev. **D** 78 (2008) 074019 [arXiv: 0805.3063 [hep-ph]].
- [3] M. Gluck, E. Reya, C. Schuck; "Non-singlet QCD analysis of $F_2(x, Q^2)$ up to NNLO", 2006, [arXiv: hep-ph/0604116].
- [4] A.L. Kataev, G. Parente and A.V. Sidorov; "Fixation of theoretical ambiguities" 2007, [arXiv: hep-ph/0106221].

تحول مداری ناشی از انفجار ابرنواختر در دوتایی‌ها و سرعت پس زنی

دلپند، معصومه^۱ جهانمیری، مهدی^۲

^۱دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، بخش فیزیک

^۲دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، بخش فیزیک

چکیده

در این مقاله به بررسی تحول مداری دوتایی‌ها بعد از انفجار ابرنواختری یکی از ستاره‌ها پرداخته و سرعت پس زنی، به عنوان عامل بلا بودن سرعت پالسارها معرفی خواهد شد. همچنین رابطه بین جهت اسپین و سرعت پس زنی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

مقدمه

تولد ستاره‌های نوترونی از سیستم‌های دوتایی به این صورت رخ می‌دهد که یکی از ستاره‌ها به صورت ابرنواختر منفجر می‌شود و بخشی از جرم خود را از دست می‌دهد و بخش فشرده‌ی باقی مانده، تشکیل ستاره نوترونی می‌دهد. در اثر انفجار SN خصوصیات مداری سیستم تغییر پیدا می‌کند. در بعضی از موارد مدار گسسته می‌شود که در این حالت حاصل SN یک ستاره نوترونی در حال فرار خواهد بود.^[۱] منشا سرعتهای زیاد پالسارها به پس زنی در لحظه تولد نسبت داده می‌شود. در این مقاله سرعت پس زنی SN بعد از تحول مقایسه می‌شود و همچنین تحول مداری سیستم دوتایی بعد از SN بصورت عددی مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین رابطه جهت اسپین و سرعت پس زنی با استفاده از نتایج مشاهداتی بررسی می‌شود.

تحول مداری ناشی از SN و سرعت پس زنی

در تحول سیستم‌های دوتایی وقتی برای یکی از ستاره‌ها انفجار ابرنواختر رخ می‌دهد یک ستاره نوترونی متولد می‌شود.^[۲] در دوتایی‌های نزدیک به هم که شامل یک ستاره نوترونی و یک ستاره هلیمی باشد، در مرحله نهایی تحول، وقتی ستاره هلیمی به ابر نواخته تبدیل می‌شود، ستاره فشرده دومی ایجاد می‌شود که در نتیجه سیستم شامل دو ستاره نوترونی در یک مدار نزدیک خواهد بود و یا ممکن است در صورت بسته نبودن مدار، دو ستاره نوترونی در حال گریز نتیجه شود.^[۱]

داده‌های موجود از دوتایی‌ها ما را قادر می‌سازد قیود تحولی چنین سیستم‌هایی را به دست آوریم. از جمله اینکه شواهد نشان می‌دهد باید دو ستاره همدم مرحله پوش مشترک^۳ را طی کرده باشند.^[۳]

سرعت حرکت انتقالی اندازه‌گیری شده پالسارها (از مرتبه چند صد کیلومتربر ثانیه)، بسیار بیشتر از سرعتهای نوعی ستارگان مولده^۴ آنهاست. این خصوصیت و برخی دیگر از خصوصیات مشاهداتی دوتایی‌های ستاره نوترونی و پالسارهای منفرد تنها با در نظر گرفتن یک اثر پس زنی^۵ در تولد آنها قابل توضیح است.^[۳]

در یک سیستم دوتایی پس از SN، پوش^۶ ستاره منفجر شده به بیرون پرتاپ می‌شود و این اتلاف جرم، پارامترهای دوتایی را تغییر می‌دهد. البته موقعیت ستاره‌ها به دلیل فرض آنی بودن انفجار، مانند قبل از انفجار در نظر گرفته می‌شود. برای خروج از مرکز مدار بعد از انفجار با فرض دایروی بودن مدار قبل از انفجار داریم:

Common Envelope^۳
Progenitor^۴
Kick^۵
Envelope^۶

$$e = \frac{\Delta M}{M_1 + M_2 - \Delta M} \quad (1)$$

در صورتی که اتلاف جرم بیش از نصف مجموع جرمها باشد، $e > 1$ می شود و ستاره نوترونی از همدم خود جدا می شود [4].

در سیستم دوتایی بعد از SN، زاویه بین سرعت پس زنی (V_k) و اندازه حرکت زاویه ای قبل از انفجار، L ، γ است و با تقریب خوبی جرم و سرعت ستاره همدم در اثر این انفجار تاثیری نمی پذیرد. [3]

در مدار بعد از انفجار $e \neq 0$ است و اندازه حرکت زاویه ای مداری نسبت به مدار اولیه زاویه θ می سازد. از بقای اندازه حرکت داریم:

$$V_k^2 = \frac{GM_f}{a_f} [2\xi - 1 + \xi\eta^{-1} - 2(1-e_f^2)^{1/2}\xi^{3/2}\eta^{-1/2}\cos\theta] \quad (2)$$

$$\cos^2\gamma = \frac{\xi^2(1-e_f^2)\sin^2\theta}{2\xi - 1 + \xi\eta^{-1} - 2(1-e_f^2)^{1/2}\xi^{3/2}\eta^{-1/2}\cos\theta} \quad (3)$$

که در آن، $\eta = \frac{M_f}{M_i}$ و $M_i = m_A + m_{Bi}$ ، $M_f = m_A + m_B$ می باشد.

$$\text{همچنین } \frac{a_f}{a_i} = \xi \text{ که در شرط زیر صدق می کند:} \\ (1+e_f)^{-1} < \xi < (1-e_f)^{-1} \quad (4)$$

در این مقاله مدار اولیه بصورت بیضی در نظر گرفته شده و پس از حل عددی، پارامترهای مداری با نتایج تحلیلی روابط در حالت دایروی مقایسه می شود. همچنین نتایج مشاهداتی در بررسی رابطه اسپین و سرعت پس زنی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

نتیجه گیری

مشاهدات انجام شده طی دهه اخیر نشان داده است که ستارگان نوترونی در لحظه تولد، سرعت پس زنی (از مرتبه یکصد تا یکهزار کیلومتر بر ثانیه) دریافت می کنند؛ هرچند منشا فیزیکی پس زنی و عدم تقارن ابرناخته مربوطه، در واقع هنوز یک مساله حل نشده است.

در بررسی spin-kick، فرض کنیم V_0 مربوط به چرخش صفر باشد و θ_k زاویه بین جهت عدم تقارن اولیه و محور چرخش باشد. مولفه های مورد انتظار پس زنی در طول محور چرخش و عمود بر آن برای حالت $\tau_{kick} \gg P_{init}$ عبارتند از

$$V_{kick\perp} \approx (\sqrt{2P}/2\pi)V_0 \sin\theta_k \quad \text{و} \quad V_{kick\parallel} = V_0 \cos\theta_k \quad (5)$$

بنابراین زاویه بین بردار پس زنی V_{kick} و محور اسپین (γ) به اینصورت داده میشود:

$$\gamma \approx \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} = (\sqrt{2}/2\pi)(P_{init}/\tau_{kick}) \tan \theta_k \Rightarrow \gamma \approx 0.2(P_{init}/\tau_{kick}) \tan \theta_k \quad (6)$$

هم راستایی spin-kick نوعاً وقتی بدست می آید که $P_{init} \leq 100ms$ پیشنهاد $\tau_{kick} >> P_{init}$ را مشاهده شده باشد. از لحاظ تئوری چندین می کند که τ_{kick} بین چند صد میلی ثانیه تا ۱ ثانیه قرار می گیرد.

در انفجار ابرنواختر نامتقارن شدت انفجار در یک جهت قویتر از سایر جهت ها است [5]. گسیل ماده بصورت نامتقارن از پیش ستاره نوترونی به دلیل بقای اندازه حرکت خطی باید یک سرعت پس زنی به پالسار تازه متولد شده بدهد. از لحاظ تئوری چندین ساز و کار^۷ برای توضیح سرعت پالسارها ارائه شده است که مهم ترین آنها عبارتند از: عدم تقارن با منشا هیدرو دینامیکی، عدم تقارن بواسطه انتشار نوتربینودر میدان مغناطیسی و مدل راکت [6]. چنین مقیاس زمانی پس زنی، با سازوکار انتشار نوتربینودر میدان مغناطیسی و یا سازوکار پس زنی با منشا هیدرو دینامیکی، در صورت طولانی بودن مدت انفجار ابرنواختر سازگار است.

منابع

- [1] S.N. Shore M. Livio E.P.J. van den Heuvel., (1984), "Interacting Binaries".
- [2] R. N. Manchester, J. H. Taylor., (1977), "Pulsars", p96-98.
- [3] Dong Lai, Chen Wang & JinLin Han., (2006), *Astron. Astrophys.*, **6**, 241-247.
- [4] F. Verbunt., (1993), "Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics.", **31**, 93-127.
- [5]. S. Woosley & T. Janka, (2005) "The Physics of Core-Collapse Supernova, Nature Physics", **1**, 147-154
- [6]. Srinivasan G. & Rsdhakrishnan V., (1985) "Proceeding of the Academy Workshop on Supernova Their Progenitors and Remnants"

کوانش میدانهای اسپین-۱ جرمدار و بدون جرم در فضای کرین

محسن دهقانی

ایلام، دانشگاه ایلام

چکیده

توابع دو- نقطه میدانهای اسپین-۱ جرمدار و بدون جرم، دارای واگرایی مادون قرمز و انرژیهای خلاً این میدانها دارای واگرایی ماوراء بنفس است. در این مقاله ضمن بررسی واگرایی توابع دو- نقطه و انرژیهای خلاً، نشان داده شده است که با استفاده از کوانش کرین واگرایی مادون قرمز توابع دو- نقطه بر طرف می شود و نیازی به بازبینی گارش نیست. همچنین واگرایی ماوراء بنفس انرژیهای خلاً بر طرف می شود و نیازی به استفاده از قاعده ترتیب نرمال نیست.

۱- مقدمه ذرات اسپین-۱ کوانتای میدانهای برداری بوده و در فیزیک ذرات نقش واسطه های نیرو را بر عهده دارند. به عنوان مثال

می توان از فوتونهای بدون جرم به عنوان واسطه برهمکنشهای الکترومغناطیسی، از بوزونهای جرمدار W^\pm و Z^0 به عنوان واسطه برهمکنشهای ضعیف و از گلوئونهای بدون جرم به عنوان واسطه برهمکنشهای قوی نام برد. تعدادی از نویسندهای نشان داده اند که با استفاده از کوانش کانونیک نمی توان یک تابع دو- نقطه هموردا برای میدان اسکالر و میدان گرانش خطی در فضای دوستیه به دست آورده [۱ و ۲]. در مرجع [۴] با استفاده از کوانش کرین و احتساب حالتها با نرم منفی تابع دو- نقطه هموردای میدان گرانش خطی در فضای دوستیه به دست آمده است. استفاده از حالتها با نرم منفی در فضای مینکوفسکی هم با موقفيتهای قابل توجهی همراه بوده است [۵ و ۶]. در این مقاله نشان داده شده است که استفاده از کوانش کرین در مورد میدانهای اسپین-۱ جرمدار و بدون جرم منجر به حذف واگرایی مادون قرمز در توابع دو- نقطه و ناپدید شدن واگرایی ماوراء بنفس در انرژیهای خلاً این میدانها می شود.

۲- کوانش کانونیک میدان برداری جرمدار با استفاده از لاگرانژین پروکا به صورت زیر به دست می آید

$$\partial^2 A_\mu + m^2 A_\mu = 0, \quad \partial_\mu A^\mu = 0, \quad (1)$$

$$A_\mu(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2\omega_k} \sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(k) [a^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{-ik.x} + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{ik.x}], \quad (2)$$

که در آن $\varepsilon_\mu^{(\lambda)}$ بردارهای قطبش نامیده می شوند و در شرایط $k^\mu \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(k) = 0$ ، $\varepsilon^{(\lambda)}(k) \cdot \varepsilon^{(\lambda')}(k) = g^{\lambda\lambda'}$ صدق می کنند و $\omega(k) = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$.

$$[a^{(\lambda)}(\vec{k}), a^{(\lambda')*}(\vec{k}')] = 2\omega_k (2\pi)^3 \delta^{\lambda\lambda'} \delta^3(\vec{k} - \vec{k}'), \quad [a^{(\lambda)}(\vec{k}), a^{(\lambda')*}(\vec{k}')] = [a^{(\lambda)*}(\vec{k}), a^{(\lambda')*}(\vec{k}')]= 0. \quad (3)$$

انرژی خلاً را می توان به صورت زیر محاسبه کرد

$$H^C = \sum_\lambda \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \frac{k_0}{2} [a^{(\lambda)}(\vec{k}) a^{(\lambda)*}(\vec{k}) + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) a^{(\lambda)}(\vec{k})]. \quad (4)$$

معادله (۴) نشان می دهد که انرژی خلاً و اگر است مگر آنکه از دستور ترتیب نرمال (normal ordering) استفاده شود.

انتشارگرذرات اسپین-۱ جرمدار به صورت زیر است

$$G_{\mu\nu}^C(x-y) = -i \langle 0 | T A_\mu(x) A_\nu(y) | 0 \rangle = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ik.(x-y)}}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} \sum_{\lambda=1}^3 \varepsilon_\mu^{(\lambda)}(k) \varepsilon_\nu^{(\lambda)}(k), \quad (5)$$

که در آن با محاسبه مستقیم می توان نشان داد که [۶]

$$\int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ik.(x-y)}}{k^2 - m^2 + i\varepsilon} = -\frac{1}{8\pi} \delta(\sigma) + \frac{m^2}{8\pi} \theta(\sigma) \frac{J_1(\sqrt{2m^2\sigma}) - iN_1(\sqrt{2m^2\sigma})}{\sqrt{2m^2\sigma}} - \frac{im^2}{4\pi^2} \theta(-\sigma) \frac{K_1(\sqrt{-2m^2\sigma})}{\sqrt{-2m^2\sigma}}, \quad (6)$$

که در آن $2\sigma = (x-y)^2$ است و $K_\nu(x), N_\nu(x), J_\nu(x)$ توابع بسل بوده و به ازای مقادیر حقیقی x و ν حقیقی هستند. این توابع به ازای مقادیر کوچک آرگومان به صورت زیر رفتار می کنند

$$J_\nu(x) \rightarrow \left(\frac{x}{2} \right)^\nu, \quad N_\nu(x) \rightarrow \left(\frac{2}{x} \right)^\nu, \quad K_\nu(x) \rightarrow \left(\frac{2}{x} \right)^\nu, \quad \text{for } \nu \neq 0. \quad (7)$$

به وضوح پیداست که انتگرال (۶) و در نتیجه انتشارگر (۵) دارای واگرایی مادون قرمز در قسمت موهومن است.

با استفاده از دانسیته لاغرانژین، $L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ معادله میدان اسپین-۱ بدون جرم به صورت زیر به دست می آید

$$\partial^2 A_\mu - \partial_\mu(\partial_\nu A^\nu) = 0, \quad (8)$$

این معادله تحت تبدیل پیمانه ای $A_\mu + \partial_\mu \Lambda \rightarrow A_\mu$ ناورداست. اگر پتانسیلهایی اسکالر و برداری در شرایط $\phi = 0, \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ (پیمانه کولن) صدق کنند؛ A_μ فقط دو درجه آزادی دارد و این چیزی است که در دنیای واقعی اتفاق می افتد. بنابراین با انتخاب پیمانه کولن فوتون فیزیکی را بررسی می کنیم. در این صورت معادله (۸) به صورت $\partial^2 A_\mu = 0$ در می آید. چون $\phi = 0$ معادله (۸) به شکل ساده زیر در می آید

$$\partial^2 \vec{A} = 0, \quad (9)$$

این معادله شبیه به معادله کلاین-گوردن برای میدان اسکالر بدون جرم است و می توان نوشت

$$\vec{A}(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \sum_{\lambda=1}^2 \epsilon^{(\lambda)}(k) [a^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{-ik \cdot x} + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{ik \cdot x}], \quad (10)$$

که در آن $\epsilon^{(\lambda)}(k)$ بردارهای قطبش نامیده می شوند و شرایط $\vec{k} \cdot \epsilon^{(\lambda)}(k) = \delta^{\lambda\lambda'}$ را ارضاء می کنند و

$$[a^{(\lambda)}(\vec{k}), a^{(\lambda)*}(\vec{k}')] = 2k_0(2\pi)^3 \delta^{\lambda\lambda'} \delta^3(\vec{k} - \vec{k}'), \quad [a^{(\lambda)}(\vec{k}), a^{(\lambda')*}(\vec{k}')] = [a^{(\lambda)*}(\vec{k}), a^{(\lambda')*}(\vec{k}')]=0. \quad (11)$$

انرژی خلا را می توان به صورت زیر محاسبه کرد

$$H = \frac{1}{2} \int d^3 \vec{x} (E^2 + B^2) = \frac{1}{2} \int d^3 \vec{x} [\dot{\vec{A}}^2 + (\vec{\nabla} \times \vec{A})^2] = \frac{1}{2} \int d^3 \vec{x} [\dot{\vec{A}}^2 + \vec{A} \cdot \nabla^2 \vec{A}], \quad (12)$$

$$H^C = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \frac{k_0}{2} [a^{(\lambda)}(\vec{k}) a^{(\lambda)*}(\vec{k}) + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) a^{(\lambda)}(\vec{k})]. \quad (13)$$

معادله (۱۳) نشان می دهد که انرژی خلا و اگر است مگر آنکه از دستور ترتیب نرمال استفاده شود. انتشارگر فوتونهای عرضی (فیزیکی) به صورت زیر است

$$D_{\mu\nu}^C(x-y) = -i \langle 0 | T A_\mu(x) A_\nu(y) | 0 \rangle = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ik \cdot (x-y)}}{k^2 + i\epsilon} \sum_{\lambda=1}^2 \epsilon_\mu^{(\lambda)}(k) \epsilon_\nu^{(\lambda)}(k), \quad (14)$$

$$\sum_{\lambda=1}^2 \epsilon_\mu^{(\lambda)}(k) \epsilon_\nu^{(\lambda)}(k) = -g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{(k \cdot \eta)^2 - k^2} + \frac{(k \cdot \eta)(k_\mu \eta_\nu + \eta_\mu k_\nu)}{(k \cdot \eta)^2 - k^2} - \frac{k^2 \eta_\mu \eta_\nu}{(k \cdot \eta)^2 - k^2}, \quad \text{که در آن}$$

و، $\eta_\mu = (1, 0, 0, 0)$ یک بردار زمانگونه است. این انتشارگر دارای واگرایی مادون قرمز در قسمت موهومن است [۶].

۳- کوانتش کرین عملگر میدان برداری جرمدار در فضای کرین بصورت زیر تعریف می شود [۳ و ۶]

$$A_\mu(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [A_\mu^{(p)}(x) + A_\mu^{(n)}(x)], \quad (15)$$

$$A_\mu^{(p)}(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2\omega_k} \sum_{\lambda=1}^3 \epsilon_\mu^{(\lambda)}(k) [a^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{-ik \cdot x} + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{ik \cdot x}], \quad (16)$$

$$A_\mu^{(n)}(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2\omega_k} \sum_{\lambda=1}^3 \epsilon_\mu^{(\lambda)}(k) [b^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{ik \cdot x} + b^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{-ik \cdot x}], \quad (17)$$

که در آن $A_\mu^{(p)}, A_\mu^{(n)}$ به ترتیب دارای نرمهای مثبت و منفی هستند. عملگرهای جدید b, b^* در روابط زیر صدق می کنند

$$[b^{(\lambda)}(\vec{k}), b^{(\lambda)*}(\vec{k}')] = -2\omega_k(2\pi)^3 \delta^{\lambda\lambda'} \delta^3(\vec{k} - \vec{k}'), \quad [b^{(\lambda)}(\vec{k}), b^{(\lambda')*}(\vec{k}')] = [b^{(\lambda)*}(\vec{k}), b^{(\lambda')*}(\vec{k}')] = 0.$$

$$[a^{(\lambda)}(\vec{k}), b^{(\lambda)}(\vec{k}')] = [a^{(\lambda)*}(\vec{k}), b^{(\lambda)*}(\vec{k}')] = [a^{(\lambda)}(\vec{k}), b^{(\lambda)*}(\vec{k}')] = [a^{(\lambda)*}(\vec{k}), b^{(\lambda)}(\vec{k}')] = 0, \quad (18)$$

$$H^K = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \frac{k_0}{2} [a^{(\lambda)*}(\vec{k}) a^{(\lambda)}(\vec{k}) + b^{(\lambda)*}(\vec{k}) b^{(\lambda)}(\vec{k}) + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) b^{(\lambda)*}(\vec{k}) + a^{(\lambda)}(\vec{k}) b^{(\lambda)}(\vec{k})]. \quad (19)$$

این انرژی برای حالت خلاً صفر است و نیازی به استفاده از قاعده ترتیب نرمال نیست. به علاوه به سادگی می‌توان نشان داد که این انرژی برای هر حالت فیزیکی دیگر نیز مثبت است. تابع دو- نقطه را می‌توان با استفاده از معادله (۱۵) محاسبه کرد

$$\begin{aligned} \langle 0 | T A_{\mu}(x) A_{\nu}(y) | 0 \rangle &= \frac{1}{2} [\langle 0 | T A_{\mu}^{(p)}(x) A_{\nu}^{(p)}(y) | 0 \rangle + \langle 0 | T A_{\mu}^{(n)}(x) A_{\nu}^{(n)}(y) | 0 \rangle], \\ \langle 0 | T A_{\mu}^{(n)}(x) A_{\nu}^{(n)}(y) | 0 \rangle &= -\langle 0 | T A_{\mu}^{(p)}(x) A_{\nu}^{(p)}(y) | 0 \rangle^*, \\ G_{\mu\nu}^K(x-y) &= R_e \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ik.(x-y)}}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \sum_{\lambda=1}^3 \mathcal{E}_{\mu}^{(\lambda)}(k) \mathcal{E}_{\nu}^{(\lambda)}(k) = R_e G_{\mu\nu}^C(x-y), \end{aligned} \quad (20)$$

که در آن R_e نشان دهنده قسمت حقیقی بوده و به این ترتیب انتشارگر به دست آمده هیچگونه واگرایی ندارد.

در مورد میدان برداری بدون جرم نیز در فضای کرین می‌توان نوشت [۶و۳]

$$\bar{A}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{A}^{(p)}(x) + \bar{A}^{(n)}(x)], \quad (21)$$

$$\bar{A}^{(p)}(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \sum_{\lambda=1}^2 \mathcal{E}^{(\lambda)}(k) [a^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{-ik.x} + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{ik.x}], \quad (22)$$

$$\bar{A}^{(n)}(x) = \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \sum_{\lambda=1}^2 \mathcal{E}^{(\lambda)}(k) [b^{(\lambda)*}(\vec{k}) e^{ik.x} + b^{(\lambda)}(\vec{k}) e^{-ik.x}], \quad (23)$$

$$H^K = \sum_{\lambda} \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^3 2k_0} \frac{k_0}{2} [a^{(\lambda)*}(\vec{k}) a^{(\lambda)}(\vec{k}) + b^{(\lambda)*}(\vec{k}) b^{(\lambda)}(\vec{k}) + a^{(\lambda)*}(\vec{k}) b^{(\lambda)*}(\vec{k}) + a^{(\lambda)}(\vec{k}) b^{(\lambda)}(\vec{k})]. \quad (24)$$

این انرژی برای حالت خلاً بدون استفاده از قاعده ترتیب نرمال صفر و برای سایر حالت‌های فیزیکی مثبت است. با استفاده از معادله (۲۱)

$$D_{\mu\nu}^K(x-y) = R_e \int \frac{d^3 \vec{k}}{(2\pi)^4} \frac{e^{-ik.(x-y)}}{k^2 + i\epsilon} \sum_{\lambda=1}^2 \mathcal{E}_{\mu}^{(\lambda)}(k) \mathcal{E}_{\nu}^{(\lambda)}(k) = R_e D_{\mu\nu}^C(x-y), \quad \text{می‌توان نوشت}$$

انتشارگر به دست آمده بدون استفاده از بازبینجاش مبرا از هرگونه واگرایی می‌باشد.

۴- نتیجه گیری ابتدا با استفاده از کوانتش کانونیک واگرایی مادون قرمز انتشارگر میدانهای برداری جرمدار و بدون جرم و همچنین واگرایی ماورای بنفس انرژیهای خلاً این میدانها به صراحت نشان داده شده و سپس انرژیهای خلاً و انتشارگرهای این میدانها با استفاده از کوانتش کرین محاسبه و نشان داده شده است که واگرایی مادون قرمز انتشارگرهای بدون نیاز به بازبینجاش و به صورت اتوماتیک برطرف می‌شود و واگرایی ماورای بنفس انرژیهای خلاً نیز بدون استفاده از قاعده ترتیب نرمال حذف می‌شود. از نتایج این کار می‌توان در میدانهای برهمکنشی برای برطرف کردن واگرایی در توابع گرین میدانهای برهمکنشی استفاده کرد.

۵- مرجع ها

- [1] Allen B., Phys. Rev. D, 32 (1985) 3136 ; de Bi'evre S., Renaud J., Phys. Rev. D, 57(1998)6230.
- [2] Takook M.V. et al, Class. Quantum Grav., 17(2000)1415; Mod. Phys. Lett. A, 16(2001)1691.
- [3]de Vega H.J et al, Phys. Rev. D, 60(1999)044007;Higuchi A. et al, Class. Quant. Grav.,17(2000)3077.
- [4] Dehghani M., Rouhani S., Takook M.V. and Tanhayi M.R., Phys. Rev. D, 77(2008)064028.
- [5] Gazeau J-P. et al, J. Math. Phys., 49(2008)032501; Lett. Math. Phys., 8(1984)507.
- [6] Takook M.V. et al, Int. J. Mod. Phys. E, 11(2002)509; 14(2005)219; Phys. Lett. B, 640(2006)48.

بررسی اثر زمان خاموشی الکترونهشت پالس بر خواص مغناطیسی نانوسمیم های آلیاژی آهن- نیکل

سمیرا دودافکن سامانی، محمد الماسی کاشی و عبدالعلی رمضانی

دانشکده علوم- دانشگاه کاشان- ایران

چکیده

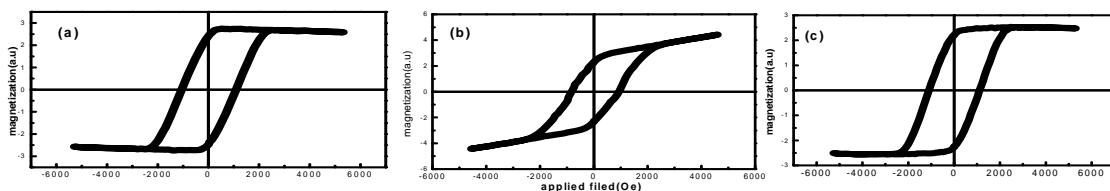
لنونوسمیم های آلیاژی $Fe_{0.45}Ni_{0.55}$ به روش الکترونهشت شیمیایی پالس در قالب اکسید آلمینیات حفره دار ساخته شد و اثر زمان خاموشی بر خواص مغناطیسی و میکروساختار نانوسمیم ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج اندازه گیری مغناطیسی نشان می دهد که افزایش زمان خاموشی باعث کاهش نیروی وادارندگی تا $837Oe$ در $20ms$ می شود ولی افزایش بیشتر زمان خاموشی باعث افزایش وادارندگی به $1123Oe$ در $30ms$ گردید. خواص مغناطیسی بر اساس ساختار بلوری نانوسمیم ها مورد تحلیل قرار گرفت و برای بررسی خواص مغناطیسی و ساختار بلوری به ترتیب از مغناطو مترب نیروی گرادیان متناوب و از تداخل سنج اشعه استفاده شد.

امروزه نانوساختارهای یک بعدی به دلیل کاربردهای متعدد از جمله حافظه های عمودی و نانوحسگر ها مورد توجه گروهای زیادی قرار گرفته اند[۱]. از میان روش‌های ساخت این آرایه ها، روش الکترونهشت شیمیایی نانوسمیمهای فلزی مغناطیسی داخل قالب آلمینیات حفره دار(AAO) روش مرسوم و مقرن به صرفه ای است. از بین روش‌های الکترو نهشت، روش پالس به دلیل کنترل بهتر پارامتر های نهشت، نانوسمیم های یکنواخت تری نسبت به روش‌های الکترونهشت مستقیم و متناوب که هم اکنون متداول هستند، فراهم می کند[۲]. مطالعه و بررسی بر روی خواص مغناطیسی و ساختاری نانوسمیم آلیاژی آهن- نیکل و عوامل موثر بر آن در سطح گستردۀ ای در مراکز تحقیقاتی مختلف در حال انجام است. مغناطیسی بودن آلیاژ، کاهش پذیرفتاری مغناطیسی در مقابل افزودن درصد کمی نیکل به آلیاژ و از همه مهم تر نشان دادن اثر مغناطو مقاومت بزرگ GMR [۳] از جمله مواردی است که توجه محققان را در این حوزه به خود جلب کرده است. در این تحقیق اثر پارامتر زمان خاموشی در الکترونهشت پالس بر روی میکروساختار و خواص مغناطیسی نانوسمیم های رشد کرده در قالب آلمینیات حفره دار مورد بررسی و مطالعه قرار گرفته است.

برای ساخت قالب آلمینیات حفره دار ابتدا قطعه آلمینیومی با درصد خلوص 99.99% و ضخامت 0.3 میلی متر بعد از بریده شدن و شسته شدن با آب دو بار تقطیر ، به مدت سه دقیقه درون استون قرار گرفت تا آلدگی ها و چربی های سطحی و لایه اکسید موجود در سطح برطرف شوند. سپس در محلول شامل اتانول و اسید پرکلریک(به نسبت چهار به یک) فرآیند الکتروپولیش در دمای محیط و با جریان ثابت $100mA/cm^2$ به مدت ۳ دقیقه صورت گرفت تا سطحی کاملاً صاف و صیقلی برای تولید حفره های منظم ایجاد شود. بعد از الکتروپولیش فرآیند آندایز فیلم آلمینیومی خالص درون یک سلول الکتروشیمیایی حاوی اسید اکسالیک 0.3 مولار ، به عنوان آند دردمای 17 درجه سانتیگراد و با ولتاژ 40 ولت مستقیم به مدت 10 ساعت انجام شد[۴]. در این سلول یک قطعه آلمینیوم معمولی به عنوان کاتد قرار گرفت. طی این فرآیند قالب آلمینیات حفره دار ایجاد می شود . اما به منظور بهبود نظم حفره ها در قالب ، نمونه به مدت 10 ساعت در محلول شامل اسید فسفوکلریک 0.5 مولار و اسید کرمیک 0.2 مولار در دمای 60 درجه سانتیگراد سونش یافت تا لایه ضخیم اکسید آلمینیات تولید شده حل گردد. سپس با تکرار فرآیند آندایز در شرایط قبل و فقط برای یک ساعت قالبی با حفره هایی منظم ایجاد شد و با استفاده از روش آندایز غیرتعادلی از ولتاژ 40 ولت تا ولتاژ 20 ولت با گام 2 ، از 20 ولت تا 10 ولت با گام یک و از 10 ولت تا 8 ولت با گام 0.5 در فواصل زمانی 30 ثانیه ضخامت و در نتیجه مقاومت لایه سدی را کاهش داده تا فرآیند نهشت به خوبی انجام شود. بعد از این مرحله حفره ها آماده برای الکتروانباشت هستند. الکتروانباشت در یک سلول الکتروشیمیایی حاوی سولفات نیکل($NiSO_4$) 0.05 مولار و سولفات آهن($FeSO_4$) 0.05 مولار به همراه 45 گرم در لیتر اسید

در این تحقیق نانوسیم هایی با زمان های خاموشی ۳۰۰ و ۲۰۰، ۱۰، ۵۰، ۲۰، ۱۰۰، ۳۰۰ میلی ثانیه ساخته شدند. در مرحله الکترونهشت، به نمونه ها شرایط ثابت پالس سینوسی با ولتاژ اکسایش/کاهش ۱۵ ولت و زمان اکسایش/کاهش ۵/۲ میلی ثانیه اعمال گردید.

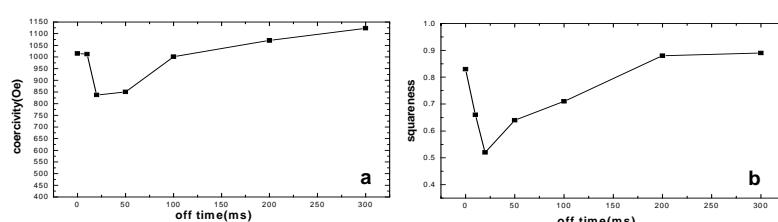
درصد عناصر در نانوسیم های آهن- نیکل با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (EDS) مشخص گردید. نتایج حاصل نشان داد که درصد آهن و نیکل به ترتیب ۴۵ و ۵۵ می باشد و با تغییر زمان خاموشی این مقادیر ثابت میمانند. منحنی های پسماند مغناطیسی رسم شده برای ۳ نمونه با استفاده از مغناطوسنج نیروی گرادیان متناوب (AGFM) در دمای اتاق در شکل ۱ آورده شده اند. این منحنی ها مقادیر متفاوتی از نیروی وادارندگی عمودی و نسبت مربعی برای نمونه های اندازه گیری شده نشان می دهند. هم چنین در شکل ۲ منحنی های تغییرات نیروی وادارندگی و نسبت مربعی بر حسب زمان خاموشی برای نمونه های ساخته شده گزارش شده اند.



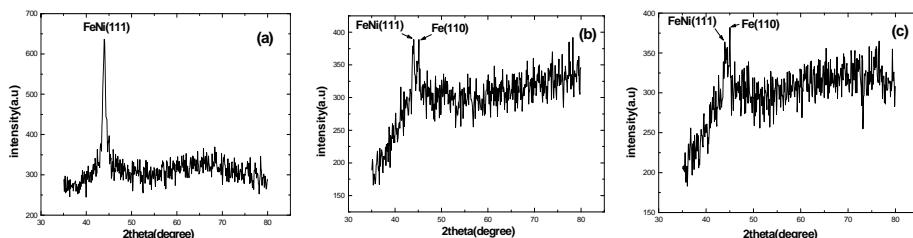
شکل ۱: منحنی پسماند رسم شده برای نمونه های ساخته شده در زمان های خاموشی (a) ۰ (b) ۲۰ (c) ۳۰۰ میلی ثانیه.

از منحنی ها دیده می شود که نیروی وادارندگی برای نانوسیم های Fe_{0.45}Ni_{0.55} از ۱۵Oe در زمان خاموشی ۲۰ms کاهش یافته و سپس به ۱۱۲۳Oe افزایش ۳۰۰ms می یابد. هم چنین دیده می شود که نسبت مربعی از ۰/۸۳ در زمان خاموشی صفر به ۰/۵۲ در ۲۰ میلی ثانیه کاهش پیدا کرده و سپس یک سیر صعودی طی کرده و به ۰/۸۹ در ۳۰۰ میلی ثانیه افزایش می یابد.

برای تحلیل نتایج تغییرات نیروی وادارندگی نسبت به زمان خاموشی از تداخل سنجی اشعه X برای تعیین ساختار نانوسیم ها استفاده شد. در شکل ۳ طرح تداخلی سه نمونه آهن- نیکل ساخته شده در زمانهای خاموشی ۰، ۲۰ و ۳۰۰ میلی ثانیه دیده می شود. شکل (۳-a) نشان می دهد که فاز غالب آهن- نیکل مرکز حجمی با جهت ترجیحی (111) می باشد. همانطور که می دانید این ساختار با حالت محور آسان آهن تطابق بیشتری داشته و نیروی وادارندگی نسبتاً بالای نمونه نیز ممکن است از این واقعیت ناشی شود و به علت شدت نسبتاً بالای پیک نسبت مربعی بودن نیز بالاست. در نمونه (۳-b) قله های (111) و (110) به ترتیب می توانند به ساختارهای آلیاژی آهن- نیکل و آهن خالص نسبت داده شوند با این تفاوت که اعمال شرایط پالس به کوچک شدن ذرات بلوری انجامیده و پهنهای قله در نصف ارتفاع بیشینه آن کاهش یافته است که خود دلیلی بر کاهش نیروی وادارندگی و نسبت مربعی است. شکل (۳-c) ساختار بلوری مشابه نمونه قبلی را نشان می دهد و تنها تفاوت مقدار قله (110) است که در این نمونه افزایش یافته است که حاکی از ساختار غالب آهن می باشد و منجر به افزایش نیروی وادارندگی و نسبت مربعی شده است.



شکل ۲: منحنی تغییرات میدان و ادارندگی (a) نسبت مربعی (b) بر حسب تغییرات زمان خاموشی برای نانو سیم های $\text{Fe}_{0.45}\text{Ni}_{0.55}$ ساخته شده با انباست پالس.



(c) ۰.۳۰۰ میلی ثانیه. (b) ۰.۰۲۰ میلی ثانیه (a) صفر میلی ثانیه (a) ساخته شده در زمان های خاموشی $\text{Fe}_{0.45}\text{Ni}_{0.55}$ نانو سیم های X شکل ۳: طرح پراش اشعه

نتیجه گیری

به طور خلاصه آرایه های نانو سیم آلیاژی آهن- نیکل را به روش الکترو انباست شیمیابی پالس ساختیم و دیدیم که ترکیب آلبازی مستقل از زمان خاموشی می باشد و با افزایش زمان خاموشی یک مینیمم در نیروی ادارندگی و نسبت مربعی در ۰.۰۲۰ میلی ثانیه مشاهده می شود. سپس خواص مغناطیسی نانو سیم های آلیاژی $\text{Fe}_{0.45}\text{Ni}_{0.55}$ را بر اساس ساختار بلوری نانو سیم ها مورد بررسی قرار دادیم.

مرجع ها

1. S.Yamamoto, Y. Nakamura, S. Iwasaki, *IEEE Trans.Magn.* **23**, 2070, 1987.
2. T.M.Whitney, J.S. Jiang, P.C. Searson, C.L. Chien, *Science* **261**, 1316, 1993.
3. Minhee Yuna*, Nosang V.Myunga, Richard P. Vasquez, Jianjun Wangb and Harold Monbouquetteb, Nanowire Growth for sensor Arrays *SPIE Proceedings*, **5220**, pp1-9, 2003
4. M. Almasi Kashi and A.Ramazani, *Appl. Phys. D.* **38**, 2396, 2005.

نوسانگر هارمونیک Spiked تعمیم یافته ناجابجایی

حسین متولی^۱، امین رضایی اکبریه^۱

^۱دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک

چکیده

در این مقاله معادله شرودینگر ناجابجایی را برای نوسانگر هارمونیک Spiked تعمیم یافته به روش اختلالی حل می‌کنیم. با استفاده از جوابهای غیراختلالی عناصر ماتریسی $\langle n/H/m \rangle$ را محاسبه کرده و یک سری اختلالی مرتبه اول برای طیف انرژی بادست می‌آوریم. نشان می‌دهیم که در حالت های خاص، نوسانگر Spiked تعمیم یافته به جوابهای شناخته شده تبدیل می‌شود.

به منظور ناجابجایی مختصات فضایی [۴-۱]، به جای جبر هایزنبیرگ از جبر ناجابجایی استفاده می‌کنیم که به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$[\hat{x}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad [\hat{x}_i, \hat{x}_j] = i\hbar\theta_{ij} \quad [\hat{p}_i, \hat{p}_j] = 0 \quad i, j = 1, 2, \dots, n. \quad (1)$$

در عبارت فوق $\theta_{ij} = \varepsilon_{ij}\theta$ است که در آن ε_{ij} نماد لوى چویتا (۱) و $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0$ و $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$ نیز پارامتر ناجابجایی است.

یک محاسبه‌ی ساده نشان می‌دهد که این جبر ناجابجایی نشانگر یک انتقال در مختصه‌ی x به صورت زیر می‌باشد:

$$\begin{cases} x_i = \hat{x}_i + \frac{1}{2}\theta_{ij}\hat{p}_j \\ p_i = \hat{p}_i \end{cases} \quad (2)$$

با استفاده از رابطه‌ی (۲) می‌توان یک پتانسیل شعاعی را به صورت زیر بر حسب پارامتر ناجابجایی بسط داد:

$$\begin{aligned} V(\vec{r}) &= V(|\vec{r} - \vec{p}/2|) \\ &= V\left(\sqrt{\left(\hat{x}_i - \frac{1}{2}\theta_{ij}\hat{p}_j\right)\left(\hat{x}_i - \frac{1}{2}\theta_{ij}\hat{p}_j\right)}\right) \\ &\approx V(r) - \frac{\vec{\theta} \cdot \vec{L}}{2r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \end{aligned} \quad (3)$$

که در آن از توانهای دوم θ صرف نظر شده است و از $r = \sqrt{x_i x_i}$ استفاده کرده ایم.

تحت ضرب Moyal [5-7] قسمت شعاعی معادله شرودینگر (بالانتخاب ۱) در مختصات قطبی:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + [E - V_{eff}(r)] \right\} * R_{nl}(r) = 0 \quad (4)$$

به شکل زیر در می‌آید:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left[E - V_{eff}\left(\vec{r} - \frac{\vec{p}}{2}\right) \right] \right\} R_{nl}(r) = 0 \quad (5)$$

که در آن $V_{eff} = V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2}$ است. اکنون با جایگذاری پتانسیل نوسانگر Spiked تعمیم یافته [۱۲-۷]:

$$V(r) = Br^2 + \frac{A}{r^2} + \frac{\lambda}{r^\alpha} \quad (6)$$

در معادله (۵) و با استفاده از معادله (۳) خواهیم داشت:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left[E - \frac{l(l+1)}{r^2} - Br^2 - \frac{A}{r^2} - \frac{\lambda}{r^\alpha} - \frac{\vec{\theta} \cdot \vec{L}}{r} \left(\frac{l(l+1)}{r^3} - Br + \frac{A}{r^3} + \frac{\alpha\lambda}{2r^{\alpha+1}} \right) \right] \right\} R_{nl}(r) = 0 \quad (7)$$

با تعریف:

$$\begin{cases} \Lambda(\Lambda+1) = l(l+1) + A \\ \bar{E} = E + (\vec{\theta} \cdot \vec{L})B \end{cases} \quad (8)$$

معادله‌ی فوق را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left[\bar{E} - Br^2 - \frac{\Lambda(\Lambda+1)}{r^2} - \frac{\lambda}{r^\alpha} - \frac{(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\Lambda(\Lambda+1)}{r^4} - \frac{(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\alpha\lambda}{2r^{\alpha+2}} \right] \right\} R_{nl}(r) = 0 \quad (9)$$

 ابتدا حالت خاص $\lambda = 0$ را در معادله‌ی (9) بررسی می‌کنیم:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left[\bar{E} - Br^2 - \frac{\Lambda(\Lambda+1)}{r^2} - \frac{(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\Lambda(\Lambda+1)}{r^4} \right] \right\} R_{nl}(r) = 0 \quad (10)$$

معادله‌ی فوق، معادله‌ی شرو دینگر شعاعی برای پتانسیل نوسانگر Spiked تعیین یافته با $\alpha = 4$ و $(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\Lambda(\Lambda+1) = \lambda$ در فضای جابجایی می‌باشد. ظهور این جمله نشان می‌دهد که در گذر از فضای جابجایی به فضای ناجابجایی، شدت تکینگی نوسانگر هارمونیک افزایش پیدا می‌کند. اگر جمله $\frac{(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\Lambda(\Lambda+1)}{r^4}$ را به صورت اختلالی در نظر بگیریم، آنگاه جواب معادله‌ی فوق در غیاب جمله‌ی اختلالی بصورت زیراست [12]:

$$R_{nl}^{\lambda=0}(r) = C_n r^{\frac{1}{2}\gamma} e^{-\frac{1}{2}\sqrt{Br^2}} {}_1F_1(-n, \gamma; \sqrt{Br^2}) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

که در آن:

$$C_n^2 = \frac{2B^{\frac{\gamma}{2}} \Gamma(n+\gamma)}{n! [\Gamma(\gamma)]^2} \quad , \quad \gamma = 1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\Lambda(\Lambda+1)} \quad (12)$$

 و یاد آوری می‌کنیم کهتابع فوق هندسی ${}_1F_1(a, b; z)$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$${}_1F_1(a, b; z) = \sum_k \frac{(a)_k z^k}{(b)_k k!} \quad (13)$$

طیف انرژی متناظر با جواب (11) به صورت زیر است [12]:

$$\bar{E}_0 = 2\sqrt{B}(2n + \gamma) \quad (14)$$

 حال اگر $B = 1$ و $\Lambda = 0$ انتخاب کنیم تابع (13) به تابع هرمیت تبدیل می‌شود:

$${}_1F_1(-n, \frac{3}{2}, r^2) = \frac{(-1)^n n!}{2r(2n+1)!} H_{2n+1}(r) \quad (15)$$

و عبارت (11) به تابع موج نوسانگر هارمونیک ساده تقلیل می‌یابد:

$$R_{nl}^{\lambda=0}(r) = \left(\frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{n(2n+1)!}} \right) e^{-\frac{1}{2}r^2} H_{2n+1}(r) \quad (16)$$

در حالت کلی معادله‌ی (9) را می‌توان به روش اختلالی حل کرده و طیف انرژی آن را بدست آورد. برای این منظور غیر از جملات مربوط به نوسانگر هارمونیک Spiked، بقیه جملات را به صورت اختلالی در نظر می‌گیریم. در اختلال مرتبه‌ی اول برای جمله‌ی $\lambda r^{-\alpha}$ داریم:

$$\langle m | \lambda r^{-\alpha} | n \rangle = \lambda (-1)^{n+m} B^{\frac{\alpha}{4}} \sqrt{\frac{\Gamma(\gamma+m)}{n! m! \Gamma(\gamma+m)}} \sum_{k=0}^m (-1)^k \binom{n}{m} \frac{\Gamma(k+\gamma-\frac{\alpha}{2}) \Gamma(\frac{\alpha}{2}-k+n)}{\Gamma(k+\gamma) \Gamma(\frac{\alpha}{2}-k)} \quad (17)$$

که با استفاده از آن عناصر ماتریسی دو جمله‌ی اختلالی آخر در معادله‌ی (9) که شامل $\bar{E} = E + (\vec{\theta} \cdot \vec{L})B$ هستند، معلوم می‌شوند. با تعریف:

$$\begin{cases} \eta = -(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\Lambda(\Lambda+1) \\ \xi = -\frac{(\vec{\theta} \cdot \vec{L})\alpha\lambda}{2} \end{cases}, \quad \begin{cases} \gamma' = 1 + \sqrt{1 + 4\eta} \\ \gamma'' = 1 + \sqrt{1 + 4\xi} \end{cases} \quad (18)$$

می‌توان طیف انرژی کل معادله (۶) را در اختلال مرتبه‌ی اول به صورت زیر بدست آورد:

$$\begin{aligned} \bar{H}_{mn} = & 2\sqrt{B}(2n+\gamma)\delta_{mn} + (-1)^{n+m} \frac{B^{\frac{n}{2}}}{\sqrt{n!m!}} \left\{ -\lambda \sqrt{\frac{(\gamma)_m}{(\gamma)_n}} \frac{\Gamma(\gamma - \frac{\alpha}{2})(\alpha/2)_n}{\Gamma(\gamma)} {}_3F_2(-m, \gamma - \frac{\alpha}{2}, 1 - \frac{\alpha}{2}; \gamma, 1 - \frac{\alpha}{2} - n; 1) + \right. \\ & \eta \sqrt{\frac{(\gamma')_m}{(\gamma')_n}} \frac{\Gamma(\gamma' - 2)(2)_n}{\Gamma(\gamma')} {}_3F_2(-m, \gamma' - 2, 1 - 2; \gamma', -1 - n; 1) + \\ & \left. \xi \sqrt{\frac{(\gamma'')_m}{(\gamma'')_n}} \frac{\Gamma(\gamma'' - \frac{\alpha}{2} - 1)(\alpha/2 + 1)_n}{\Gamma(\gamma'')} {}_3F_2(-m, \gamma'' - \frac{\alpha}{2} - 1, -\frac{\alpha}{2}; \gamma'', -\frac{\alpha}{2} - n; 1) \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

نتیجه‌گیری

در این مقاله، نوسانگر هارمونیک Spiked تعیین یافته را در فضای ناجابجایی مورد بحث و بررسی قرارداده و طیف انرژی آنرا از حل معادله‌ی شرودینگر نا جابجایی بروش اختلالی بدست آوردیم. نشان دادیم که درگذر از فضای جابجایی به فضای ناجابجایی، شدت تکینگی نوسانگر هارمونیک Spiked افزایش پیدا می‌کند. درک عمیقتر این مسئله بررسی‌های بیشتری را می‌طلبد.

مراجع

1. E. Witten *Nucl. Phys. B* **460** **335** (1996).
2. N. Seiberg, E. Witten *JHEP* **9909** **032** (1999).
3. A. Connes, M. R. Douglas, and A. Schwarz, *J. High Energy Phys.* **02** (1998) 003.
4. M. R. Douglas and N. A. Nekrasov, *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 977.
5. M. Kontsevich, “Deformation quantization of Poisson manifolds, I,” *Lett. Math. Phys.* **66** (2003) 157 [arXiv:q-alg/9709040].
6. S. Meljanac and S. Kresic-Juric, “Generalized kappa-deformed spaces, star-products, and their realizations,” *J. Phys. A* **41** (2008) 235203 [arXiv:0804.3072 [hep-th]].
7. C. Chryssomalakos and E. Okon, “Star Product and Invariant Integration for Lie type Noncommutative Spacetimes,” *JHEP* **0708** (2007) 012 [arXiv:0705.3780 [hep-th]].
8. E. M. Harrell, *Ann. Phys.* **105**, 379 (1977).
9. R. Hall, N. Saad and A. von Keviczky, *J. Math. Phys.* **39**, 6345-51 (1998).
10. R. Hall and N. Saad, *J. Phys. A: Math. Gen.* **33**, 569 (2000).
11. R. Hall and N. Saad, *J. Phys. A: Math. Gen.* **33**, 5531 (2000).
12. R. Hall, N. Saad and A. von Keviczky, *J. Phys. A: Math. Gen.* **34**, 1169 (2001).

تولید قطبش دایروی تابش زمینه کیهانی در حضور نقض لورنتس، میدان مغناطیسی و اثرات

ناجابجایی

منصور حقیقت، احسان باورساد، زهرا رضایی، مسلم زارعی، روح ا... محمدی، ایمان مطبع

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

تابش زمینه کیهانی دارای قطبش خطی است که از پراکندگی کامپتون فوتون ها از روی الکترون های کم انرژی ناشی می شود. در اینجا نشان می دهیم که اگر در پراکندگی کامپتون اثرات نقض لورنتس و همچنین ناجابجایی بودن فضا-زمان را در نظر بگیریم تابش زمینه کیهانی علاوه بر قطبش خطی دارای قطبش دایروی نیز می شود. این نتیجه از طریق حل معادله بولتزمن برای پارامتر های استوکس و با درنظر گرفتن جملات نقض لورنتس و یا ناجابجایی به دست می آید. همچنین نشان داده می شود که اگر اثرات میدان های مغناطیسی زمینه را در نظر بگیریم قطبش دایروی همچنان صفر خواهد ماند. قطبش دایروی تابش زمینه کیهانی ممکن است در اندازه گیری های آینده که دارای دقت زیادی خواهد بود مشاهده شوند.

بر اساس آزمایش ها و اندازه گیری های انجام شده، تابش زمینه کیهانی ۹۰٪ غیر قطبیده است و در حدود ۱۰٪ دارای قطبش خطی می باشد که از پراکندگی کامپتون ناشی می شود. در تابش زمینه کیهانی قطبش دایروی صفر می باشد. این بدین علت است که تولید فوتون هایی با قطبش دایروی از طریق پراکندگی کامپتون معمولی امکان پذیر نمی باشد. اخیرا با درنظر گرفتن اثرات فیزیک و رای مدل استاندارد ذرات بنیادی، نشان داده شده است که تابش زمینه کیهانی سهم غیر صفری از قطبش دایروی دارد [۱]. قطبش تابش زمینه کیهانی معمولاً با پارامتر های استوکس I, Q, U, V توصیف می شود که I نشان دهنده ی شدت موج تابش زمینه، U و Q تعیین کننده ی قطبش خطی، V توصیف کننده ی قطبش دایروی می باشد. مجموعه ی این پارامتر ها توسط ماتریس چگالی ρ بصورت زیر نشان داده می شود

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I + Q & U - iV \\ U + iV & I - Q \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (I\mathbf{1} + Q\sigma_3 + U\sigma_1 + V\sigma_2) \quad (1)$$

که در اینجا σ_i ها ماتریس های پائولی و $\mathbf{1}$ ماتریس یکه می باشد. تحول قطبش تابش زمینه کیهانی عموماً توسط یک معادله ی بولتزمن به صورت زیر داده می شود

$$\frac{df}{dt} = C[f] \quad (2)$$

که F تابع توزیع فضای فاز برای هر حالت قطبش است و $C[f]$ شامل همه ی برخورد های فوتون با ذرات و میدان های پیرامون آن است. در حالت کلی به منظور مطالعه ی تحول قطبش تابش زمینه کیهانی برای ماتریس چگالی ρ ، معادله ی بولتزمن به صورت زیر نوشته می شود [۲]

$$(2\pi)^3 \delta(0) 2k^0 \frac{d}{dt} \rho_{ij}(\vec{k}) = i \langle [H_I^0(t), D_{ij}^0(\vec{k})] \rangle - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt i \langle [H_I^0(t), [H_I^0(t), D_{ij}^0(\vec{k})]] \rangle \quad (3)$$

H جمله ی برهم کننی فوتون با الکترون و یا میدان های خارجی می باشد. معادله ی بالا برای نظریه ی الکترودینامیک کوانتومی معمولی قطبش دایروی صفر را بدست می دهد. در ادامه ما نشان خواهیم داد که اگر جملات نقض لورنتس و یا ناجابجایی فضا-زمان را در H وارد کنیم تحول پارامتر استوکس V به صورتی بدست خواهد آمد که سهم غیر صفری برای قطبش دایروی نتیجه می شود.

نقض لورنتس

اخیرا نظریه هایی که تقارن لورنتس در آنها نقض می شود مورد توجه قرار گرفته است. به طور مثال می توان مدل استاندارد ذرات بنیادی را به صورتی تعیین داد که شامل جملاتی باشد که نقض لورنتس در آن روی دهد [۳]. در اینجا نشان می دهیم که یک رده ی خاص از برهمکش کامپتون فوتون - الکترون که منجر به قطبش دایروی در تابش زمینه کیهانی می شود، برهم کنن های شامل

$$L = \frac{i}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \tilde{D}_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{i}{2} c_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \tilde{D}^\nu \psi + \frac{i}{2} d_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu \tilde{D}^\nu \psi \\ - \frac{1}{4} (K_f)^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} (K_{AF})^\nu \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} A^\mu F^{\alpha\beta} \quad (4)$$

$c_{\mu\nu}$ و $d_{\mu\nu}$ ضرایب نقض لورنتس هرمیتی و بدون بعد هستند و می توانند هر دومولفه های فضا-زمانی متقارن و پاد متقارن را داشته باشند. ضریب $K_f^{\mu\nu\alpha\beta}$ حقیقی و بدون بعد است و تقارن های تانسور ریمان را دارد و K_{AF}^ν حقیقی و دارای بعد جرم است. قطبش دایروی حاصل از جمله ای شامل K_{AF} در مرجع [1] بررسی شده است. هدف ما بررسی جملات شامل c ، d و سهم K_f آنها در قطبش دایروی است.

با استفاده از معادله ای بولتزمن (3) نتایج زیر را بدست می دهد

$$\frac{d}{dt} \Delta_V = 16q^0 (K_f)^{\mu\nu\alpha\beta} k_\mu k_\alpha \left\{ \varepsilon_{1\beta} \varepsilon_{2\nu}^* + \varepsilon_{2\beta} \varepsilon_{1\nu}^* \right\} [-\Delta_Q] + [\varepsilon_{1\beta} \varepsilon_{1\nu}^* - \varepsilon_{2\beta} \varepsilon_{2\nu}^*] [\Delta_U] \quad (5)$$

همانطور که ملاحظه می گردد مقدار $d\Delta_V/dt$ که معرف تولید قطبش دایروی است برای جمله ای شامل K_f ، غیر صفر بدست می آید. همچنین سهم جملات بر هم کنش الکترون - فوتون شامل $c_{\mu\nu}$ و $d_{\mu\nu}$ به صورت زیر می باشد

$$\frac{d}{dt} \Delta_V = 4ie^2 \int d\vec{q} n_e(\vec{q}) \frac{c^{\mu\nu}}{q.k} [(-\Delta_Q) \left\{ \frac{1}{q.k} (q_\nu q_\mu + k_\mu k_\nu) (\varepsilon^1.q)(\varepsilon^2.q) + q.k (\varepsilon_\mu^1 \varepsilon_\nu^2 + \varepsilon_\mu^2 \varepsilon_\nu^1) + (q-k)_\nu (\varepsilon_\mu^2 q.\varepsilon^1 + \varepsilon_\mu^1 q.\varepsilon^2) \right\} + (\Delta_U) \left\{ \frac{1}{q.k} (q_\nu q_\mu + k_\mu k_\nu) ((\varepsilon^1.q)^2 - (\varepsilon^2.q)^2) + q.k (\varepsilon_\mu^1 \varepsilon_\nu^1 - \varepsilon_\mu^2 \varepsilon_\nu^2) + (q-k)_\nu (\varepsilon_\mu^1 q.\varepsilon^1 - \varepsilon_\mu^2 q.\varepsilon^2) \right\}] \quad (6)$$

همان طور که مشاهده می شود جمله ای شامل $d_{\mu\nu}$ سهمی در تولید قطبش دایروی ندارد و عبارت فوق تنها ناشی از سهم جمله $c_{\mu\nu}$ است.

ناجابجایی

نظریه های میدان ناجابجایی نیز اخیرا مورد توجه قرار گرفته است [4]. در اینجا پراکندگی کامپتون فوتون های تابش زمینه ای کیهانی را با الکترون ها با فرض ناجابجایی بودن فضا-زمان در نظر می گیریم. به این منظور نظریه ای الکترودینامیک کوانتومری ناجابجایی را به صورت زیر در نظر می گیریم

$$S = \int d^4x \left[\bar{\hat{\psi}} * i(\gamma_\nu D^\nu * \hat{\psi}) - m \bar{\hat{\psi}} * \hat{\psi} - \frac{1}{2} \text{Tr} \hat{F}_{\mu\nu} \hat{F}^{\mu\nu} \right] \quad (7)$$

که در آن

$$\hat{F}_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \theta^{\alpha\beta} \{F_{\mu\alpha}, F_{\nu\beta}\} - \frac{1}{4} \theta^{\alpha\beta} \{A_\alpha, (\partial_\beta + D_\beta) F_{\mu\nu}\} + O(\theta^2), \\ \hat{A}_\mu = A_\mu + \frac{1}{4} \theta^{\alpha\beta} \{\partial_\alpha A_\mu + F_{\alpha\mu}, A_\beta\} + O(\theta^2) \quad (8)$$

معادله ای بولتزمن (3) را با در نظر گرفتن این نظریه حل کرده و تحول پارامتر قطبش دایروی به صورت زیر به دست می اید

$$\frac{d}{dt} \Delta_V = i(\dot{\rho}_{12} - \dot{\rho}_{21}) = \frac{ie^2}{k^0 m} \int d\vec{q} n_e(\vec{q}) (q \theta \varepsilon^2 q.\varepsilon^1 + q \theta \varepsilon^1 q.\varepsilon^2) Q^{(0)} \quad (9)$$

بنابراین ملاحظه می شود که با وارد کردن اثرات ناجابجایی قطبش دایروی برای تابش زمینه ای کیهانی وجود دارد.

میدان مغناطیسی

با توجه به اینکه میدان مغناطیسی زمینه در دوران باز ترکیب در حدود چند دهم گوس می باشد لذا در قسمت دیگری از این مقاله سعی شده تاثیر این میدان زمینه بر تولید قطبش دایروی بررسی شود. بعد از محاسبه دامنه پراکنده رو به جلو کامپتون مشاهده شد سهم این بخش در تولید قطبش دایروی صفر است و همچنین جمله برهمکنش مرتبه بالاتر نیز محاسبه شد (البته صرفاً بزرگترین جمله در نظر گرفته شد) که باز هم سهمی در تولید قطبش دایروی ندارد. بنابراین نتیجه می گیریم سهم میدان مغناطیسی در مقایسه با مقادیر گزارش شده برای پارامترهای نقض لورنتس و فضای ناجابجای قابل صرفه نظر کردن می باشد.

نتیجه گیری

ملاحظه می شود علی رغم اینکه در پراکنده قطبش دایروی برای تابش زمینه‌ی کیهانی دیده نشده است، جملات نقض لورنتس و اثرات ناجابجایی سهم قابل قبولی برای قطبش دایروی تابش زمینه‌ی کیهانی پیش‌بینی می کنند که با افزایش دقت اندازه گیری‌ها، می توان این نتایج را به اثبات رساند.

هم چنین از آنجا که سهم جمله‌ی نقض لورنتس d همانند جملات شامل میدان مغناطیسی است، و طی محاسبات d هیچ قطبش دایروی تولید نمی کند، می توانستیم قبل از محاسبات، نتایج حاصل از اثرات میدان مغناطیسی را نیز پیش‌بینی کنیم.

مرجع‌ها

1. S. Alexander, J. Ochoa and A. Kosowsky, [astro-ph/0810.2355]; A. Cooray, A. Melchiorri and J. Silk, *Phys.Lett. B***554** (2003) [astro-ph/020521].
2. A. Kosowsky, *Annals Phys.* **246** (1996) 49 [astro-ph/9501045].
3. D. Colladay and A. Kosteleck'y, *Phys.Rev.D***58**(1998)116002 [hep-ph/9809521].
4. B. Melic, K. Passek-Kumericki, J. Trampetic, P. Schupp, M. Wohlgemant, *Eur.Phys.J.C* **42**(2005) 483-497

خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی ترکیبات MnCuX (X=Sb, Ga)

ساعی جعفر^{*}, نوربخش زهرا, مستجاب الدعواتی سید مجتبی.

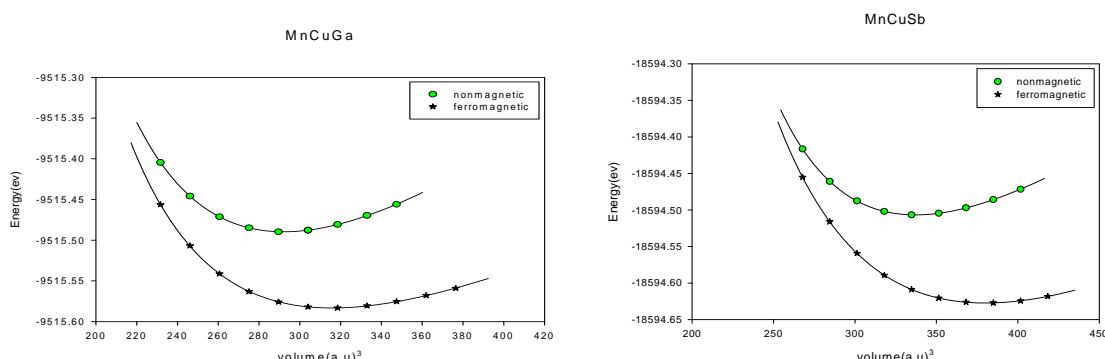
گروه فیزیک دانشگاه اصفهان

چکیده

در این مقاله با استفاده از نظریه‌ی تابعی چگالی خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی ترکیبات $MnCuSb$, $MnCuGa$, در فاز fcc بررسی شده است. انرژی کل دستگاه الکترونی به صورت تابعی از حجم محاسبه و به کمک آن پارامتر شبکه، مدول حجمی و مشتق مدول حجمی تعیین شده است. با رسم چگالی حالت‌های الکترونی کل و جزئی این ترکیبات در حالت فرومغناطیس، خواص الکترونی آنها بررسی می‌شود.

در این مقاله خواص ساختاری، الکترونی و مغناطیسی ترکیبات نیم فلز $MnCuSb$, $MnCuGa$ با استوکیومتری XYZ در بررسی می‌شود. برای بررسی خواص فیزیکی این ترکیبات از برنامه رایانه‌ای وین (نسخه ۲۰۰۷) [۱] استفاده شده است. این برنامه‌ای رایانه‌ای معادله شرودینگر دستگاه بس الکترونی را بر پایه‌ی نظریه تابعی چگالی و با استفاده از روش‌های LDA+U, GGA (General Gradient Approximation), LDA(Local Density Approximation) و GGA+U برای انرژی تبادلی-همبستگی حل می‌کند [۱, ۲]. در این مقاله برای محاسبه انرژی تبادلی-همبستگی از روش GGA استفاده شده است.

ترکیبات (X=Ga, Sb) در فشار صفر دارای ساختار fcc با پایه‌ی سه اتمی و گروه تقارنی (F-43 m) می‌باشند. برای بررسی خواص فیزیکی این دو ترکیب ابتدا فاز پایدار آنها را در فشار صفر مشخص می‌کنیم. بدین منظور انرژی کل این ترکیبات در حجم‌های مختلف در دو فاز فرومغناطیسی و غیر مغناطیسی با استفاده از تقریب GGA محاسبه شده است [۳]. نتایج حاصل از این محاسبه و برآش معادله حالت نمودارهای شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱. نمودارهای انرژی-حجم ترکیبات MnCuGa و MnCuSb

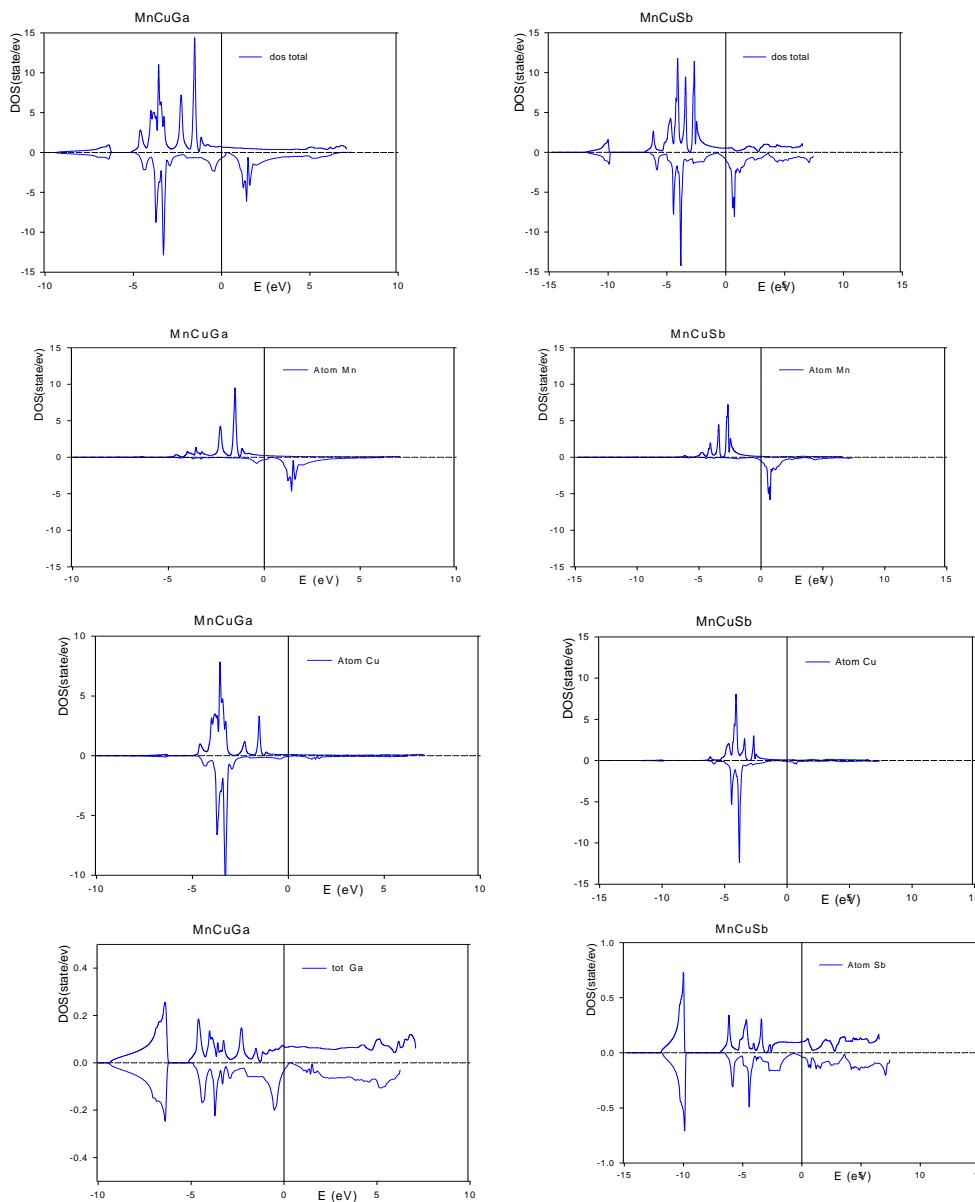
نتایج حاصل از این نمودارها نشان می‌دهد که این دو ترکیب در فشار صفر فرومغناطیس می‌باشند. با استفاده از نمودارهای شکل ۱ پارامتر شبکه، مدول حجمی(β) و مشتق مدول حجمی(β') این ترکیبات محاسبه شده است.

جدول ۱. مقایسه‌ی ثابت شبکه دو ترکیب در فاز فرمغناطیسی

MnCuGa	MnCuSb	ثابت شبکه(a.u.)
۱۰,۵	۱۱,۰۲	(a.u.)

مقایسه‌ی ثابت شبکه این دو ترکیب در حالت فرمغناطیس که در جدول (۱) آورده شده است نشان می‌دهد که با جایگزین کردن اتم Sb بجای Ga ثابت شبکه افزایش می‌یابد.

برای بررسی خواص الکترونی ترکیبات $MnCuX$ ($X = Ga, Sb$) چگالی حالت‌های الکترونی را در فاز فرومغناطیس محاسبه و تجزیه و تحلیل می‌کنیم. نمودار چگالی حالت‌های الکترونی کل و سهم هر یک از اتم‌ها در چگالی حالت‌های الکترونی محاسبه و در شکل (۲) رسم شده است.



شکل ۲. نمودار چگالی حالت‌های الکترونی ترکیبات $MnCuSb$ و $MnCuGa$ در فاز فرمغناطیسی

نتایج حاصل از این نمودارها به شرح زیر است:

- ۱- مقایسه چگالی حالت‌های الکترونی ترکیبات $MnCuX$ با یکدیگر نشان می‌دهد چگالی حالت‌های الکترونی اسپین بالا و پایین روی سطح فرمی غیر صفر است که این نشان می‌دهد الکترونها با اسپین بالا و پایین در خواص تراپردنی این ترکیبها سهم دارند.
- ۲- در اطراف سطح فرمی سهم اتم Mn در چگالی حالت الکترونی این دو ترکیب بیشتر از دو اتم دیگر است در حالیکه با دور شدن از سطح فرمی سهم اتم Cu بیشتر می‌شود.

۴-چگالی حالت‌های الکترونی اتم X در دو ترکیب کاملاً متفاوت است اما از آنجا که سهم اتم X در چگالی حالت‌های الکترونی در اطراف انرژی فرمی به مراتب کمتر از اتمهای Mn و Cu است این تفاوت تاثیر ناچیزی بر چگالی حالت‌های الکترونی کل ترکیبات MnCuX در اطراف انرژی فرمی می‌گذارد.

گشتاور مغناطیسی کل و سهم هر یک از اتم‌ها در ایجاد گشتاور مغناطیسی با استفاده از تقریب GGA محاسبه شده است. نتایج حاصل از این محاسبه در جدول (۲) آورده شده است.

جدول ۲. گشتاور مغناطیسی (μ_B) کل و سهم هر یک از اتم‌ها در ترکیبات MnCuSb و MnCuGa

X	Cu	Mn	کل	گشتاور مغناطیسی $MnCuX$
-0.08684	۰,۰۷۴۷۱	۲,۱۹۲۸۳	3.24902	$X=Ga$
-0.02301	۰,۱۱۵۴۴	۲,۷۵۹۳۷	۲,۳۹۹۴۲	$X=Sb$

این نتایج نشان می‌دهد که با جایگزین کردن اتم Sb بجای Ga (افزایش عدد اتمی اتم X) گشتاور مغناطیسی افزایش می‌یابد در هر دو ترکیب سهم اتم Mn در ایجاد گشتاور مغناطیسی بیشتر از سایر اتم هاست. سهم اتم Mn در ایجاد گشتاور مغناطیسی ترکیب MnCuSb بزرگتر از مقدار آن در ترکیب MnCuGa است همین امر باعث بزرگتر شدن گشتاور مغناطیسی ترکیب MnCuSb می‌شود.

نتیجه گیری

نتایج محاسبات ما در این مقاله نشان می‌دهد GGA روش مناسبی برای محاسبه خواص حالت پایه‌ی این ترکیبات است محاسبات خواص ساختاری ترکیبات MnCuX نشان می‌دهد که این ترکیبات در فشار صفر فرومغناطیسی هستند. بررسی چگالی حالت‌های الکترونی این ترکیبات نشان می‌دهد که سهم اتمهای Mn و Cu در چگالی حالت‌های الکترونی به مراتب بیشتر از اتم X است. با بررسی گشتاورهای مغناطیسی این ترکیبات دریافتیم که سهم اتم Mn در ایجاد گشتاور مغناطیسی این سه ترکیب از اتمهای دیگر بیشتر است.

مراجع

- [1] Blaha, k. Schwarz, G. K. H. Madsen, D. Kvasnicka and J. Luitz, WIEN2K, An Augmented Plane Waves + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties, ed. K. Schwarz (Techn. Universität, Wien, Austria, 2001) ISBN 3-9501031-1-2.
- [2] L. Hedin and B. J. Lundquist, “Explicit local exchange- correlation potentials”, *J. Phys. C* **4** (1971) 2046.
- [3] S. M. Hosseini, “Optical properties of cadmium telluride in zinc-blende and wurzite structure”, *Physica B* 403(2008)1907-1915.

CMS جستجوی ابر تقارن در رویداد های شامل کوارک تاپ در

نرگس سلیمی^۱، سعید پاک طینت^۲

^۱دانشگاه تربیت مدرس

^۲مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات، پژوهشکده ذرات و شتابگرهای

چکیده

کشف ابر تقارن یکی از اهداف اصلی برخورد دهنده هادرونی بزرگ ساخته شده در CERN است. در اینجا یک سناریوی بسیار مقید را در نظر می گیریم که گرانش، مسئول اصلی شکست ابر تقارن می باشد. یک برآش جنبشی با دو قبیل برای استخراج کوارک تاپ برای هر دو حالتی که جت b قابل شناسایی باشد یا نباشد، استفاده شده است. توانایی CMS برای پیدا کردن SUSY با جرم کم در رویدادهایی با یک کوارک تاپ در حالت نهایی، به وسیله شبیه سازی مطالعه شده است. نشان داده شده است که برای نقطه LM_1 ، برای حالتی که جت b قابل شناسایی باشد، با یک انتگرال درخشندگی $\int_{-3.0}^{3.0} pb$ با فرض غالباً بودن عدم قطعیت های آماری قابل انجام است. سیگنال نهایی بر روی پس زمینه، ۱۲ است.

۱ مقدمه

سناریوی ابر تقارن [۱] یک توسعه خیلی نوید بخش را برای مدل استاندارد (SM)، حل واگرایی های مرتبه ۲ و مسئله سلسله مراتب ارائه می دهد. در این آنالیز ما بر روی mSUGRA تمرکز می کنیم، که گرانش مسئول شکست ابر تقارن به صورت نرم می باشد. در اینجا در حالت نهایی، حداقل یک کوارک تاپ به علاوه یک MET بزرگ وجود دارد. رهیافت ما برای استفاده از این ویژگی، جستجوی تعداد اضافی کوارک های تاپ استخراج شده، در دنباله توزیع MET از رویدادهای SM می باشد

۲ نمونه های داده ای و الگوریتم های بازسازی

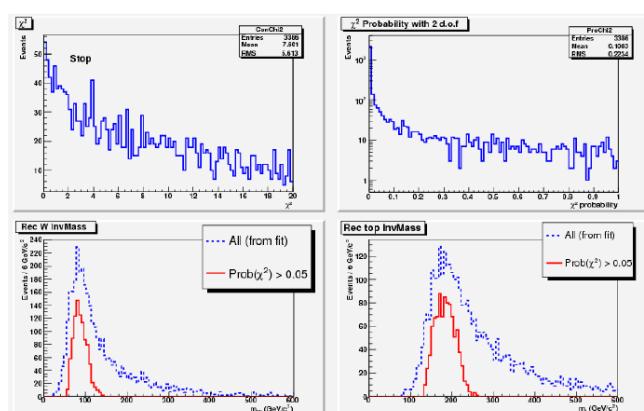
ما نقطه CMS-LM1 را به عنوان نقطه معیار در نظر می گیریم. mSUGRA به وسیله پنج پارامتر آزاد که در مقیاس تئوری اتحاد کلی (GUT) تعریف شده اند، مشخص می شود. پارامترهای متناظر در نقطه LM1 به صورت زیر می باشند: جرم اسکالر معمول $m_{\chi^0} = 6 GeV/c^2$ ، جرم پیمانه ای معمول $m_{\chi^\pm} = 25 GeV/c^2$ ، جفت شدگی سه تایی معمول $A_t = 0/0$ ، نسبت مقادیر انتظاری میدان های هیگز H_u و H_d و $\tan(\beta) = 10$ ، در نهایت علامت پارامتر مختلط هیگز $sign(\mu) = +1$. هر رویداد در این نقطه حداقل یک کوارک تاپ دارد که به صورت زیر تلاشی می کند:

$$\tilde{t}_1 \rightarrow t + \chi_2^0 \rightarrow t + \tilde{l}_R + l \rightarrow t + l + l + \chi_1^0 \quad (1)$$

آنالیز، توسط نرم افزار CMSSW1-۶-۱۲ تولید و بازسازی شده اند، که در آزمایش CMS به آنها CSA^{۰۷} می گویند [۴].

۳ نتایج استخراج کوارک تاپ

در هر رویداد ترکیبات متفاوتی برآش شده است و مینیمم برجی هر ترکیبی پیدا شده است. زمانی که برآش همگرا می شود، ترکیب با حداقل به عنوان توهیب درست انتخاب می شود. شکل ۱ توزیع های مختلف را برای این ترکیبات انتخاب شده، نشان می دهد.



شکل ۱، توزیع حداقل χ^2 در هر رویداد (بالای سمت چپ) و توزیع احتمال آن (بالای سمت راست). جرم های ناوردای بوزون W و کوارک تاپ در سطر دوم نشان داده شده است. نتایج برآذش با (خطوط قرمز ضخیم) و بدون (خطوط آبی نقطه چین) اعمال برش بر روی احتمال χ^2 مقایسه شده اند. با توجه به اینکه اولین کوارک تاپ، بهترین کوارک تاپ می باشد، مقدار بازده و خلوص و همچنین بهبود انرژیهای کوارک تاپ و بوزون W را می توان در جدول ۲ خلاصه کرد.

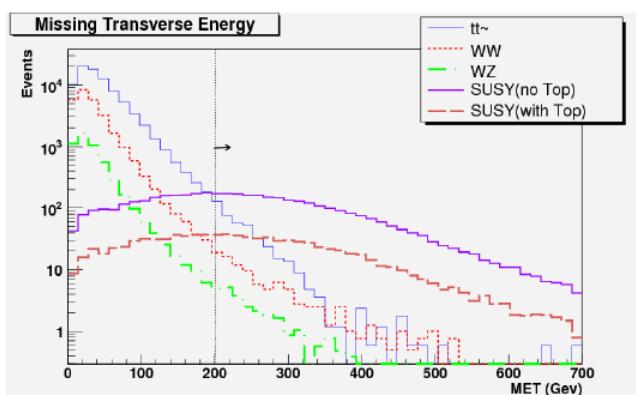
جدول ۲، مشاهده بازده و خلوص و نیز بهبود انرژی های کوارک تاپ و بوزون W زمانی که اولین کوارک تاپ به عنوان بهترین کوارک تاپ انتخاب می شود.

Algorithm	Rec Top	Matched	Purity	Eff	Imp E_W Res	Imp E_{Top} Res
Partition Matrix	۳۳۸۶	۱۱۶۶	%۳۴	۲۵%	-	-
Part Mat ($\chi^2 > 6$)	۹۳۵	۳۶۲	%۳۸	%۸	%۳	%۲۴

۴ مسیر آنالیز

ما در جستجوی رویدادهای شامل SUSY، با نگاه به تعداد کوارک های تاپ استخراج شده، برای $100 pb^{-1}$ می باشیم. برش های مختلف و انتخاب های استفاده شده در این آنالیز به صورت زیر می باشد:

MET $> 200 \text{ GeV}$ ، مهم ترین پس زمینه شامل $t\bar{t}$ می باشد، به دلیل اینکه یک سطح مقطع خیلی زیاد، (830 pb) دارد. شکل ۲ توزیع های MET را از نمونه های مختلف مقایسه کرده است.



شکل ۲، توزیع های MET برای نمونه های مختلف

حداقل ۵ جت، رویدادهای با کمتر از پنج جت به منظور متوقف کردن پس زمینه SM، کنار گذاشته می شوند. حداقل یک جت b: می دانیم که هر کوارک تاپ از دو جت سبک و یک جت b تشکیل شده است. بنابراین در هر رویداد حداقل یک جت b باید وجود داشته باشد.

یک برآذش همگرا با احتمال $\chi^2 < 0.5$ ، برای یافتن یک کوارک تاپ، بهترین ترکیب جت به وسیله یک برآذش جنبشی (kinematic fit)، پیدا شده است. یک برش بر روی احتمال χ^2 برای افزایش خلوص کوارک های تاپ انتخاب شده، جدول ۲ تعداد رویدادهای باقی مانده بعد از هر برش را نشان می دهد. اعمال می شود.

جدول ۲، تاثیر برش های مختلف بر روی نمونه های مختلف می باشد.

Requirements	SUSY (wT)	SUSY(n oT)	ttIn c	W W j	Z W j	wT /no T
x-sec(pb)NLO	۵۲		۸۳۰	۹ /۱ ۲ ۶ ۹	/۵ ۵۱	-
N_{ev}	۱۸۷۰۱	۸۶۵۲۳	۱۳۹ ۹۵۵	۱ ۰ ۶ ۷ ۹ ۶	۵۳ ۴۶ ۹	/۲۱ •
$N_{ev}^{\lambda \cdot pb^{-1}}$	۹۲۵	۴۲۷۵	۸۳۰ ••	۲ ۶ ۹ ۹ ۱	۵۱ ۵۰	/۲۱ •
$MET \geq ۲۰ \cdot GeV$	۵۳۰	۲۲۶۷	۳۹۵	۹ ۷	۲۸	/۲۱ •
$n_j \geq ۵$	۴۶۰	۱۴۲۷	۲۵۰	۳ ۱	۱۰	/۳۲ •
$n_{bj} \geq ۱$	۳۰۰	۳۸۵	۱۴۳	۱	۱	/۷۷ •
A Convergent Fit	۲۵۱	۳۰۹	۸۱	•	•	/۸۱ •
Probability > 0.05	۶۳	۳۴	۲۵	•	•	/۸۵ ۱
$n_l \geq ۱$	۲۸	۱۱	۴	•	•	/۵۴ ۲

اهمیت را به صورت زیر تعریف می کنیم [۵]:

$$(2) \text{significance} = 2 \times (\sqrt{S + B} - \sqrt{B})$$

ما سعی می کنیم کمینه انگرال درخشنندگی (IL) را به منظور رسیدن به یک کشف 5σ پیدا کنیم.

$$(3) 5 = \sqrt{\frac{\min IL}{100}} \times 2 \times (\sqrt{39 + 4} - \sqrt{4}) \Rightarrow \frac{\min IL}{100} = 0.30 pb^{-1} \Rightarrow \min IL = 30 pb^{-1}$$

برای این انگرال درخشنندگی، اعداد متناظر برای سیگنال و پس زمینه، به ترتیب برابر ۱۲ و ۱ می باشد، که به یک خطای آماری ۱۰۰٪ بر روی پس زمینه منجر می شود.



در رویداد های استخراج شده به عنوان سیگنال، $\frac{28}{28+11} = 71\%$ ، رویدادهای SUSY هستند که یک کوارک تاپ در سطح مولد دارند

فهرست مراجع

- [1] Stephen P.Martin, "A supersymmetry Primer", (hep-ph/9709356v3 7 Apr 1999).
- [2] J.D`Hondt et al. "Fitting of Event Topologies with External Kinematic Constraints in CMS", CMS NOTE 2006/023.
- [3] S. Paktnat Mehdiabadi , PhD, Thesis , Cern , CMS , Ts , 2007-002
<http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CSA07>[4]
- [5] S.I. Bityukov, N.V.Krasnikov, "On observability of signal over background", NIM A 452: 518-524, 2000.

محاسبه جرم سیستم دو نوکلئونی در انرژیهای بالا بر اساس ساختار پروتون-نوترون

محمد رضا شجاعی^۱، علی اکبر رجبی ، فرزین آبادی زمان^۱

^۱دانشگاه صنعتی شهرورد - دانشکده فیزیک

چکیده

تحلیل های مفصل پراکندگی پروتون - نوترون در انرژیهای بالا از مطالب مورد علاقه در فیزیک هسته ای می باشد. با استفاده این تحلیل می توان بعضی از ویژگیهای استاتیکی سیستم دو نوکلئونی را محاسبه نمود در این مقاله ما در انرژیهای بالا برای سیستم دو نوکلئونی (دوترون) ساختار داخلی در نظر می گیریم و آن را متشکل از کوارکهای تشکیل دهنده در نظر می گیریم و معادله شرودینگر را برای این سیستم چند کوارکی به طور دقیق و تحلیلی حل می نماییم سپس با استفاده از رابطه هم ارزی جرم و انرژی جرم این سیستم دو نوکلئونی را محاسبه نموده ایم مقادیر محاسبه شده با مقادیر تجربی همخوانی بسیار خوبی دارد.

(۱) مقدمه

امروزه تحقیقات در فیزیک هسته ای بیشتر در انرژیهای متوسط ، بیش از $150 MeV$ و انرژیهای بالا بیش از $10 GeV$ ارائه می شوند. در فیزیک هسته ای انرژیهای بالا دیگر خواص هسته به طور کلی مورد بررسی قرار نمی گیرد بلکه ساختار داخل هسته و حتی داخل نوکلئون مورد مطالعه قرار می گیرد . امروزه ثابت شده است که نوکلئونها از کوارکها ساخته شده اند که بین آنها بر هم کنش قوی هسته ای توسط گلوئونها برقرار است (QCD) . می توان گفت هسته اتمی یک مورد خاص از سیستم هادرонیک است که نوکلئونهای آن می توانند پائین ترین حالت کوانتومی را اشغال کنند به طور خلاصه سیستم هادرونی از دو جنبه مورد مطالعه قرار می گیرد . یکی مطالعه هسته ها از جنبه ترمودینامیکی ماده هسته ای و دیگری مطالعه کوارکهای متشکله هر نوکلئون در سیستم هادرونیک یا بررسی پلاسمای کوارک- گلوئونی و پراکندگی یونهای نسبیتی حاصل در شتابدهنده ها. به تدریج که انرژی ذرات و یونها شتابدهنده ها افزایش می یابد به اسرار جالبتری از ساختار و ویژگیهای استاتیکی هسته ها بپی می بریم . در این مقاله ما ساده ترین هسته یعنی دوترون را با استفاده از مدل کوارکی مورد بررسی قرار داده ایم . دوترون متشکل از یک پروتون و یک نوترون می باشد بنا براین برای مطالعه دقیق تر آن از مدل کوارکی استفاده نموده و آن را به عنوان یک سیستم دو نوکلئونی متشکل از شش کوارک در نظر می گیریم در این حالت تابع موج و انرژی سیستم را محاسبه نموده ایم سپس با استفاده از تابع موج جرم دوترون را بر اساس کوارکهای آن تعیین نموده ایم.

(۲) تابع موج حالت شعاعی برای سیستم دو نوکلئونی

به منظور یافتن دید عمیقتری پیرامون کسب اطلاعات در باره نیروی هسته ای از روی ساختار دوترون ساده ترین فرض ممکن در مورد دوترون آن است که فرض کنیم که نیرو مرکزی است واز پتانسیل چاه مربوعی ناشی میشود این چاه در یک حجم کروی به شعاع r دارای مقدار ثابتی است این شکل پتانسیل در مقایسه با ساختار کوارکی بیش از حد ساده شده است . در این پژوهش ما پتانسیل بین کوارکها در داخل دوترون را مرکزی در نظر گرفته ایم و آن را ناشی از رنگ کوارکها و پتانسیل نگاهدارنده و پتانسیل نوسانی در نظر گرفته ایم بنابراین پتانسیل را به صورت زیر انتخاب می کنیم.

$$v(x) = ax^2 + bx - \frac{c}{x} \quad (1)$$

در رابطه فوق x فوق شعاع بوده و بر حسب مختصات ژاکوبی نسبی تعریف می شود. ابتدا فرض می کنیم که کوارکها در نقاط $[1, 2, 3, 4, 5, 6]$ قرار داشته باشند در این صورت مختصات ژاکوبی و مرکز جرم را به صورت زیر تعریف می نمائیم.

$$\bar{\rho}_i = \sqrt{\frac{i}{i+1}} \left(\frac{1}{i} \sum_{j=1}^i \bar{r}_j - \bar{r}_{i+1} \right) \quad , \quad \bar{R} = \frac{(\bar{r}_1 + \bar{r}_2 + \bar{r}_3 + \bar{r}_4 + \bar{r}_5 + \bar{r}_6)}{6} \quad (2)$$

حال با استفاده از مختصات ژاکوبی فوق شعاع x را به صورت زیر در نظر می‌گيريم.

$$x = \left(\sum_{i=1}^5 \rho_i^2 \right)^{\frac{1}{2}} = (\rho_1^2 + \rho_2^2 + \dots + \rho_5^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

برحسب فوق شعاع x معادله شرودينگر برای اين سистем دو نوكليونی و متشکل از ۶ ذره به صورت زیر در می‌آيد. (4)

$$\left[\frac{-1}{2m} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{14}{x} \frac{d}{dx} \right) + \frac{l(l+13)}{2x^2} + ax^2 + bx - \frac{c}{x} \right] \psi(x) = E\psi(x)$$

با انتخاب يك تغيير متغير مناسب $\psi(x) = x^{-7} \varphi(x)$ معادله شرودينگر به شكل زير در مي‌آيد. [1,4]

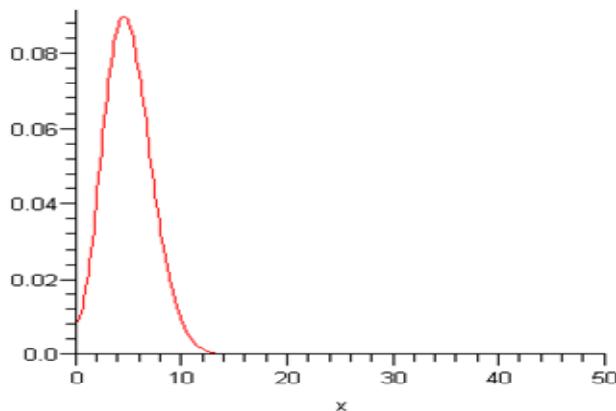
$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + \left[\varepsilon - a_1 x^2 - b_1 x + \frac{c_1}{x} - \frac{(2\gamma+12)(2\gamma+14)}{4x^2} \right] \varphi(x) = 0 \quad (5)$$

حل معادله فوق مشکل می‌باشد اما در اين مقاله با در نظر گرفتن يك جواب پيشنهادي و با استفاده از برابري ضرائب جواب معادله را

به صورت زير به دست می‌آوريم. [5,6]

$$\psi(x) = x^\gamma \exp\left(\frac{-1}{2} \sqrt{a_1} x^2 - \frac{b_1}{2\sqrt{a_1}} x\right) \quad (6)$$

با توجه به تابع موج (6) ناشی از مدل پيشنهادي، نمودار تابع موج دوترون بر حسب فاصله به صورت زير می‌باشد.



شکل ۱: تابع موج حالت پایه دوترون ($l = 0$)

در اين صورت انرژي حالت پایه سистем بر حسب ضرائب پتانسیل به صورت زير می‌باشد.

$$\varepsilon_1 = \sqrt{ma}(1+2\delta) - \frac{mb}{2\sqrt{ma}} \quad (7)$$

هم چنين چون سیستم مورد مطالعه متشکل از دو نوكليون می‌باشد (اسپین کل دوترون $s = 1$ می‌باشد). بنا بر اين می‌توان پتانسیل ناشی از برهمنکنش اسپین-اسپین را نيز به شكل زير در نظر گرفت. [1,3]

$$H_s = A_s \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} \sigma_s} \right)^3 e^{\frac{-x^2}{\sigma_s^2}} (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) \quad A_s = 38.4 \text{ fm}^2, \sigma_s = .8 \text{ fm} \quad (8)$$

اثرات اين پتانسیل در جابجائي انرژي سیستم را به صورت پتانسیل اختلالی در نظر می‌گيريم و جابجائي انرژي مرتبه اول را با استفاده از تابع موج رابطه (6) به صورت زير محاسبه می‌نمائيم.

$$\Delta_s = \int_0^{\infty} x^{\gamma} \exp\left(-\frac{1}{2}\sqrt{a_1}x^2 - \frac{b_1}{2\sqrt{a_1}}x\right) \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_s} e^{-\frac{x^2}{\sigma_s^2}} (\vec{s}_1 \vec{s}_2) x^{\gamma} \exp\left(-\frac{1}{2}\sqrt{a_1}x^2 - \frac{b_1}{2\sqrt{a_1}}x\right) d^3x \quad (9)$$

(۳) محاسبه جرم سیستم دو نوکلئونی

یکی از مهم ترین ویژگیهای استاتیکی هسته ها جرم آنها و محاسبه آن بر اساس مدل پیشنهادی می باشد. چون دوترون متشكل از سه کوارک u و سه کوارک d است با استفاده از رابطه هم ارزی جرم - انرژی می توانیم جرم دوترون را به صورت زیر محاسبه نمائیم

$$M_D = 3m_u + 3m_d + \varepsilon + \Delta_s \quad (10)$$

که در آن m_u جرم کوارک *up* و m_d جرم کوارک *down* و ε انرژی و Δ_s جابجایی انرژی ناشی از اثرات اسپینی مربوط به حل انتگرال (۹) می باشد.. با توجه به روابط (۷) و (۹) مقدار جرم دوترون $m = 1852.5 MeV$ به دست آمده با مقدار تجربی آن $m = 1876.04 MeV$ (همخوانی دارد).

(۴) نتیجه گیری

مدل ارائه شده در این مقاله را می توان در مورد سیستمهای پیچیده تر و چند نوکلئونی در نظر گرفت هم چنین با استفاده از این مدل و جوابهای بدست آمده می توان ویژگیهای استاتیکی دیگر دوترون از جمله شاعع باری و ممان مغناطیسی آن را محاسبه نمود سپاسگزاری

این طرح با استفاده از اعتبارات پژوهشی دانشگاه صنعتی شاهرود انجام گرفته است.

(۵) مراجع

1. M.R.Shojaei, A.A.Rajabi, **Iranian Journal of physics Research**, Vol, 7, No, 2 (2007)
2. M.M. Giannini, **Rep. Prog. Phys.** 54 (1990)
3. M.R.Shojaei, A.A.Rajabi, H.Hassanabdi. **IJMPE**, Vol, 17, No, 6(2008)
4. R.Tegen., M.Schedl,W. Weise, **Phys Lett**, vol125(1983)
5. .M.M. Giannini, E. Santopinto , A. Vassallo. **Progress in Particle and Nuclear physics** (2003)
6. M.R.Shojaei, A.A.Rajabi, **Modern Physics Letter A** (accept for publication) (2008)

میدانهای اسپین ۳/۲ دارای جرم در فضای دوستیر

علی پهلوان^۱, سودابه شعبانی^۲

^۱گروه فیزیک دانشگاه ازد اسلامی واحد ساری

^۲دانشکده علوم پایه دانشگاه ازد اسلامی واحد تهران مرکزی

چکیده

ما در این مقاله کوانتش هموردی میدانهای اسپین ۳/۲ دارای جرم را در فضا - زمان چهار بعدی دوستیر (dS) بر پایه تحلیل منیفولد پیچیده ریمان - پرودو ارائه می کنیم. این تعبیر برای بحث در مورد ابر گرانش در فضای دوستیر مفید خواهد بود. ابتدا معادله میدان را به عنوان یک معادله ویژه میدانی در نظر میگیریم و سپس جواب را بر حسب مختصات مستقل امواج تحت dS در فضاباست می اوریم. ما مفهوم تحلیلی گروه را از معادله میدان خواهیم گرفت. اپراتور میدان $\psi_\alpha(f)$ برای میدانهای اسپین ۳/۲ را معرفی کرده و ساختار فضای هیلبرت را تعریف می کنیم. ما هم چنین یک فرمول وابسته به مختصات برای اپراتور میدان $\psi_\alpha(x)$ می بایم.

معادله میدان

عملگرهای کازیمیر گروه دوستیر به دو شکل مستقل زیر می باشند [1]

$$Q^{(1)} = -1/2 L_{\alpha\beta} L^{\alpha\beta}, \alpha = 0, 1, \dots, 4 \quad (1)$$

$$Q^{(2)} = -W_\alpha W^\alpha, \quad W_\alpha = \frac{1}{8} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta\eta} L^{\beta\gamma} L^{\delta\eta} \quad (2)$$

که در ان

$$L_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta} + S_{\alpha\beta} \quad (3)$$

قسمتهای مداری و اسپینس رابطه (3) به شکل زیر است

$$M_{\alpha\beta} = -i(x_\alpha \partial_\beta - x_\beta \partial_\alpha) = -i(x_\alpha \bar{\partial}_\beta - x_\beta \bar{\partial}_\alpha) \quad (4)$$

$$\bar{\partial}_\beta = \theta_{\alpha\beta} \partial^\alpha = \partial_\beta + H^2 x_\beta ..$$

$$\theta_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + H^2 x_\alpha x_\beta$$

$$S_{\alpha\beta}^{(l)} = S_{\alpha\beta}^{(l)} + S_{\alpha\beta}^{(\frac{1}{2})} \quad (5)$$

$$S_{\alpha\beta}^{(\frac{1}{2})} = -\frac{i}{4} [\gamma_\alpha, \gamma_\beta] \quad (6)$$

که عملگر تصویر کننده بر روی سطح فضا است و γ_α ها ماتریسهای دیراک دوستیر هستند.

نمایش های کاهش ناپذیر گروه دوستیر به وسیله ویژه مقادیر دو عملگر کازیمیر طبقه بندی میشوند.^۳ سری نمایش غیر هم ارز مانند

سری اصلی، سری متمم و سری گسسته برای اسپین $\frac{3}{2}$ قبل تشخیصند. در سری اصلی عملگر کازیمیر به شکل زیر بر میدان اثر میکند [2]

$$Q_{\frac{3}{2}}^{(1)} \Psi(x) = \left(-\frac{1}{2} M_{\alpha\beta} M^{\alpha\beta} + \frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} - \frac{5}{2} - 3 \right) \Psi(x) + \gamma \cdot \Psi(x). \quad (7)$$

$$\left(\frac{9}{4} + \nu^2 - \frac{15}{4} \right) \Psi(x) = \left(-\frac{1}{2} M_{\alpha\beta} M^{\alpha\beta} + \frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} - \frac{5}{2} - 3 \right) \Psi(x) + \gamma \cdot \Psi(x). \quad (8)$$

$$\left(\frac{9}{4} + \nu^2 - \frac{15}{4} \right) \Psi(x) = \left(\left(\frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} + 2i \right)^2 + \frac{3}{2} - 3 \right) \Psi(x) + \gamma \cdot \Psi(x). \quad (9)$$

$$\nu^2 \Psi(x) = \left(\frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} + 2i \right)^2 \Psi(x) + \gamma(\gamma \cdot \Psi(x)).$$

با قرار دادن شرط $\gamma \cdot \Psi(x) = 0$ معادله دوستیر دیراک به شکل زیر خواهد بود [3]

$$\begin{aligned} & \left(\frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} + 2i \pm \nu \right) \Psi_\alpha(x) = 0 \\ & \left(-i \not{x} \gamma \not{\partial} + 2i + \nu \right) \Psi_\alpha(x) = 0 \\ & \left(Q_{\frac{3}{2}}^{(1)} - \langle Q_{\frac{3}{2}}^{(1)} \rangle \right) \Psi(x) = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

میتوان معادلات دیفرانسیل درجه یک برای ذرات با اسپین $\frac{3}{2}$ را به شکل زیر نوشت

$$(iD \pm \nu) \Psi_\lambda(x) = 0$$

$$iD = \frac{1}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} + 2i$$

$$D = -\frac{i}{2} \gamma_\alpha \gamma_\beta M^{\alpha\beta} - 2$$

که در ان

در بخش بعد ما جوابهای معادلات دیفرانسیل (10) را بدست خواهیم اورد.

حل میدان

در نوشتن میدان اسپین $\frac{3}{2}$ پنج مولفه ای جواب را میتوان بر حسب میدانهای اسپینوری نوشت.

$$\Psi_\alpha(x) = \overline{Z}_\alpha \psi_1 + D_{\frac{3}{2}\alpha} \psi_2 + \overline{\gamma}_\alpha \psi_3 \quad (11)$$

یک بردار ثابت $\bar{Z}_\alpha = \theta_{\alpha\beta} Z^\beta = Z_\alpha + H^2 x_\alpha x \cdot Z$, $x \cdot \bar{Z} = 0$ و $\bar{\gamma}_\alpha = \theta_{\alpha\beta} \gamma^\beta$ است. $D_{\frac{3}{2}\alpha} = H^{-2} \bar{\partial}_\alpha - \bar{\gamma}_\alpha$. شامل میدان اسپینوری $H = 0$ را طوری انتخاب می کنیم که در حد

معمول در فضای مینکوفسکی شود.

با استفاده از روابط زیر

$$Q_{\frac{3}{2}} D_{\frac{3}{2}} = D_{\frac{3}{2}} Q_{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

$$\not{x} \not{\partial} \bar{Z}_\alpha \psi = H^2 \not{x} \bar{\gamma}_\alpha (Z \cdot x) \psi + H^2 \not{x} (\bar{\gamma}_\alpha Z) x_\alpha \psi + \not{x} \bar{Z}_\alpha \not{\partial} \psi \quad (13)$$

$$Q_{\frac{3}{2}} \bar{Z}_\alpha \psi = \bar{Z}_\alpha \left(Q_{\frac{1}{2}} - 3 \right) \psi - 2H^2 D_{\frac{3}{2}\alpha} (Z \cdot x) \psi - H^2 \bar{\gamma}_\alpha \not{x} (Z \cdot x) \psi - \bar{\gamma}_\alpha (Z \cdot \bar{\gamma}) \psi \quad (14)$$

میدانهای اسپینوری ψ_1, ψ_2 و ψ_3 در عبارات زیر صدق کنند

$$\left(Q_{\frac{1}{2}} - \left(\nu^2 + \frac{3}{2} \right) \right) \psi_1 = 0 \quad (15)$$

$$\left(Q_{\frac{1}{2}} - \left(\nu^2 - \frac{3}{2} \right) \right) \psi_2 - 2H^2(x.Z) \psi_1 = 0, \quad (16)$$

$$[Q_1 + x\bar{\partial} - (\nu^2 + 2)]\psi_3 + [H^2 x(x.Z)\psi_1 - (\bar{\gamma}.Z)\psi_1] = 0 \quad (17)$$

که ψ_1 یک میدان اسپینوری سری اصلی است. با به کار بردن شرایط زیر

$$x.\Psi = \gamma.\Psi = \partial.\Psi = 0$$

ψ_2 را میتوان بر حسب ψ_1 به صورت زیر نوشت

$$\psi_2 = \frac{1}{3(i\nu-1)} \left(H^2 \frac{12}{2(i\nu+1)} (x.Z) + \frac{2}{(i\nu+1)} Z.\bar{\partial} + H^2 (\bar{\gamma}.Z) \dots \right) \psi_1 \quad (18)$$

$$\psi_3 = \frac{1}{3(i\nu-1)} \left(3H^2 \dots (x.Z) + \dots Z.\bar{\partial} - H^2 (i\nu-2) \dots (\bar{\gamma}.Z) \dots \right) \psi_1 \quad (19)$$

بنا براین جواب میدان اسپین $\frac{3}{2}$ پنج مولفه ای را میتوان بر حسب میدان اسپین نوشت

$$\Psi_\alpha(x) = \begin{bmatrix} \bar{Z}_\alpha + \frac{1}{3(i\nu-1)} D_{\frac{3}{2}\alpha} \left(H^2 \frac{12}{2(i\nu+1)} (x.Z) + \frac{2}{(i\nu+1)} Z.\bar{\partial} + H^2 (\bar{\gamma}.Z)x \right) \\ + \frac{1}{3(i\nu-1)} \bar{\gamma}_\alpha \left(3H^2 x(x.Z) + xZ.\bar{\partial} - H^2 (i\nu-2)x(\bar{\gamma}.Z)x \right) \end{bmatrix} \psi.$$

دو دسته جواب به شکل زیر پیدا خواهیم کرد.

$$\Psi_\alpha(x) = (Hx.\xi)^{-2+i\nu} V_\alpha(x, \xi, Z), \quad (20)$$

$$\Psi'_\alpha(x) = (Hx.\xi)^{-2-i\nu} U_\alpha(x, \xi, Z)$$

نتیجه گیری

با توجه به میدان اسپین $\frac{3}{2}$ بدست امده میتوان توابع دو نقطه ای مربوطه را نوشت و میدان کوانتمی مورد نظر را بدست اورد. هم چنین با داشتن

این میدانها میتوان لاگرانژی مربوط به ابر تقارن را نوشه و سپس تبدیلات پیمانه ای را پیدا کنیم که لاگرانژی تحت این تبدیلات ناوردا بماند. در پایان از دکتر محمد وحید تکوک برای راهنماییها و پیشنهاد اشان در این مقاله قدردانی میشود.

مرجع ها

[1] Gazeau J.P., Takook M.V., "Massive vector Field in de Sitter Space", J.Math.Phys., 2000

[2] Pahlavan A., Bahari A., "The First Quantization of Spin $\frac{3}{2}$ Field in de Sitter Space", 2008

[3] Takook M.V., "Spin $\frac{1}{2}$ Field Theory in the de Sitter space-time", 2008

بررسی چگالی حالت و طیف جذب اپتیکی نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده با $A_{1-x}^{III}Mn_xB^V$

استفاده از تقریب پتانسیل همدوس

صفارزاده، علیرضا^۱; شهری ناصری، محبوه؛ فرجامی شایسته، صابر^۲

گروه فیزیک دانشگاه پیام نور(مرکز تهران)

ازمايشگاه تحقیقاتی علوم محاسبات فیزیکی- پژوهشگاه علوم نانو- پژوهشگاه دانشهاي بنیادی - تهران

گروه فیزیک دانشگاه گیلان (رشت)

چکیده

در این مقاله از تقریب پتانسیل همدوس برای تعیین چگالی حالات و طیف جذب اپتیکی نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده نوع $A_{1-x}^{III}Mn_xB^V$ استفاده کردیم. نتایج ما نشان می دهد که با افزایش مغناطش، باند حامل ها قطبیله اسپینی می شوند. هم چنان، پیک جذب اپتیکی برای حامل های اسپین بالا و پایین با تغییر مغناطش رفتار متفاوتی نشان می دهند. با افزایش مغناطش پیک جذب برای حامل های اسپین بالا نسبت به حامل های اسپین پایین در انرژی های بالاتری اتفاق می افتد. در حالت پارامغناطیس و با افزایش غلاظت، بدلیل توزیع تصادفی یون های منگنر و افت و خیز اسپین های جایگزینه، جذب در انرژی های پایین تر اتفاق می افتد.

مقدمه

نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده، دسته ای از نیمرساناهای نیمه مغناطیسی هستند که بخشی از شبکه آنها بوسیله اتمهای مغناطیسی جایگزین شده است. توزیع تصادفی یون های مغناطیسی روی زیر شبکه های کاتیونی در ترکیبات $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ منجر به اثرات مغناطیسی مهمی چون گذار فاز spin-glass گونه در دماهای پایین می شود^[۱]. نیمرسانای مغناطیسی رقیق شده نوع $A_{1-x}^{III}Mn_xB^V$ بدلیل داشتن خاصیت فرومغناطیسی در دمای کوری $K \approx 170^\circ$ یکی از مواد پیشنهادی در زمینه اسپیترونیک می باشد^[۲]. به منظور بررسی تئوری خواص اپتیکی این مواد، مدل‌هایی چون CPA، VCA و ATA پیشنهاد شده است. در تقریب بلور مجازی (VCA)، بدلیل آنکه به پراکندگی ناشی از تک تک ناخالصی ها نمی پردازد، ترازهای ناخالصی را در نظر نمی گیرد. در تقریب ماتریس T (ATA)، از یک محیط یا بلور مجازی به عنوان تقریب مرتبه صفر(سیستم مختلط نشده) استفاده می شود اما تقریب پتانسیل همدوس (CPA) یک قدم فراتر رفته و بجای استفاده از بلور مجازی یا میزبان، از میانگین تابع گرین به عنوان تقریب مرتبه صفر استفاده می کند با این فرض که هیچ پراکندگی بجز ناخالصی تکی وجود ندارد^{[۳][۴]}. در توصیف سیستم های بی نظم، تقریب CPA به نتایج واقعی نزدیکتر است، بنابراین ما از این تقریب برای محاسباتمان استفاده می کنیم و به تعیین چگالی حالات و طیف جذب اپتیکی پرداختیم.

مدل

به منظور مطالعه اثرات بر هم کنش تبدالی sp-d بین اسپین حامل ها (الکترون رسانش S یا حفره p) و ممتونم مغناطیسی جایگزیده اسپین های d در ترکیبات $A_{1-x}^{III}Mn_xB^V$ روی طیف جذب اپتیکی از مدل پیشنهادی Takahashi بهره می گیریم^[۵]. بدین ترتیب پتانسیل حامل قرار داده شده در یک سایت، بسته به اینکه سایت توسط یون A یا Mn اشغال شده باشد متفاوت است. هامیلتونی چنین سیستمی بصورت زیر داده می شود:

$$H = \sum_{m,n,\mu} \epsilon_{mn} a_{m\mu}^+ a_{n\mu} + \sum_n u_n(A, M), \quad (1)$$

چنانچه یون اشغال شده در سایت n، از نوع یون غیر مغناطیسی A یا مغناطیسی Mn باشد u_n^A و u_n^M عبارتست از:

$$u_n^A = \sum_\mu E_A a_{n\mu}^+ a_{n\mu} \quad (2)$$

$$u_n^M = \sum_{\mu} E_M a_{n\mu}^+ a_{n\mu}^- - I \sum_{\mu, v} a_{n\mu}^+ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{S}_n a_{nv}^- \quad (3)$$

که $a_{n\mu}^+$ و $a_{n\mu}^-$ عملگر خلق و فنا برای یک حامل با اسپین μ در سایت n می باشد. E_M و E_A پتانسیل های شیمیایی مستقل از اسپین برای یون های A یا Mn می باشند. فرض می شود که ϵ_{mn} عناصر ماتریس تبدیل بین m و n کمیتی مستقل از نوع اتم های اشغال شده در سایت های m و n باشند. در تقریب CPA سیستم واقعی را با یک محیط موثر دوره ای جایگزین می کنیم. در این مدل، حامل ها بصورت ذراتی مستقل از هم عمل می کنند که در محیط موثر با پتانسیل های همدوس وابسته به اسپین \uparrow و \downarrow حرکت می کنند. پتانسیل های همدوس را به گونه ای تعیین می کنیم که میانگین ماتریس پراکنده برای یک حامل که در سایت دلخواه قرار دارد صفر شود^[V]. این شرایط بصورت زیر داده می شود:

$$(1-x)t_{\uparrow}^A + x\langle t_{\uparrow}^{M\tau} \rangle = 0 \quad \text{و} \quad (1-x)t_{\downarrow}^A + x\langle t_{\downarrow}^{M\tau} \rangle = 0 \quad (4)$$

که $t_{\sigma}^A(t_{\sigma}^{M\tau})$ ماتریس t برای یک حامل با اسپین σ در سایت میزبان (سایت ناخالصی با اسپین جایگزیده τ) و x میزان غلظت است. میانگین گرمایی روی افت و خیز اسپین های جایگزیده با معناطش m عبارتست از:

$$\langle t_{\sigma}^{M\tau} \rangle = \frac{1+m}{2}t_{\sigma}^{M\uparrow} + \frac{1-m}{2}t_{\sigma}^{M\downarrow} \quad (5)$$

با فرض اینکه اسپین های جایگزیده از مدل آیزینگ پیروی کنند، چنانچه اسپین حامل ها و اسپین های جایگزیده موازی باشند. و اگر پاد موازی باشند $E_M + I$ می باشد (مقدار بر هم کنش تبادلی بین اسپین حامل ها و اسپین جایگزیده می باشد).

بنابراین شرط CPA برای اسپین های \uparrow و \downarrow با توجه به رابطه (5) بصورت زیر تبدیل می شود:

$$(1-x)\frac{E_A - \Sigma_{\uparrow}}{1-(E_A - \Sigma_{\uparrow})F_{\uparrow}} + x\left\{\frac{1+m}{2}\frac{E_M - I - \Sigma_{\uparrow}}{1-(E_M - I - \Sigma_{\uparrow})F_{\uparrow}} + \frac{1-m}{2}\frac{E_M + I - \Sigma_{\uparrow}}{1-(E_M + I - \Sigma_{\uparrow})F_{\uparrow}}\right\} = 0 \quad (6)$$

$$(1-x)\frac{E_A - \Sigma_{\downarrow}}{1-(E_A - \Sigma_{\downarrow})F_{\downarrow}} + x\left\{\frac{1+m}{2}\frac{E_M + I - \Sigma_{\downarrow}}{1-(E_M + I - \Sigma_{\downarrow})F_{\downarrow}} + \frac{1-m}{2}\frac{E_M - I - \Sigma_{\downarrow}}{1-(E_M - I - \Sigma_{\downarrow})F_{\downarrow}}\right\} = 0 \quad (7)$$

که $\sum_{\uparrow(\downarrow)} F_{\uparrow(\downarrow)}$ خود انرژی یا پتانسیل همدوس و $F_{\uparrow(\downarrow)}$ تابع گرین برای اسپین های $\uparrow(\downarrow)$ می باشد. در این کار فرض می کنیم که چگالی حالات از شکل نیم دایره ای با نیم پهنهای Δ پیروی می کند. در این صورت $F_{\uparrow(\downarrow)}$ از رابطه زیر پیروی می کند^[A]:

$$F_{\uparrow(\downarrow)} \equiv F_{\uparrow(\downarrow)}(\omega) = \frac{2}{\Delta\pi} \int_{-\Delta}^{\Delta} d\varepsilon \sqrt{1 - (\varepsilon/\Delta)^2} \frac{1}{\omega - \varepsilon - \Sigma_{\uparrow(\downarrow)}} \quad (8)$$

نتیجه گیری

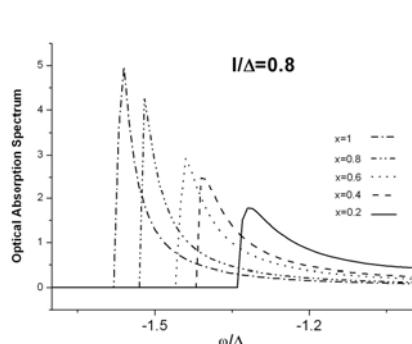
رابطه (6)، (7) و (8) منجر به معادلات درجه ۴ می شود که با حل دقیق آنها برای $(\omega)_{\uparrow(\downarrow)}$ ، چگالی حالات $D_{\uparrow(\downarrow)}$ تعیین می شود:

$$D_{\uparrow(\downarrow)} = \frac{-1}{\pi} \text{Im} F_{\uparrow(\downarrow)}(\omega) \quad (9)$$

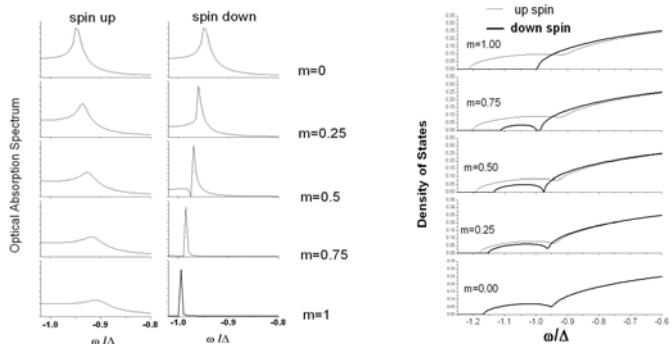
طیف جذب اپتیکی نیز به صورت زیر تعریف می شود^[4]:

$$A_{\uparrow(\downarrow)} = \frac{-1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{\omega + \Delta - \Sigma_{\uparrow(\downarrow)}(\omega)} \quad (10)$$

نتایج ما برای $Ga_{1-x}Mn_xAs$ و با فرض $E_A = 0$ ، $E_M = -0.6$ و $I = 0.8$ ، $\Delta = 2eV$ در شکل های ۱ و ۲ رسم شده است. در شکل ۱، چگالی حالات و در شکل ۲، طیف جذب اپتیکی با تغییر مغناطش نشان داده شده است. در شکل ۳، طیف جذب اپتیکی در حالت $m=1/2$ ، یعنی حالت پارامغناطیس در حالت بر هم کنش تبادلی متوسط $I=1.6$ و با فرض $E_A = 0$ و $\Delta = 2eV$ با تغییر غلظت رسم شده است.



شکل ۱: چگالی



شکل ۲: حالات با تغییر مغناطش

شکل ۳: طف جذب اپتیکی با تغییر مغناطش

همانطور که در شکل ۱ دیده می شود در حالت $m=0$ ، چگالی حالات حامل های اسپین پایین و بالا یکی می باشد، با افزایش مغناطش، باند ناچالصی حامل های اسپین بالا پهن تر و باند ناچالصی حامل های اسپین پایین تیزتر شده و در حالت، مغناطش کامل $m=1$ ، باند ناچالصی حامل های اسپین صفر است. در شکل ۲، مشاهده می کنیم که پیک جذب اپتیکی برای حامل های اسپین بالا و پایین با تغییر مغناطش رفتار متفاوتی نشان می دهند. با افزایش مغناطش پیک جذب برای حامل های اسپین بالا نسبت به حامل های اسپین پایین در انرژی های بالاتری اتفاق می افتد. طف جذب اپتیکی در شکل ۳، گویای این واقعیت است که با افزایش غلظت، بدلیل توزیع تصادفی یون های منگنر و افت و خیز اسپین های جایگزیده، جذب در انرژی های پایین تر اتفاق می افتد.

مراجع

- [1] J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [2] H. Ohno, *science* **281**, 951 (1998).
- [3] G. Rickayzen, "Green Functions & Condensed Matter", Academic press (1980).
- [4] P. Soven, *Phys. Rev.* **156**, 809 (1966).
- [5] M. Takahashi, *Phys. Rev. B* **60**, 15858 (1999).
- [6] M. Takahashi, *Phys. Rev. B* **70**, 035207 (2004).
- [7] A. Gonis, *Green Functions for Ordered and Disordered Systems* (North- Holland, Amsterdam) Studies in Mathematical Physics, Vol. 4, (1992).
- [8] M. Takahashi, *Phys. Rev. B* **55**, 6950 (1997).
- [9] Y. Onodera, and Y. Toyozawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **24**, 341 (1968).

ایجاد ساختار در اثر خشک شدن یک لایه نازک از سیال پیچیده

عبدی، مجید^۱، حبیبی، مهدی^۱

^۱دانشگاه تحصیلات تکمیلی در علوم پایه زنجان

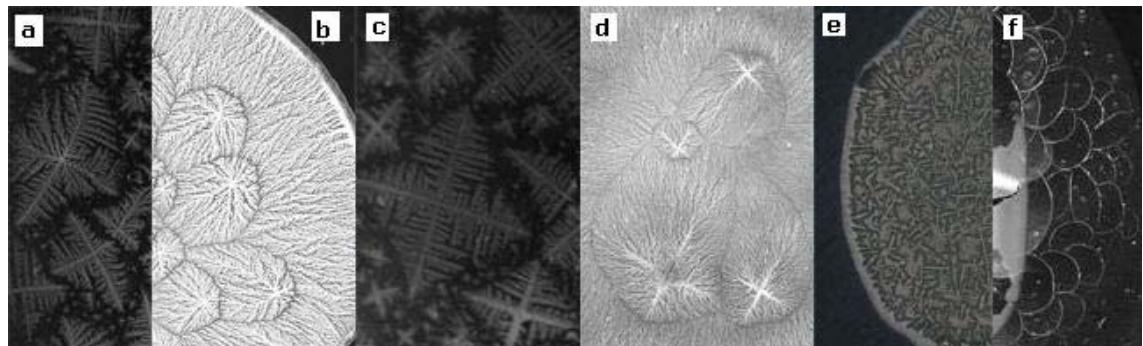
چکیده

در این مقاله به بررسی تجربی ایجاد ساختار در اثر تبخیر از یک لایه نازک شامل آب، نمک طعام (کلرید سدیم) و نشاسته برروی سطح شیشه می‌پردازیم. نتایج نشان می‌دهد که ساختارهای ایجاد شده به غلظت نمک و نشاسته و همچنین سرعت تبخیر وابسته اند و با تغییر این پارامترها می‌توان اشکالی شبیه به ساختارهای DLA و یا ساختارهای خود مشابه و همچنین ساختارهای رودخانه‌ای مشاهده نمود. محاسبه بعد فرکتالی برخی از این ساختارها نشان می‌دهد که بعد فرکتالی از غلظت نمک طعام مستقل است.

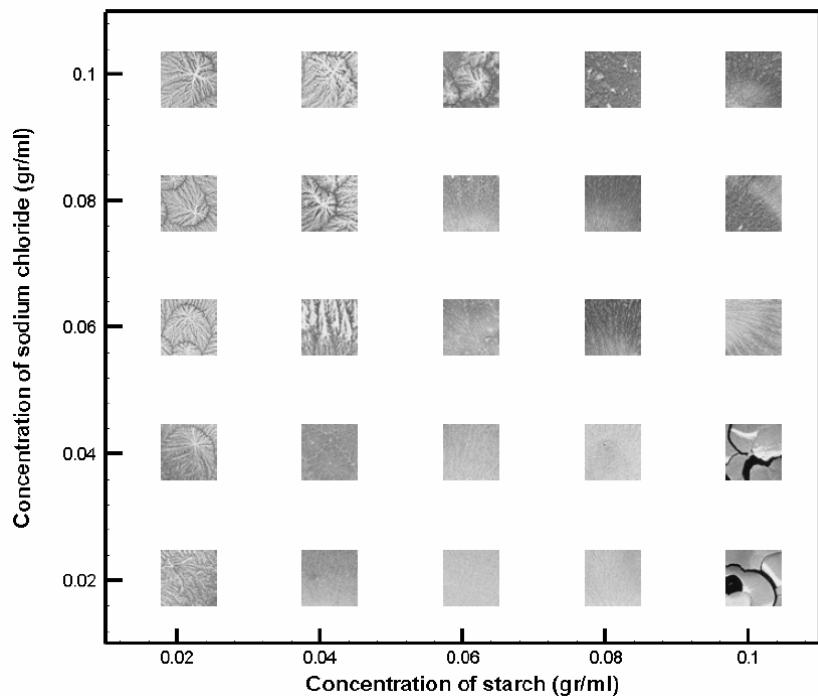
ایجاد ساختار در اثر تبخیر از لایه‌های نازک سیال مسئله‌ای قدیمی است. گاهی ترناکنندی سطح منشاء ایجاد چنین ساختارهایی است [۵-۱]. در سالهای اخیر توجه زیادی به مسئله ایجاد ساختار در اثر تبخیر قطرات سیال شامل ذرات معاق و یا نمکهای محلول در آن نیز شده است [۶-۹]. بطورکلی در این مسائل ترکنندگی و تبخیر تاثیر مهمی در ایجاد ساختار دارند ولی از آنجا که مکانیسم این فرایندها پیچیده است هنوز فیزیک چنین پدیده‌هایی بطور دقیق شناخته نشده‌اند.

اگر شما سیب زمینی را با کمی آب و نمک در مایکروفر در یک ظرف شیشه‌ای بپزید و ظرف آن را که شامل کمی نمک آب و نشاسته است رها کنید بعد از تبخیر آب ته ظرف ساختارهای بسیار زیبا و متنوعی دیده می‌شود که در شکل (۱a) مشاهده می‌کنید. زیبایی اشکال ایجاد شده انگیزه خوبی است برای بررسی چگونگی ایجاد این ساختارها. برای بررسی سیستماتیک این پدیده ابتدا مقدار مشخصی نمک طعام خالص را در مقداری آب مقطر حل کرده و تا ۹۰ درجه سانتی گراد گرم می‌کنیم. سپس پودر نشاسته خوراکی را در آن حل کرده و چند دقیقه در حمام آب ۹۰ درجه هم می‌زنیم تا سیال همگن و لزجی بدست آید. سیال را به آرامی سرد کرده تا به دمای اتاق برسد. سپس حجم مشخصی از سیال را روی سطح شیشه می‌ریزیم بطوریکه مساحت مشخصی را پوشاند. سطح شیشه برای این سیال ترکننده است و سیال از روی سطح جمع نمی‌شود. سیال را رها می‌کنیم تا تبخیر صورت گیرد. برای کنترل سرعت تبخیر می‌توانیم بر روی شیشه پوششی پلاستیکی شامل تعدادی روزنه قرار دهیم افزایش روزنه‌ها سرعت تبخیر را افزایش می‌دهد. با این روش می‌توانیم اثر سرعت تبخیر بر روی شکل ساختارها را مشاهده کنیم. در تمام مدت آزمایش دما تقریباً برابر با دمای اتاق (حدود ۲۵ درجه سانتی گراد) است. برای بررسی اثر غلظت نمک و نشاسته شش سری آزمایش صورت گرفت و در هر سری در یک غلظت ثابت نمک غلظت نشاسته بین ۰/۰۵ تا ۰/۰۵ گرم بر لیتر تغییر داده شد. در غلظت‌های بالاتر از ۲ گرم بر لیتر ساختارها تغییر چندانی نمی‌کردند. در مجموع در این شش سری آزمایش غلظت نمک بین ۰/۱ تا ۱ گرم بر لیتر تغییر داده شد. نتایج این آزمایشات در نمودار شکل ۲ بصورت یک فضای فاز با پارامترهای غلظت نمک و غلظت نشاسته نشان داده شده است.

عموماً ساختارها از لبه شروع به ایجاد و پیشروعی به سمت مرکز می‌کنند. البته به ازای غلظتهاهای بین ۰/۰۴ تا ۰/۰۵ گرم بر لیتر برای نشاسته هایی نیز در قسمت داخلی ایجاد می‌گردد و شروع به رشد می‌کنند (شکل ۱b). این ساختارها عمدها دو نوع اند نوع اول که در غلظت‌های پایین تر نشاسته نسبت به نمک ایجاد می‌شوند ساختارهای صلیب شکلی هستند که حول هسته‌ها ایجاد شده و شاخه‌های آنها نیز بر این صلیب عمودند. در این حالت با افزایش غلظت نمک یک بلور مکعبی نمک در مرکز هسته بوجود آمده که صلیب در قطر آن قرار دارد و در بیرون از آن شاخه‌ها عمود بر هم و عمود بر راستای صلیب اند (شکل ۱c). در غلظت کمتر نمک ساختارهای شبیه به DLA حول هسته‌ها ایجاد می‌شود (شکل ۱b). همانطور که گفته شد نتایج تغییر سرعت تبخیر نیز بر شکل ساختارها اثر دارد. افزایش سرعت تبخیر باعث افزایش تعداد هسته‌ها می‌گردد در نتیجه ما تعداد زیادی هسته داریم که در کنار هم قرار گرفته اند و بعلت سرعت بالای تبخیر فرصت رشد نداشته اند و در نتیجه ساختارهای

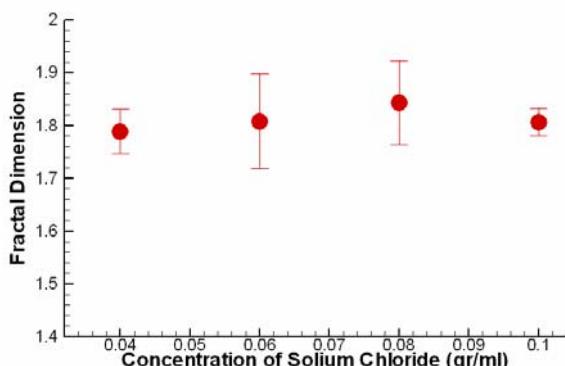


شکل ۱: ساختارهای ایجاد شده در اثر خشک شدن لایه نازک آب، نشاسته و نمک طعام در غلظتها و شرایط متفاوت.



شکل ۲: فضای فاز مسئله با پارامترهای غلظت نمک و غلظت نشاسته، سرعت تبخیر برای همه نمونه‌ها یکسان است.

یک چیدمان اپتیکی شامل یک میکروسکوپ و یک دوربین CCD امکان تهیه فیلم از ایجاد ساختارها در حین تبخیر را نیز فراهم می‌کرد. با اسکن ساختارها بوسیله اسکنر توانستیم تصاویری با ریزولوشن بسیار بالا از ساختارها داشته باشیم و با کمک این تصاویر همچنین توانستیم پارامترهای چون بعد فرکتالی ساختارها را حساب کنیم. برای محاسبه بعد فرکتالی از روش معروف شمارش جعبه و نرم افزار ImageJ استفاده نمودیم. قبل از دادن تصویر به نرم افزار لازم بود تصویر را به تصویر سیاه و سفید (باينری) تبدیل کنیم برای این منظور نیز از نرم افزار ImageJ کمک گرفتیم. در نمودار شکل ۳ بعد فرکتالی محاسبه شده از تصاویر برای ۴ نمونه در غلظت‌های متفاوت نمک و غلظت ثابت نشاسته رسم شده است. در محدوده دقیق محاسبه می‌توان نتیجه گرفت که بعد فرکتالی ساختارها مستقل از غلظت نمک و برابر با $1/8$ می‌باشد.



شکل ۳: بعد فرکتالی ساختار ها در غلظت ثابت نشاسته بر حسب تغییر غلظت نمک.

در بسیاری از مسایل مشابه تغییر نوع نمک باعث تغییر نوع ساختارها در پدیده خشک شدن می شود بخصوص وقتی نوع بلور نمک تغییر می کند [۹]. برای بررسی اثر نوع نمک ما آزمایشات خود را با دو نمک کلرید پتاسیم و سولفات سدیم تکرار کردیم ولی هیچگونه ساختارهای جالب توجهی مشاهده نکردیم.

نتیجه گیری

پارامترهای موثر در ایجاد ساختار در اثر خشک شدن لایه نازک از نشاسته و نمک طعام غلظت هردو و همچنین سرعت تبخیر است. تغییر غلظت نمک و نشاسته عمدتاً باعث ایجاد دو نوع ساختار می گردد که یکی نسبتاً منظم با شاخه های عمود بر هم است و دیگری ساختاری نسبتاً بی نظم با شاخه های شبیه به ساختارهای DLA است. سرعت تبخیر باعث کوچک شدن اندازه شاخه ها می گردد ولی نوع آنها را عوض نمی کند. بعد فرکتالی ساختارهای DLA شکل تقریباً برابر $1/8$ است و از غلظت نمک مستقل می باشد.

نویسنده‌گان از آقایان حسین فضلی، دنیل بن و میر فائز میری بخاطر پیشنهادات ارزنده ایشان کمال سپاسگزاری را دارند.

مرجع‌ها

1. N. Samid-Merzel, S. G. Lipson, and D. S. Tannhauser, *Phys. Rev. E* **57**, 2906 (1998).
2. A.V. Lyushnin, A. A. Golovin, and L. M. Pismen, *Phys. Rev. E* **65**, 021602 (2002).
3. U. Thiele, *Eur. Phys. J. E* **12**, 409 (2003).
4. E. Pauliac-Vaujour et. al. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 176102 (2008).
5. L.V. Govor, G. Reiter, and G. H. Bauer, *Phys. Rev. E* **74**, 061603 (2006).
6. Robert D. Deegan et al. *Phys. Rev. E* **62**, 756 (2000)
7. Jun Xu, Jianfeng Xia, and Zhiqun Lin, *Angew. Chem., Int. Ed.* **46**, 1860 (2007)
8. J. Huang, F. Kim, A. R. Tao, S. Connor, and P. Yang, *Nat. Mater.* **4**, 896 (2005).
9. Noushine Shahidzadeh-Bonn et. al. *Langmuir* **24**, 8599-8605, (2008).

تغییر خواص نوری سیلیکون ریزساختار شده تحت تابش لیزر اگزاپر SF₆ آرگون-فلوراید در محیط گاز

کریمی خفری، محبوبه^۱ بصام، محمدامین^۲ سجاد، بتول^۳ صبوری دودران، امیر عباس^۴

^{۱,۲}دانشگاه پیام نور- مرکز تهران، ^۳دانشگاه صنعتی مالک اشتر- پردیس تهران، ^۴دانشگاه الزهرا

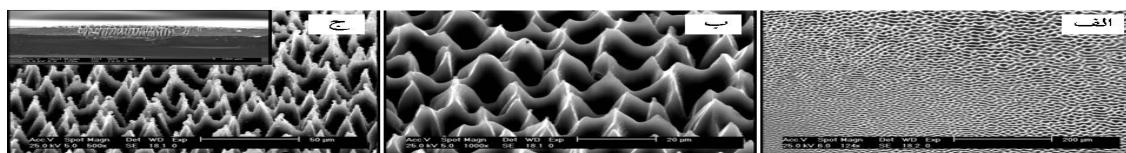
چکیده

با تابش لیزر اگزاپر آرگون-فلوراید (193nm) بر سطح ویفر سیلیکون ($>100\text{p}, 285\Omega\text{cm}$) در مجاورت گاز SF₆ ریزساختارهای مخروطی شکل منظمی ایجاد می‌شود. در این کار، روند شکل‌گیری ریزساختارها با افزایش پالس‌های لیزر و تغییر شکل ظاهری آن‌ها با تغییر محیط گازی برهم‌کنش بررسی شده و ضرایب بازتاب سطحی و جانب سیلیکون ریزساختار شده و اثر ناخالصی‌های سولفور و فلورور نفوذ یافته در شبکه جامد در طول تابش دهی، بدست آمده است.

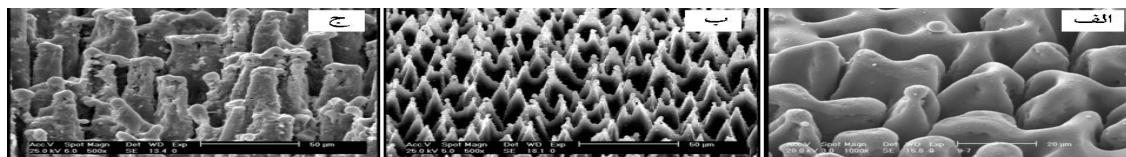
سیلیکون شایع‌ترین نیمه‌رسانا در میکروالکترونیک و فوتونیک است و مقادیر زیاد آن با قیمتی ناچیز در دسترس صنایع قرار دارد. سیلیکون دارای گاف انرژی $eV = 1.07$ است و قابلیت آشکارسازی مؤثر نور مرئی و تبدیل نور خورشید به الکتریسیته را دارد. اما این ماده بدلیل داشتن گاف انرژی غیرمستقیم، یک تابش گر ضعیف است و نمی‌تواند برای آشکارسازی طیف وسیعی از طول‌موج‌های بلند مورد استفاده قرار گیرد. رشد ریزساختارهای سیلیکونی بهنگام اصلاح سطح توسط تابش لیزر از جمله روش‌هایی است که در جهت تغییر میزان بازتاب و جذب سیلیکون و رفع ناقص این ماده برای مصارف جدیدتر در صنعت اپتوالکترونیک همچون سلول‌های خورشیدی، آشکارسازهای نوری فروسرخ و حساسه‌ها صورت می‌گیرد [۱-۴]. سازوکار برهم‌کنش نور با سطح ماده و در نتیجه هندسه سطح و خواص آرایه ایجاد شده به عوامل گوناگونی چون مشخصات ماده تحت تابش، طول موج، پهنا، انرژی و تعداد پالس لیزر و همچنین نوع و فشار گاز محیط برهم‌کنش وابسته است [۵-۷]. لیزرهایی با پهنا پالس نانوثانیه و چگالی انرژی $J/cm^2 = 1-5$ ریزساختارهای منظمی بر بالای سطح اولیه ایجاد می‌کنند. تولید این ساختارها با فرآیندهای مختلفی شامل ذوب سطحی، ایجاد طرح موجی شکل، تبخیر و کندگی مواد، ایجاد پلاسمای شدید و در نهایت بازنیزینی ذرات بر روی سطح اولیه همراه است [۵, ۶]. استفاده از گازهای هالوژن دار همچون SF₆، مخروطهای تیز، بلند و منظمی روی سطح ایجاد می‌کند در حالی‌که در خلاء و یا گازهای غیرواکنش‌گر، ساختارها پخ، کوتاه و نامنظم هستند [۱, ۲].

ویفر سیلیکون $p < 100\text{p}$ با مقاومت ویژه $285\Omega\text{cm}$ ، بطور عمودی توسط پرتو لیزر اگزاپر آرگون-فلوراید با طول موج 193nm ، پهنا پالس 25ns (FWHM)، چگالی انرژی $J/cm^2 = 25$ و نرخ تکرار پالس 5Hz درون محفظه خلاء، پرتودهی می‌شود. پرتو لیزر دارای پروفایل فضایی گوسی و مقطع مستطیلی است و توسط یک عدسی کوارتز با فاصله کانونی 9cm متتمرکز شده است. محفظه خلاء از طریق پمپ خلاء تا فشار اولیه $mbar = 10^{-5}$ تخلیه شده و سپس گاز SF₆ از طریق یک شیر سوزنی، فشار محفظه را به مقدار $mbar = 500-800$ تغییر می‌دهد. بعد از پرتودهی تغییرات ریخت سطح با استفاده از تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)، تغییر ترکیبات شیمیایی لایه سطحی و میزان نفوذ ناخالصی‌ها توسط آنالیزگر انرژی پراش اشعه ایکس (EDAX) و تغییر میزان بازتاب و جذب ماده توسط یک طیف نگار نوری و مشخصات کریستالی آن توسط الگوی پراش اشعه ایکس (XRD) بررسی شده است.

در شکل (۱) روند شکل‌گیری ریزخروط‌های سیلیکونی با افزایش تعداد پالس لیزر اگزاپر، در محیط گاز SF₆ در فشار $mbar = 500$ نشان داده شده است. سطح سیلیکون با دریافت چندین پالس اولیه ذوب شده و بدلیل سردشدن سریع مواد در فواصل بین پالس‌ها، طرح موجی شکل بر روی سطح ایجاد می‌شود. با ادامه تابش دهی، فوتون‌های پرتو لیزر در میان ناهمواری‌های روی سطح به تله افتاده و در اثر بازتاب‌های متوالی در میان آن‌ها، باعث کندگی بیشتر دیواره‌ی ناهمواری‌ها و در نتیجه تیزشدن نوک ساختارها می‌شوند. ذرات کنده شده از میان ناهمواری‌ها، به همراه مولکول‌های گاز محیط که در اثر دریافت پالس‌های لیزر و برخورد با ذرات سطح شکسته شده‌اند، پلاسمای شدیدی بر بالای سطح ایجاد می‌کنند. بدلیل آزاد شدن فلورین در اثر شکست مولکول SF₆

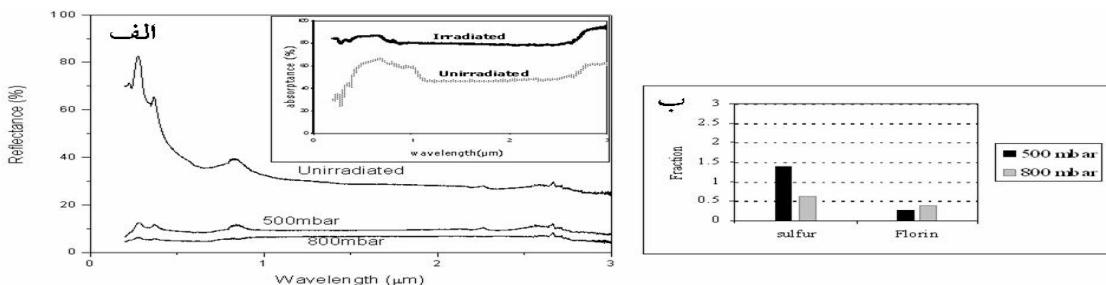


شکل ۱: روند شکل‌گیری ریزساختارها بر بالای سطح اولیه سیلیکون در محیط گاز SF_6 در فشار 800 mbar پس از پرتودهی با 500 eV پالس لیزر (ج)



شکل ۲: ریزساختارهای تشکیل شده بر سطح سیلیکون با تابش 1000 eV با چگالی 800 mbar در محیط (الف) گاز آرگون با $800 \text{ cm}^2/\text{mbar}$ و (ب) خلاء 800 mbar در فشار SF_6

بدلیل حضور ریزساختارها بر روی سطح، ضرایب نوری آن دستخوش تغییر می‌شود. شکل (۲-الف) کاهش بازتاب نور را از سطح دو نمونه رشد یافته در گاز SF_6 در فشارهای 500 و 800 میلی‌بار نسبت به نمونه اولیه، در بازه طیفی $200-3000$ نانومتر نشان می‌دهد. میزان جذب نور در سیلیکون ریزساختار شده در فشار 800 mbar نیز در بخش بالایی آورده شده است. برای طول موج های پایین‌تر از گاف انرژی سیلیکون ($1/1\mu\text{m}$)، بدلیل حضور ریزساختارها بر سطح و افزایش احتمال به تله‌افتادن فوتون‌ها و بازتاب‌های مکرر آن‌ها در میان ریزمحروط‌ها، میزان بازتاب نور کاهش و در نتیجه جذب افزایش می‌یابد. با توجه به نمودار جذب سیلیکون قبل از تابش دهی و پس از آن مشاهده می‌شود که گاف انرژی سیلیکون ریزساختار شده به طول موج کوتاه‌تری انتقال یافته است. این امر نشان می‌دهد که در اثر تابش لیزر و رشد ریزساختارهای سطحی، گاف انرژی سیلیکون پهن‌تر شده است. جذب سیلیکون تابش ندیده در طول موج‌های بیشتر از گاف انرژی ($1/1\mu\text{m}$)، بسیار کم و بازتاب آن شدید است. اما پس از تابش دهی میزان جذب در این ناحیه به حدود 80 درصد ارتقاء می‌یابد. نمودار ستونی شکل (۲-ب)، میزان ناخالصی‌های سولفور و فلوئور را در لایه سطحی سیلیکون تابش دیده نشان می‌دهد. این ناخالصی‌ها که در حین تابش دهی، در اثر شکسته شدن مولکول‌های گاز SF_6 توسط لیزر تولید و در شبکه جسم جامد جای گرفته‌اند، باندهای جدیدی در گاف انرژی سیلیکون ایجاد کرده و باعث افزایش جذب در ناحیه انرژی‌های کم‌تر از گاف انرژی می‌شوند. بخوبی دیده می‌شود که هم‌زمان با کاهش بازتاب سطحی در اثر افزایش فشار گاز محیط برهم‌کنش، میزان نفوذ ناخالصی سولفور و فلوئور هردو کاهش یافته است اما افت غلظت برای سولفور بیشتر است. در فشار 800 mbar میزان فلوئور بیشتر از سولفور است و این امر نشان می‌دهد که، بر خلاف گزارش‌های قبلی موجود [۲، ۳]، که بر نقش ناخالصی سولفور تأکید کرده‌اند، فلوئور در جذب نور نقش مؤثرتری ایفا می‌کند. الگوی پراش اشعه ایکس این نمونه نیز حضور فلوئور را شدیدتر از سولفور نشان می‌دهد. همچنین نتیجه حاصل از این آنالیز بخوبی نشان می‌دهد که صفحه کریستالی سیلیکون بعد از تابش دهی تغییر نکرده و همان



، در کنار نمودار جذب نمونه شکل گرفته در SF_6 شکل ۳: (الف) نمودار بازتاب سطحی ریزساختارهای شکل گرفته در دو فشار ۵۰۰ و ۸۰۰ میلی‌بار گاز و ب) میزان نفوذ ناخالصی سولفور و فلوئور در سیلیکون ریزساختار شده mbar فشار

نتیجه‌گیری

در این مقاله، روند تولید، شکل سطح و ضرایب بازتاب و جذب نوری ریزساختارهای سیلیکونی شکل گرفته تحت تابش پرتو لیزر اگرایمر ArF با پهنای پالس ۲۵ نانوثانیه در محیط خلاء و گازهای Ar و SF_6 در فشارهای مختلف بررسی شده است. نتایج نشان می-دهد که با افزایش فشار گاز SF_6 ارتفاع ریزساختارها بر روی سطح افزایش یافته و احتمال به تله افتادن فوتون‌ها در میان ریزساختارها بیشتر شده و میزان جذب در انرژی‌های بالای گاف انرژی بیشتر می‌شود. در ناحیه زیر گاف، بدلیل نفوذ ناخالصی‌های سولفور و فلوئور در لایه سطحی در حین تابش دهی، میزان بازتاب کاهش و جذب افزایش می‌یابد. مطالعات قبلی [۲، ۳] بر تأثیر حضور ناخالصی سولفور در افزایش جذب تأکید دارند اما در این پژوهش مشخص شد که نفوذ فلوئور در این پدیده نقش مؤثرتری دارد.

مرجع‌ها

1. M.A.Bassam, P.Parvin, B.Sajad, A.Moghimi, H.Coster, *Appl.Surf.Sci*, **254**(2008)2621
2. R.Younkin, J.E.Carey, E.Mazur, J.A.Levinson, C.M.friend, *J.Appl. Phys*, **93**, (2003)2626.
3. J.E.Carey, C.H.Crouch, M.Chen, E.Mazur, *Opt.Lett*, **30**(2005)1773.
4. C.H.Crouch, J.E.Carey, M.Chen, E.Mazur, E.Y.Genin, *Appl.Phys.A*, **79**(2004)1635.
5. D.H.Lowndes, J.D.Fowlkes, A.J.Pedraza, *Appl.Surf.Sci*, **154-155**(2000)647.
6. J.Zhu, G.Yin, M.Zhao, D.Chen, L.Zhao, *Appl.Surf.Sci*, **245**(2005)102.
7. J.T.Zhu, Y.F.shen, W.Li, X.Chen, G.Yin, D.Y.Chen, L.Zhao, *Appl.Surf.Sci*, **252**(2006)2752.

بررسی اثر زمان واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون لایه ویتنگ، تراز پایه و تراز

برانگیخته در لیزرهای نقطه کوانتومی خودسامانی InGaAs/GaAs

میثم کشیری؛ اسفندیار رجایی

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

با حل معادلات آهنگ لیزر نقطه کوانتومی InGaAs/GaAs به روش رانگ-کوتا مرتبه چهارم و تحلیل آن اثر طول عمر واهلش بین ترازی را بر احتمال اشغال الکترون لایه ویتنگ (WL)، تراز پایه و تراز برانگیخته مورد بررسی قرار می‌گیرد.

معادلات آهنگ

لیزرهای نیمه‌رسانای نقطه کوانتومی به دلیل داشتن مزایایی از قبیل جریان آستانه پایین، عملکرد مستقل از دما در گستره دمایی وسیع، پهنانی باند مدولاسیون سیگنال کوچک وسیع، چرپ (chirp) پایین [۱] و گسیل طولی موجی که برای کاربردهای مخابراتی مناسب است (۱/۵۵ و ۱/۳ میکرومتر) [۲] و پتانسیل برای پاسخ دینامیکی سریع [۳] نسبت به لیزرهای چاه و سیم کوانتومی برتری دارند. برای بهبود عملکرد لیزرهای نقطه کوانتمی باید توجه زیادی برای بررسی دینامیک حامل‌ها در ناحیه فعل این نوع لیزرها صرف شود. بهویژه چگونگی تأثیر واهلش بین ترازی بر کارآیی لیزرها QD برای طراحی قطعه بسیار مهم است. در اینجا یک مدل معادلات آهنگ نسبتاً جامع را برای توصیف توزیع حامل‌ها و واهلش‌های مختلف در یک لیزر نقطه کوانتومی گسترش می‌دهیم. این مجموعه معادلات آهنگ عبارتند از [۴]:

$$\frac{df_{eWL}}{dt} = \frac{\eta_w J}{eN_c} - \frac{f_{eWL}}{\tau_{en}^{W \rightarrow S}} - \frac{f_{eWL}(1-f_{eES})}{\tau_{en}^{W \rightarrow E}} + \frac{4N_d}{N_c} \frac{f_{eES}(1-f_{eWL})}{\tau_{en}^{E \rightarrow W}} - \frac{f_{eWL}f_{pWL}}{\tau_{rW}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{df_{eES}}{dt} &= \frac{N_c}{4N_d} \frac{f_{eWL}(1-f_{eES})}{\tau_{en}^{W \rightarrow E}} - \frac{f_{eES}(1-f_{eWL})}{\tau_{en}^{E \rightarrow W}} - \frac{f_{eES}(1-f_{eGS})}{\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G}} \\ &- 3s_{ES}(f_{eES} + f_{pGS} - 1) + \frac{f_{eGS}(1-f_{eES})}{2\tau_{en}^{G \rightarrow E}} - \frac{6f_{eES}f_{pGS}}{\tau_{rE}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{df_{eGS}}{dt} = \frac{2f_{eES}(1-f_{eGS})}{\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G}} - \frac{f_{eGS}(1-f_{eES})}{\tau_{en}^{G \rightarrow E}} - 3s_{ES}(f_{eES} + f_{pGS} - 1) - \frac{6f_{eGS}f_{pGS}}{\tau_{rG}}, \quad (3)$$

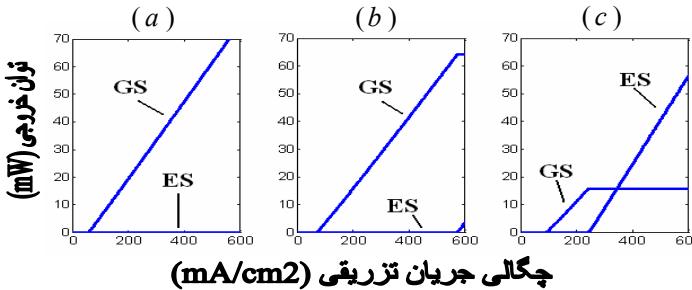
$$\begin{aligned} \frac{df_{pGS}}{dt} &= \frac{N_v}{6N_d} \frac{f_{pWL}(1-f_{pGS})}{\tau_{ep}^{W \rightarrow G}} - \frac{f_{pGS}(1-f_{pWL})}{\tau_{ep}^{G \rightarrow W}} \\ &- \frac{2f_{pGS}f_{eGS}}{\tau_{rG}} - \frac{4f_{pGS}f_{eES}}{\tau_{rE}} - s_{GS}(f_{eGS} + f_{pGS} - 1) - 2s_{ES}(f_{eES} + f_{pGS} - 1) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{ds_{GS}}{dt} = \frac{6N_d}{S_{GS0}} s_{GS}(f_{eGS} + f_{pGS} - 1) + \beta \frac{f_{eGS}f_{pGS}}{\tau_{rG}} \frac{12N_d}{S_{GS0}} - \frac{s_{GS}}{\tau_{pG}}, \quad (5)$$

$$\frac{ds_{ES}}{dt} = \frac{12N_d}{S_{ES0}} s_{ES}(f_{eES} + f_{pGS} - 1) + \beta \frac{f_{eES}f_{pGS}}{\tau_{rE}} \frac{24N_d}{S_{ES0}} - \frac{s_{ES}}{\tau_{pE}} \quad (6)$$

$$\frac{N_v f_{pWL}}{2N_d} + 3f_{pGS} = \frac{N_c f_{eWL}}{2N_d} S_{ES} + f_{eGS} + 2f_{eES} \quad (V)$$

این معادلات آهنگ به روش رانگ-کوتا مرتبه چهارم حل و مورد تحلیل قرار می‌گیرد. شکل ۱ توان خروجی حالت پایا لیزر را به صورت تابعی از چگالی جریان تزریقی \dot{J} برای زمان‌های واهلش نشان می‌دهد. در مورد واهلش سریع $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2ps$ حاملها سریعاً از تراز برانگیخته در تراز پایه قرار می‌گیرند و به طور تابشی بازترکیب می‌شوند بنابراین لیزرهای تراز برانگیخته حتی با حصول چگالی جریان تزریق شده نسبتاً بزرگ صورت نمی‌گیرد. وقتی واهلش بین ترازی کندر می‌شود، حامل‌های گیرانداخته شده در تراز برانگیخته نمی‌توانند فوراً در تراز پایه قرار گیرند و در تراز برانگیخته تجمع می‌یابند. بنابراین گسیل القایی از تراز برانگیخته با فرآیند واهلش بین ترازی کندر رقابت می‌کند.



شکل ۱: توان خروجی لیزرهای GS و ES به صورت تابعی از چگالی جریان تزریقی برای طول کاواک ۳mm وقتیکه

$$\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 30ps \quad (c) \quad \tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10ps \quad (b) \quad \tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2ps \quad (a)$$

در شکل(a) اثر طول عمر واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون در لایه ویتنگ (WL) برای طول کاواک $l = 3mm$ و $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2, 10, 30, 50 ps$ نشان داده شده است. به طور کلی آشکار است که فرآیند واهلش بین ترازی کندر در احتمال بیشتر اشغال الکترون لایه ویتنگ روی می‌دهد. به عبارت دیگر بازدهی تزریق جریان ES کوچکتر. به نظر می‌رسد که وقتی فرآیند واهلش نسبتاً سریع است ($\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2ps$) احتمال به طور تقریباً خطی با افزایش چگالی جریان تزریقی افزایش می‌یابد.

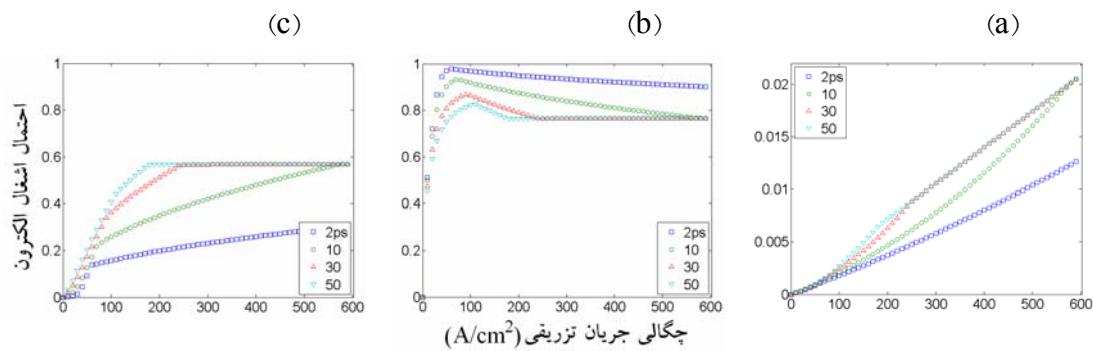
چیزی که جالب توجه است این است که برای فرآیندهای واهلش کندر ($\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10, 30, 50 ps$) وقتی که چگالی جریان تزریقی از چگالی جریان اشباع لیزرهای حالت پایه فراتر می‌رود ($j = 575 A/cm^2$) $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10ps$ و $j = 240 A/cm^2$ برای $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 30ps$ احتمال اشغال تقریباً با مورد $50ps$ علی‌رغم اختلاف بزرگ در آهنگ واهلش همپوشانی می‌کند. یعنی تهی‌سازی الکترون حالت پایه به واسطه گسیل القایی واحد زمان تقریباً با گیراندازی الکترون‌ها از حالت برانگیخته در حین واهلش بین ترازی در توازن است. پس اگرچه چگالی جریان تزریقی افزایش می‌یابد آهنگ مصرف حامل‌ها در حالت پایه تقریباً ثابت باقی خواهد ماند و حامل‌های اضافی که به مخزن ویتنگ (WL) تزریق شده‌اند تقریباً مستقل از حالت پایه خواهند شد. در نتیجه تأثیر آهنگ بزرگ واهلش بین ترازی مختلف در این حالت بر احتمال اشغال الکترون WL جزئی می‌شود.

در شکل(b) اثر طول عمر واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون حالت پایه برای $l = 3mm$ و $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2, 10, 30, 50 ps$ نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می‌شود برای مورد واهلش بین ترازی سریع $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2ps$ در جریان‌های بالای جریان آستانه، احتمال اشغال الکترون تراز پایه نزدیک به یک است زیرا در مورد واهلش بین ترازی سریع حامل‌ها می‌توانند سریعاً از تراز برانگیخته در تراز پایه قرار گیرند و به طور تابشی بازترکیب شوند. با افزایش زمان واهلش برای مورد $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10, 30, 50 ps$ مشاهده می‌کنیم که احتمال اشغال الکترون تراز پایه کاهش می‌یابد. این به این خاطر است که وقتی واهلش بین ترازی کندر می‌شود حامل‌های گیرانداخته شده در ES نمی‌توانند فوراً در GS قرار گیرند و در ES مجتمع می‌شوند. نکته جالب توجه این است که احتمال اشغال الکترون تراز پایه در $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 50ps$ با مورد $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10, 30 ps$ وقتی که لیزرهای GS در آنها به حالت اشباع می‌رسد علی‌رغم اختلاف بزرگ در آهنگ واهلش همپوشانی می‌کند. این به این خاطر است که در

شکل(۲) اثر طول عمر واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته را برای $l=3mm$ و $\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 2, 10, 30, 50 ps$ نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش طول عمر واهلش بین ترازی باعث افزایش احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته می‌شود. چون وقتی واهلش بین ترازی کنتر کنتر می‌شود حامل‌های گیر انداخته شده در تراز برانگیخته نمی‌توانند فوراً در تراز پایه قرار گیرند و در تراز برانگیخته مجتمع می‌شوند بنابراین احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته افزایش خواهد یافت. ضمناً مشاهده می‌کنیم که احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته برای طول عمر واهلش‌های بزرگ مانند خواهد یافت.

نمی‌توانند فوراً در تراز پایه قرار گیرند و در تراز برانگیخته مجتمع می‌شوند بنابراین احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته افزایش خواهد یافت. ضمناً مشاهده می‌کنیم که احتمال اشغال الکترون حالت برانگیخته برای طول عمر واهلش‌های بزرگ مانند

$$\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 10, 30 ps$$

$$\tau_{relaxn}^{E \rightarrow G} = 50 ps$$


شکل ۲ احتمال اشغال بر حسب چگالی جریان تزریقی برای تراز (a) ویتنگ (b) تراز پایه (c) تراز برانگیخته

نتیجه گیری

به طور خلاصه با حل معادلات آهنگ لیزر نقطه کوانتمی InGaAs/GaAs به روش رانگ-کوتا مرتبه چهارم اثر طول عمر واهلش بین ترازی بر احتمال اشغال الکترون لایه ویتنگ تراز پایه و تراز برانگیخته مورد بررسی قرار گرفته و نشان داده شد که واهلش بین ترازی سریع به احتمال اشغال پایین‌تر در تراز برانگیخته و لایه ویتنگ و احتمال اشغال بالاتر در تراز پایه منجر می‌شود. همچنین نشان داده شد که برای طول عمر واهلش‌های بین ترازی بزرگ در چگالی جریان‌های بالاتر از چگالی جریان اشباع احتمال اشغال الکترون در لایه ویتنگ، تراز پایه و تراز برانگیخته تقریباً از طول عمر واهلش بین ترازی مستقل می‌شود.

مرجع‌ها

1. G. park, et al, IEEE Photon Technol. Lett. 13 (2000).
2. A. Markus et all, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 9, 1308 (2003).
3. W. W. Chow, et al IEEE Journal of Quntum Electronic, Vol.41, No.4, April (2005).
4. Y.H.Chen, et all, Physica E 39 203-208 (2007).

بررسی طیف نور-گسیل لیزرهای نقطه کوانتمی با اثر پهن شدگی همگن و دینامیک واهلش حامل

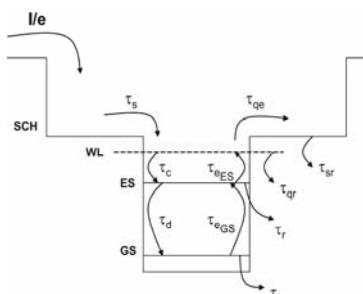
محمد رضا منصوری^۱، اسفندیار رجایی^۱

^۱دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

در این مقاله مشخصات دینامیکی لیزرهای نقطه کوانتمی $InAs/InP$ خودآراسته را بطور عددی شبیه سازی می کنیم. با درنظر گرفتن پهن شدگی همگن بهره نوری و دینامیک واهلش حامل به درون نقاط، معادلات آهنگ لیزر نقطه کوانتمی را با استفاده از روش رانگ-کوتا مرتبه چهار حل می کنیم. نشان می دهیم که افزایش پهن شدگی همگن بهره نوری تا جاییکه پهن شدگی همگن ونا همگن با یکدیگر برابر شوند منجر به بهبود مشخصه های دینامیکی نور-گسیل می شود همچنین افزایش طول عمر واهلش حامل ها به درون نقاط موجب کاهش پیک طیف نور-گسیل و توان خروجی می شود.

مواد نیمه رسانای نقطه کوانتمی، بدليل محدودیت حامل ها در سه بعد و چگالی حالت های شبیه دلتایی در حالت ایده آل، در دهه اخیر برای استفاده در لیزر دیودها و تقویت کننده های نوری مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت اند [۱]. لیزرهای نقطه کوانتمی، به دلیل جریان آستانه پایین، عملکرد مستقل از دما، بهره نوری بالا، کارایی کوانتمی و سرعت مدولاسیون بالا نسبت به سایر لیزرهای نیمه رسانا برتری دارند برای بهبود عملکرد لیزرهای نقطه کوانتمی تحلیل اثر پهن شدگی همگن و دینامیک واهلش حامل بر عملکرد لیزر کاملا ضروری است [۲]. در این مقاله طیف نور-گسیل لیزر نقطه کوانتمی $InAs / InP$ خودآراسته، شبیه سازی شده و اثرهای پهن شدگی همگن و واهلش حامل به نقاط کوانتمی بر مشخصه های دینامیکی لیزر نقطه کوانتمی مورد بررسی قرار می گیرد. شماتیک ساختار انرژی نوار هدایت لیزر نقطه کوانتمی مورد بررسی، و فرآیند واهلش حامل ها به حالت پایه (GS) نقاط بصورت زیر است.



شکل ۱: شماتیک ساختار انرژی نوار هدایت لیزر و فرآیند واهلش حامل ها به حالت پایه نقاط کوانتمی [۳].

معادلات آهنگ برای مدل تئوری ما بصورت زیر است [۳].

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_s}{\tau_s} - \frac{N_s}{\tau_{sr}} + \frac{N_q}{\tau_{qe}} \quad (1)$$

$$\frac{dN_q}{dt} = \frac{N_s}{\tau_s} + \sum_m \frac{N_{ESm}}{\tau_{eESm}} - \frac{N_q}{\tau_{qr}} - \frac{N_q}{\tau_{qe}} - \frac{N_q}{\tau_{c0}} \sum_m (1 - P_{ESm}) G_m \quad (2)$$

$$\frac{dN_{ESm}}{dt} = \frac{N_q G_m (1 - P_{ESm})}{\tau_{c0}} + \frac{N_{GSm} (1 - P_{ESm})}{\tau_{eGSm}} - \frac{N_{ESm}}{\tau_r} - \frac{N_{ESm}}{\tau_{eESm}} - \frac{N_{ESm}}{\tau_{d0}} + \frac{c\Gamma}{n_r} \sum_j g_{jmES} S_j \quad (3)$$

$m = 0, 1, \dots, M-1$

$$\frac{dN_{GSm}}{dt} = \frac{N_{ESm} (1 - P_{GSm})}{\tau_{d0}} - \frac{N_{GSm}}{\tau_r} - \frac{N_{GSm} (1 - P_{ESm})}{\tau_{eGSm}} + \frac{c\Gamma}{n_r} \sum_j g_{jmES} S_j \quad (4)$$

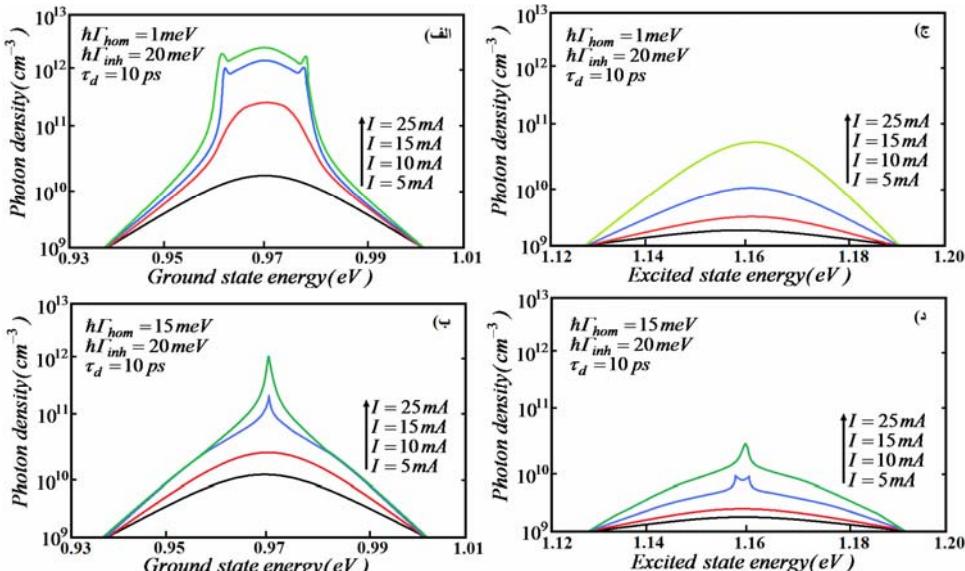
$m = 0, 1, \dots, M-1$

$$\frac{dS_{jES}}{dt} = \beta \frac{N_{ESm}}{\tau_r} - \frac{S_{jES}}{\tau_{pES}} + \frac{c\Gamma}{n_r} \sum_j (g_{jmES}) S_{jES} \quad (5)$$

$$\frac{dS_{jGS}}{dt} = \beta \frac{N_{GSm}}{\tau_r} - \frac{S_{jGS}}{\tau_{pGS}} + \frac{C\Gamma}{n_r} \sum_j (g_{jmGS}) S_{jGS} \quad (6)$$

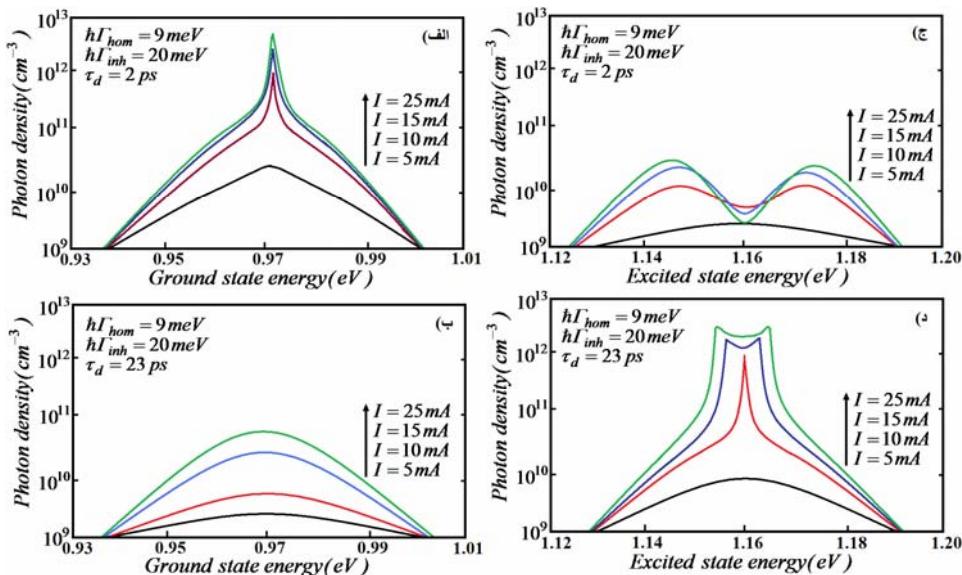
$j = 1, 2, \dots, M$

شکل ۲ طیف نور-گسیل شبیه سازی شده برای تمام پهنا در نصف ماکریم پهنا شدگی همگن مختلف ($\hbar\Gamma_{hom}$ ، را در جریان های تزریقی متفاوت نشان می دهد. در اینجا تمام پهنا در نصف ماکریم پهنا شدگی ناهمگن ($\hbar\Gamma_{inh}$) برابر با $20meV$ بواسطه افت و خیز اندازه نقاط کوانتمی و زمان واهلش حامل ها بدرون نقاط کوانتمی برابر با $\tau_d = 10ps$ در نظر گرفته شده است. با افزایش پهنا شدگی همگن برای حالت های پایه و برانگیخته (ES)، طیف لیزری باریک شده اما مقدار پیک طیف کاهش می یابد. وقتی که $\hbar\Gamma_{hom} = 1meV$ ، گسیل لیزری از بالای طیف گسیل خود به خودی همانطور که جریان افزایش می یابد، بالا می رود که منجر به گسیل پهنا لیزری در محدوده بیش از $30meV$ برای $I = 15mA$ در $\hbar\Gamma_{hom} = 1meV$ می شود. زیرا همه نقاطی که بهره بزرگتر از بهره آستانه دارند، لیزردی را بطور مستقل شروع می کنند [۴] در نتیجه طیف لیزردی گسترشده می شود. در جریان های کم حامل ها به مدهای مرکزی بهره بیشتری می دهند و با افزایش جریان، افزایش فوتون و بهره در مدهای کناری نسبت به مدهای مرکزی آهنگ بیشتری می یابد طیف ها به دو ماکریم که در کناره های آنها قرار دارند، شکافته می شوند و میزان بهره و توان مد مرکزی بدليل اشباع بهره حالت پایه کاهش می یابد. وقتیکه $\hbar\Gamma_{hom} = 15meV$ ، لیزردی در جریان بالا بوسیله فرآیند



شکل ۲: طیف نور-گسیل لیزر نقطه کوانتمی با مقدارهای متفاوت پهنا شدگی همگن در جریان های تزریقی مختلف برای ترازهای GS, ES

گسیل القایی منجر به خط بسیار باریکی که بوسیله مد مرکزی $M = m$ تعیین می گردد، می شود اغلب لیزردی تک مد حتی در جریان های بالاتر حفظ می شود. با افزایش پهنا شدگی همگن، طیف لیزری، فوتون ها را نه تنها از نقاط تشیدی بلکه از نقاط غیر تشیدی درون پهنا شدگی همگن تا نزدیکی پهنا شدگی ناهمگن عملکرد دینامیکی لیزر بهبود می یابد. شکل ۳ طیف نور-گسیل لیزر را برای زمان های متفاوت واهلش حامل ها به درون حالت پایه نقاط نشان می دهد در واهلش سریع ($\tau_d = 2ps$)، تعداد حامل های درون تراز ES در انرژی مد مرکزی کاهش می یابد چون به درون تراز پایه واهلش می یابند با افزایش جریان، GS به آستانه لیزردی می رسد و فوتون های تولید شده از طریق فرآیند گسیل القایی در مد مرکزی متشر شده و طیف گسیل باریک می شود. در واهلش کند ($\tau_d = 23ps$)، حامل ها در تراز ES ذخیره شده و با افزایش جریان، لیزردی از تراز ES شروع می شود همچنین با افزایش زمان واهلش، پیک طیف فوتون کاهش می یابد چون موجب افزایش مصرف حامل ها در لایه وتنگ (WL) از طریق فرآیندهای غیر تابشی می شود. در جریان های بالا لیزردی همزمان GS و ES مشاهده می شود.



شکل ۳: طیف نور-گسیل لیزر با زمان واهلش متفاوت حامل بدورون نقاط کوانتمی، در جریانهای تزربیقی مختلف برای ترازهای GS, ES

نتیجه گیری

در این مقاله یک مدل تئوری برای محاسبه طیف نور-گسیل لیزرهای نقطه کوانتمی $InAs / InP$ با در نظر گرفتن پهن شدگی همگن و دینامیک واهلش حامل بین ترازهای انرژی نشان داده می شود. شبیه سازی ها نشان می دهد با افزایش پهن شدگی همگن طیف لیزری باریک شده اما مقدار پیک طیف کاهش می یابد در پهن شدگی همگن پایین با افزایش جریان تزربیقی، افزایش فوتون ها در مدهای کناری نسبت به مد مرکزی آهنگ بیشتری می یابد ولی در پهن شدگی همگن بالا، لیزردی تک مد حتی در جریان های بالا نیز حفظ می شود. همچنین در واهلش سریع، تعداد حامل ها درون حالت ES در انرژی مد مرکزی کاهش می یابد چون بدورون تراز پایه واهلش می یابند از این رو لیزردی GS تک مد است. در واهلش کند، حاملها در تراز ES ذخیره شده، و در جریان بالا گسیل همزمان ES و GS شروع می شود. همچنین افزایش زمان واهلش، مقدار پیک طیف را کاهش می دهد چون تعداد حامل ها در تراز GS کاهش می یابد.

مراجع

1. M, Sugawara, H, Hatori, "Modeling room-temperature lasing spectra of $1.3\mu m$ $InAs/GaAs$ QD lasers" *Applied Physics*, Vol. **97**, 2005
2. C, Tan, Y, Wang, "The Role of optical gain broadening in $InGaAs/GaAs$ quantum dot laser", *Elsevier, Computational Materials Sciences*, 2008
3. M, Gioannini, I, Montrosset, *IEEE, Quantum Electronics*, Vol. **43**, No. 10, 2007
4. K, Veselinov, F, Grillot, *Springer Science, Opt. Quant. Electron*, Vol. **40**, 2008
5. E, Homeyer, R, Piron, *Applied Physics*, Vol. **46**, No. 10A, 2007
6. K, Veselinov, F, Grillot, *IEEE, Quantum Electronic*, Vol. **43**, No. 9, 2007