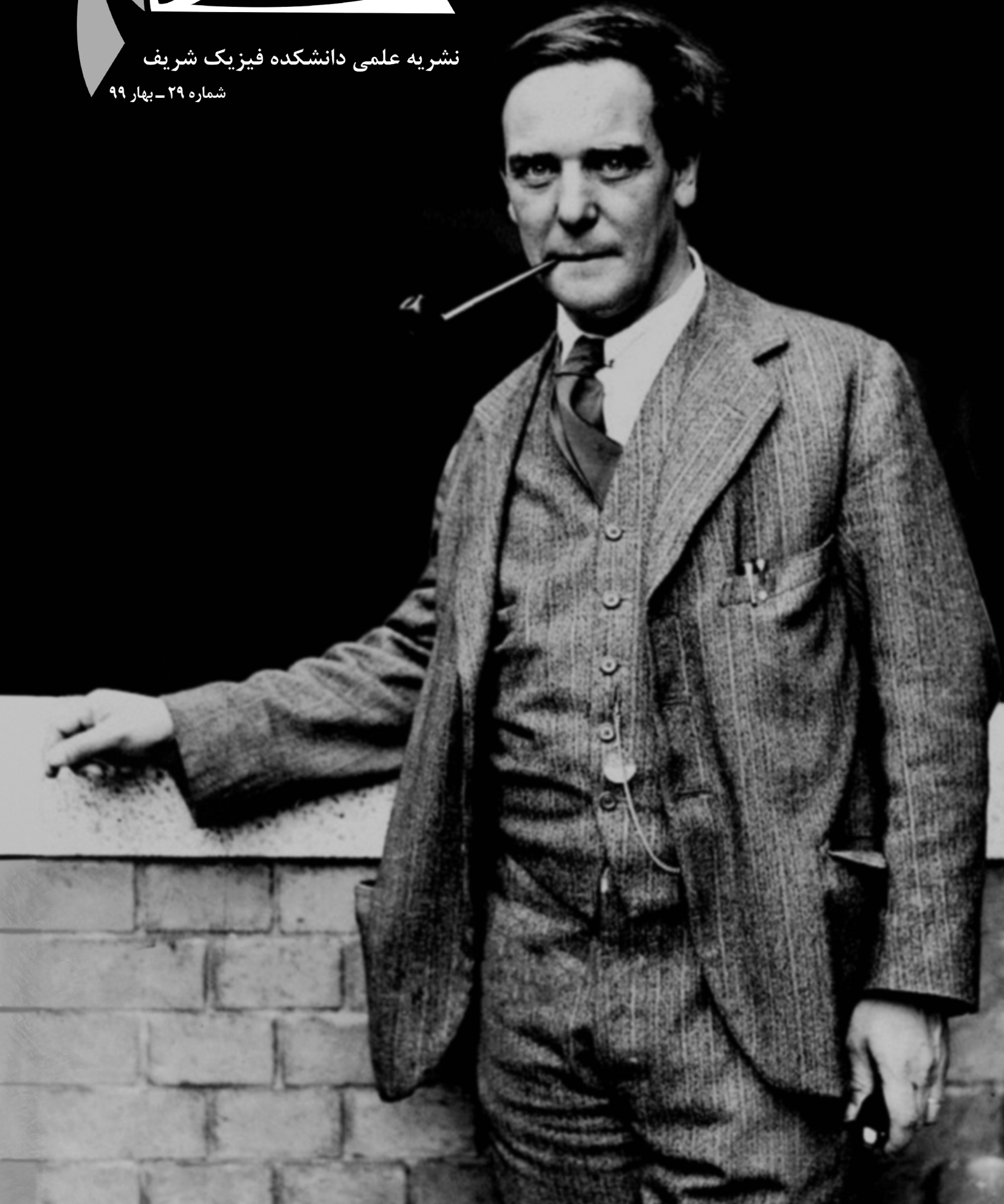
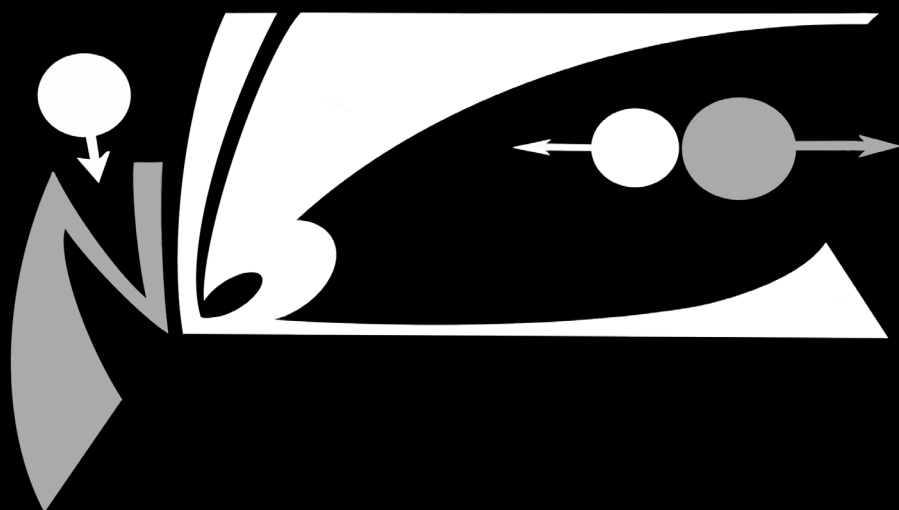




نشریه علمی دانشکده فیزیک شریف

شماره ۲۹ - بهار ۹۹





مدیر مسئول: دکتر سامان مقیمی عراقی

سردبیر: فاطمه نوری

حمایت و پشتیبانی: دبیرخانه مدیریت نشریات امور فرهنگی

ویراستاران: پریماه صفریان - پارسا رنگریز - یوسف جمشیدی

صفحه آرا: عرفان رهبری

گروه علمی: صبا اعتضاد رضوی - نوید اکبری - محمد حسین امانی - سارا ایران بخش - یاسمین سادات پناهی

ریحانه جوادی - مهدی رسولی مهربانی - پارسا رنگریز - امید ظریفی - مهیار عباسی - کوروش علامه

امیر حسین مرادی - علی مقتدری

مشاوران علمی این شماره: دکتر عبدالله لنگری - دکتر وحید کریمی پور - دکتر سامان مقیمی عراقی

تکانه، نشریه علمی فرهنگی دانشجویان فیزیک دانشگاه صنعتی شریف

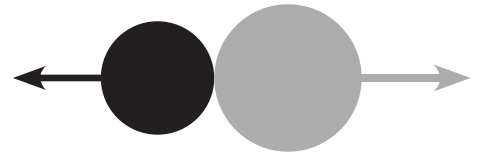
شماره ۲۹ بهار ۱۳۹۹

نشانی: تهران، خیابان آزادی، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده فیزیک، طبقه ۵، دفتر دانشکده

Website: www.physics.sharif.edu/~takaneh

فهرست

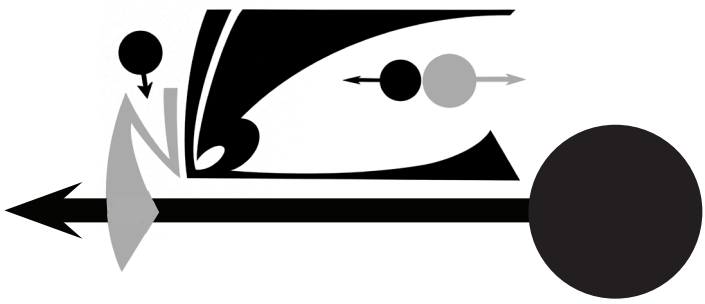
- ۴ سخن سردبیر
- ۶ پدیده کزمیر
- ۸ برهم‌نهی ماکروسکوپی در سیستم‌های کوانتومی
- ۱۱ بررسی گذار فازهای کوانتومی توسط شبکه‌های عصبی مصنوعی
- ۱۴ رهیافتی به دیابت - مدلی بر حسب سه گونه
- ۱۸ پادماده؛ از سرن تا بیولوژی
- ۲۲ ویژه مقادیر تکانه زاویه‌ای در بعد دلخواه
- ۲۵ دیوانه‌ی پرتاب
- ۲۸ مصاحبه: سیری در ماده چگال
- ۳۰ آنان که شاید نشناسیم: پیوتر کاپیتسا
- ۳۲ چرا برگزاری روز فیزیک سخت است؟
- ۳۴ مدرسه تابستانه ترکیه
- ۳۷ معرفی کتاب: معمای بی‌نهایت



سخن سردبیر:

نشریه‌ای که هم‌اکنون در دستان شماست حاصل تلاش چندین ماهه‌ی تعدادی از دوستانتان است. شاید پرسید چرا عده‌ای باید خود را به زحمت بیاندازند و نشریه‌ای درست کنند؟ جواب این است که وجود نشریه در یک دانشکده نشان دهنده‌ی این است که ما افراد منفعلی نیستیم و به چیزهایی جز نمره و اپلای نیز می‌اندیشیم. اینکه نشریه‌ای وجود داشته باشد که وقتی مطلب جدیدی یاد گرفتید، بتوانید با بقیه به اشتراک بگذارید تا بخوانند و لذت ببرند و اگر خیلی مشتاق بودند به سراغتان بیایند تا دقیق‌تر از آن مطلع شوند، نشان دهنده‌ی پویایی یک محیط علمی است و دقیقاً در راستای هدف اصلی ما یعنی کسب علم می‌باشد. پس مهم است که عده‌ای باشند که نگران باشند مطلب به موقع برسد و به موقع ویراستاری شود و ... تا اساساً چنین نشریه‌ای وجود داشته باشد! این افراد اهمیت قسمت بالا را به خوبی درک کرده‌اند، همچنین دوست ندارند در مهمترین دوران زندگی خود تک بعدی باشند و مایلند کارهای مختلف را امتحان کنند، مهارت‌های اجتماعی و کار گروهی را تمرین کنند و خیلی چیزهای دیگر. «تکانه» بستری است برای رشد جنبه‌های مختلف ما به عنوان یک دانشجوی و همکاری در آن به سود کسی نیست مگر خودمان و محیطی که در آن تحصیل می‌کنیم. اگر شما نیز به اهمیت وجود نشریه پی بردید از این پس فراخوان‌های تکانه را جدی بگیرید و برایش مقاله بنویسید و اگر خیلی عمیق‌تر پی بردید برای کارهای اجرایی‌اش داوطلب شوید، پیش از آنکه دیگر کسی نباشد و نشریه‌ای نماند!

فاطمه نوری



پدیده کزمیر

کیانا صالحی

آوریم. برای این کار ابتدا به این موضوع بپردازیم که در مکانیک کلاسیک، هامیلتونی به صورت جمع انرژی جنبشی و پتانسیل نوشته می‌شود و زمانی که خواهیم به حالت پایه برویم سرعت را برابر صفر و مکان را در نقطه‌ای که پتانسیل کمینه می‌شود می‌گذاریم و این گونه به صورت دقیق می‌دانیم مکان و سرعت ذره چقدر است. این با اصل عدم قطعیت هایزنبرگ مغایرت دارد. همان طور که می‌دانید طبق این اصل کمترین میزان عدم قطعیت در اندازه‌گیری مکان و زمان باید در رابطه‌ی زیر صدق کند:

$$\Delta x \Delta p \geq h$$

که در آن h ثابت پلانک و مقدار آن $6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ است. در نتیجه از دیدگاه کوانتومی، ذره این آزادی را دارد که در مقدار انرژی آن بیشتر از حالت پایه باشد که به اختلاف این انرژی با همپای کلاسیک انرژی خلا یا ZPE (zero point energy) گفته می‌شود.

اکنون می‌دانیم این پدیده یک پدیده‌ی کوانتومی است نتیجه می‌گیریم در رابطه‌ی نیرو کمیت h ، ثابت پلانک، باید حضور داشته باشد، همچنین ما تنها فوتون‌های مجازی را در نظر گرفتیم پس c ، سرعت نور، نیز باید حضور داشته باشد، علاوه بر این از آزمایش‌هایی که برای دو صفحه‌ی موازی در امواج آب انجام دادم دریافتم که فاصله بین صفحات (به شدت) و مساحت صفحات در مقدار نیرو تاثیرگذار هستند. حال با تحلیل ابعادی می‌توان به این رابطه رسید:

$$F \propto \frac{hcA}{L^4}$$

خب حال بیاید به صورت نظری این رابطه را به دست آوریم؛ برای این کار دو صفحه‌ی فلزی را در فاصله‌ی نزدیک L کنار هم قرار می‌دهیم بردار نرمال صفحات را در جهت محور Z در نظر بگیرد بین این دو صفحه امواج ایستا در حالت پایه با طول موج‌های متفاوت قرار می‌گیرند که فرکانس زاویه‌ای این امواج را از الکترومغناطیس به یاد داریم و تابع موج ایستایی که در این بین قرار دارد را به صورت زیر می‌دانیم:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{ik_x x + ik_y y - i\omega_n t} \sin(k_n z)$$

$$k_n = \pi n / L$$

$$\omega_n = c \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_n^2}$$

تعداد بی‌شمار از این موج‌ها در این میان وجود دارد که اگر انرژی کل را حساب کنیم خواهیم داشت (محاسبات را در پیوست ۱ مشاهده کنید):

$$U = \hbar \int \frac{A dk_x dk_y}{(2\pi)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n$$

و با کمی محاسبات ریاضی خواهیم داشت (محاسبات را در پیوست ۲ مشاهده کنید):

$$\frac{U}{A} = - \frac{\hbar c \pi^2}{720 L^3}$$

در نتیجه نیرو حاصل از تغییر فاصله‌ی صفحات برابر

شاید شنیده باشید که دریانوردان می‌گویند: دو کشتی نباید از حدی به یکدیگر نزدیک‌تر شوند، چرا که اگر بیش از حد به هم نزدیک شوند نیرویی باعث کشیده شدن آن‌ها به سوی هم می‌شود؛ این نیرو چیست و چرا دو کشتی را به سوی هم می‌کشد؟ من برای دیدن این موضوع دو ورقه نازک را در دستگاه اولتراسوند واقع در آزمایشگاه لایه‌های نازک طبقه دوم دانشکده‌ی فیزیک قرار دادم و دستگاه را با توان و فرکانس‌های متفاوت روشن کردم. در واقع این کار شبیه‌سازی کوچکی بود از اتفاقی که بین دو کشتی رخ می‌دهد. با روشن شدن دستگاه اولتراسوند موج‌هایی با طول موج و دامنه خاص بین و خارج دو ورقه شکل گرفت که به علت تغییرات جزئی فاصله‌ی بین دو صفحه، چگالی انرژی امواج بین دو صفحه تغییر کرد و باعث جذب آن‌ها شد. (این آزمایش را برای دو فرکانس ۳۷ و ۸۰ هرتز با دو توان ۳۰ و ۸۰ وات تکرار کردم)

در سال ۱۹۴۸ دانشمند هلندی، هندریک کزمیر، پیش‌بینی کرد پدیده مشابهی در بین دو صفحه‌ی فلزی که این بار در خلا حضور دارند رخ می‌دهد؛ این پدیده به صورت تجربی در سال ۱۹۹۷ توسط استیون لموروکس در آزمایشگاه دیده شد.



در فیزیک نوین خلا آن طور که در مکانیک کلاسیک می‌پنداشتیم خالی نیست و دریایی از ذرات مجازی و خلق و فنا‌ی ذرات است؛ همچنین کزمیر نشان داد که انرژی فوتون‌های مجازی بیشتر از باقی ذرات مجازی است. حال بیایید با تحلیل ابعادی این نیرو را به دست

است با:

$$F = -\frac{dU}{dL} = \frac{A\hbar c\pi^2}{240L^4}$$

که با پاسخ به دست آمده از روش تحلیل ابعادی سازگار است.

همان طور که می بینید با افزایش فاصله نیرو به شدت افت می کند. برای این که ببینیم واقعاً این نیرو در عمل از چه مرتبه‌ای است بیایید فاصله‌ی صفحات را یک میکرون در نظر بگیریم و مساحت صفحات را یک متر مربع؛ در نتیجه داریم:

$$F = \frac{\pi \times 6.6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8 \times 1}{240 \times 2\pi \times 10^{-24}}$$

که برابر $1/3$ میلی نیوتون است. ممکن است احساس کنیم این نیرو بسیار ناچیز است اما زمانی که کیهانشناسان یکی از کاندیدهای ثابت کیهان شناسی را انرژی خلا در نظر می گرفتند تا بتوانند شتاب تندشونده انبساط کیهانی را توجیه کنند دریافتند که این انرژی 10^{120} بار قوی تر از آن است که شتابی برابر آنچه در انبساط کیهان می بینیم تولید کند! پس به نظر می رسد این پدیده انقدر هم ناچیز نباشد و شاید این ناسازگاری نتیجه‌ی خطایی در تئوری یا آزمایش است که در انتظار کشف ماست.

پدیده‌ی کزمیر زمانی که برای اولین بار در سال ۱۹۴۸ چاپ شد زیاد مورد توجه واقع نشد اما با گذشت دهه‌ها به صورت شگفت‌انگیزی توجه‌ها به سمت آن برانگیخته شد چرا که با ظهور نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی این پدیده به عنوان نتیجه‌ی از تغییرات انرژی خلا مطرح شد و با بررسی بیشتر آن متوجه شدند که این پدیده می تواند نیروی جاذبه یا دافعه تولید کند که جاذبه یا دافعه بودن آن به عواملی چون شرایط مرزی، فرمیون یا بوزون بودن ذراتی که میدان را تولید میکنند، بعد فضا-زمان و حتی انحنا‌ی منیفلد فضا-زمان بستگی دارد. برای مثال اگر به جای دو صفحه‌ی فلزی تخت از دو قطعه‌ی نصف شده مکعب فلزی خالی استفاده کنیم و تلاش کنیم این دو را به یکدیگر نزدیک کنیم نیروی دافعه بین آن‌ها مشاهده خواهیم کرد. همه‌ی این پیچیدگی‌های گفته شده و بررسی این پدیده به عنوان مبحثی در نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی باعث شد اثر کزمیر پدیده‌ای جذاب‌تر و هیجان‌انگیزتر در عصر حاضر نسبت به گذشته باشد.

پیوست ۱: برای به دست آوردن انرژی همه موج‌هایی که در بین صفحات وجود دارند باید انرژی تک تک مدها را جمع بزنیم و می‌دانیم مد n -ام، انرژی پایه‌ای برابر با $\frac{1}{2}\hbar\omega_n$ دارد در نتیجه انرژی کل برابر است با:

$$U = \frac{1}{\Delta k_x \Delta k_y} \sum \frac{\hbar\omega_n}{2} \Delta k_x \Delta k_y$$

در مسئله کزمیر پنداشتیم که صفحات بی‌نهایت بار بزرگ هستند اما می‌دانیم این فرض درست نیست و در واقع دارای طول a هستند که $a \gg L$ پس در واقع در فضای سه بعدی عدد موج‌ها، مش‌بندی و توری‌های آن در جهت x و y برابر با $2\pi/a$ هستند در نتیجه پس:

$$U = \frac{a^2}{(2\pi)^2} \sum \frac{\hbar\omega_n}{2} \Delta k_x \Delta k_y$$

اما در این فرض می‌دانیم Δk_x و Δk_y بسیار کوچک هستند پس این سیگما به انتگرال تبدیل می‌شود همچنین a^2 برابر مساحت صفحات است و نور دو قطبش دارد در نتیجه:

$$U = 2 \frac{a^2}{(2\pi)^2} \int dk_x dk_y \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\hbar\omega_n}{2}$$

پیوست ۲: بیایید به جای معادله‌ی

$$U = 2 \frac{a^2}{(2\pi)^2} \int dk_x dk_y \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\hbar\omega_n}{2}$$

معادله‌ی

$$U = 2 \frac{a^2}{(2\pi)^2} \int dk_x dk_y \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\hbar\omega_n}{2} |\omega_n|^{-s}$$

را در حد $0 \rightarrow s$ بررسی کنیم. برای این کار ابتدا تغییر مختصاتی به این صورت انجام می‌دهیم:

$$q^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$k_x/k_y = \tan\theta$$

در نتیجه انتگرال بالا به این معادله تبدیل می‌شود

$$U = \hbar \frac{a^2 c^{1-s}}{(2\pi)^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int \int \pi q dq |q^2 + \left(\frac{\pi n}{L}\right)^2|^{(1-s)/2}$$

این انتگرال را برای بازه 0 تا ∞ محاسبه می‌کنیم و خواهیم داشت

$$U = -\frac{a^2 \hbar \pi^{2-s} c^{1-s}}{2L^{3-s} (3-s)} \sum |n|^{3-s}$$

که در حد $0 \rightarrow s$ این سیگما به تابع زتای -3 میل میکند که در نتیجه داریم:

$$U = -\frac{\hbar c \pi^2 A}{720 L^3}$$

عمودی (راستای شکاف ها) بسیار کوچک، مثلاً در مقیاس آنگستروم است. اگر مقدار پهنای تابع موج در لحظه ی صفر و t را به ترتیب $a(0)$ و $a(t)$ نشان می دهیم، انتشار تابع موج با رابطه ی زیر داده می شود:

$$a^2(t) = a^2(0) + \left(\frac{\hbar t}{2a(0)m} \right)^2, \quad (1)$$

که در آن جرم ذره و t زمان انتشار موج و $\hbar \approx 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg/s}$ ثابت پلانک است. برای مشاهده ی طرح تداخل باید پهن شدگی تابع موج توپ تنیس در مقیاس اندازه اش باشد. از طرفی توپ تنیس مسافت D را در زمان t طی می کند. حال فرض کنید $a(0) = 10^{-8} \text{ m}$ باشد، و می خواهیم این پهنای به مقیاس سانتی متر، مثلاً $a(t) = 5 \text{ cm}$ برسد. با فرض $m = 60 \text{ gr}$ ، و قرار دادن مقادیر بالا در رابطه ی ۱ به این نتیجه می رسیم که مدت زمان آزمایش (t) در مقیاس 10^{18} ساعت خواهد بود. پس برهم نهی از توپ تنیس را نمی توان دید، چون عملاً چنین آزمایشی امکان پذیر نیست. لازم به ذکر است که با افزایش اندازه ی جسم، در زمان طولانی نمی توان اثر نیروی گرانشی را نادیده بگیریم. بنابراین یک روش ایجاد برهم نهی این است که جرم را آنقدر کاهش دهیم تا مدت زمان آزمایش به اندازه های کم شود که در آزمایشگاه قابل انجام باشد.

پیرو این سوالات شرودینگر در سال ۱۹۳۵ یک آزمایش فکری طرح کرد تا نشان دهد که چارچوب مکانیک کوانتومی ناگزیر به برهم نهی کوانتومی حتی در مقیاس ماکروسکوپی می انجامد و حال آن که ما چنین چیزی نمی بینیم. ایده ی اصلی بسیار ساده است. تصور کنید گربه ای در جعبه ای در بسته زندانی است. در این جعبه یک اتم پرتوزا، شیشه حاوی گاز سمی و یک چکش متصل به حسگر پرتوزا وجود دارد. حسگر و چکش طوری تنظیم شده اند که در صورت تابش اتم چکش شیشه حاوی گاز را شکسته و گربه بمیرد. پس اگر اتم در برهم نهی از دو حالت کوانتومی اش که تابش کردن $|g\rangle$ و تابش نکردن $|e\rangle$ باشد، حالت کل سیستم برهم نهی از دو حالت اتم تابش شده و گربه ی مرده و دیگری اتم تابش نشده و گربه ی زنده می باشد و صرف نظر از ضریب بهنجارش خواهیم داشت:

$$|g\rangle \otimes |Dead\rangle + |e\rangle \otimes |Alive\rangle, \quad (2)$$

این مثال که به "گربه ی شرودینگر" معروف است، مفهومی به همراه دارد که با شهود ما سازگاری ندارد. به این معنا که در طبیعت یک گربه نمی تواند همزمان زنده و مرده باشد. تناقض مهمی که این مثال به همراه دارد این است که یک گربه به یک اتم که از مقیاس ریز ماکروسکوپی ست کوپل شده است و این دو تشکیل یک برهم نهی میکرو-ماکرو بین اتم و گربه داده اند. در واقع در مقیاس اتمی مشخص کردن حالت یک سیستم کوانتومی آسان نیست و نمی توانیم مستقیماً به مقیاس های بسیار ریز دسترسی پیدا کنیم. اما مطابق با این مثال تابع موج دنیای میکروسکوپی به مقیاس های انسانی انتقال پیدا می کند و از آن جا که تشخیص علائم حیاتی گربه به آسانی امکان پذیر است، به راحتی به حالت اتم پی می بریم.

برهم نهی ماکروسکوپی در سیستم های کوانتومی

طاهره آباد

مکانیک کوانتومی فهم عمیقی از اتم ها و برهم کنش آن ها با نور را فراهم می آورد. در دنیای میکروسکوپی، که سیستم ها در مقیاس های اتمی هستند، ویژگی های کوانتومی از جمله خاصیت برهم نهی کوانتومی با شواهد آزمایشگاهی بسیاری تأیید شده اند. اما ظهور این ویژگی های کوانتومی در سیستم های ماکروسکوپی واضح نیست. به عنوان مثال در زندگی روزمره اشیاء با اندازه ی ماکروسکوپی (بزرگ) نمی توانند در برهم نهی از دو حالت قرار گیرند. تا چه مقیاسی می توان برهم نهی کوانتومی ببینیم؟ چه پدیده هایی نشان دهنده ی تظاهر مکانیک کوانتومی در سطح ماکروسکوپی هستند؟ چگونه می توان این مفاهیم را فرمولبندی کرد؟ در این مقاله سعی داریم به این سوال ها پاسخ دهیم.

۰.۱ مقدمه

تا کنون معلوم شده است که نه تنها الکترون ها بلکه اتم ها، و حتی مولکول ها می توانند در برهم نهی از دو حالت یا تعداد بیشتری حالت قرار بگیرند. به عنوان مثال هنگامی که از مولکول فولرین C_{60} در آزمایش دو شکاف یانگ استفاده می شود، مشاهده ی طرح تداخل نشان دهنده ی این است که کل مولکول فولرین در یک برهم نهی قرار گرفته است. امروزه با پیشرفت هایی که در زمینه ی فیزیک آزمایشگاهی بوجود آمده، مشاهده ی اثرات کوانتومی مثل تداخل و درهم تنیدگی در سیستم های بزرگ و بزرگتر ممکن شده است. تداخل سنجی با مولکول های درشت با هندسه ی پیچیده، تولید برهم نهی با تعداد زیادی از اتم ها و فوتون ها مثال هایی از این دست هستند. با این حال شاید به این فکر کنیم که مکانیک کوانتومی باید در ابعاد بسیار بزرگتر هم صادق باشد. شاید بتوان مولکول های درشت تر یا حتی تعداد زیادی مولکول را در برهم نهی قرار داد. آیا می توان آنقدر پیش رفت تا مثلاً یک توپ تنیس طرح تداخل ببینیم؟ اگر شرایط آزمایش را واکاوی کنیم، می بینیم که انجام چنین آزمایشی بر روی زمین غیر ممکن است. فرض کنیم می خواهیم با توپ تنیس آزمایش دو شکاف را انجام دهیم. طول شکاف ها و فاصله ی بین دو شکاف باید به اندازه ی توپ تنیس باشد. باریکه های از توپ های تنیس را در راستای خط افقی با دقت زیادی به سمت دو شکاف پرتاب می کنیم. بنابراین می توان فرض کرد که در لحظه ی صفر، عدم قطعیت در راستای

گره‌ی شرودینگر چه خصوصیات ویژه‌ای دارد که ذهن شرودینگر و بسیاری از فیزیکدانان رابه خود جلب کرده است؟ اصل برهم‌نهی کوانتومی یکی از مهم‌ترین تفاوت‌های فیزیک کلاسیک و کوانتوم است. به این معنا که برهم‌نهی هر دو حالت کوانتومی فیزیکی دلخواه مثل $|\psi_1\rangle$ و $|\psi_2\rangle$ ، مثل حالتی به فرم گره‌ی شرودینگر؛

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_1\rangle + |\psi_2\rangle), \quad (3)$$

یک حالت کوانتومی معتبر است. این اصلی است که علاوه بر تمام سیستم‌های میکروسکوپی، در سیستم‌های ماکروسکوپی هم کاملاً پذیرفته شده است، به این شرط که دو حالت $|\psi_1\rangle$ و $|\psi_2\rangle$ رابه سختی بتوان از هم تشخیص داد. اما تناقض هنگامی پیش می‌آید که دو حالت $|\psi_1\rangle$ و $|\psi_2\rangle$ نمایشگر دو حالت ماکروسکوپی به شدت متفاوت و ناسازگار در فیزیک کلاسیک باشند. مثلاً یک شی همزمان این جا و آن جا باشد یا گره زنده و مرده باشد. این همان نکته‌ی کلیدی گره‌ی شرودینگر است که دو حالت $|Dead\rangle$ و $|Alive\rangle$ نه تنها قابل تمییزاند بلکه تمییزپذیر ماکروسکوپی‌اند. به این معنا که بسیار آسان از هم قابل تشخیص‌اند، پس برهم‌نهی آن‌ها با شهود ما سازگار نیست. بسیاری از فیزیکدانان بر این باورند که در آزمایشگاه برای تولید برهم‌نهی اجسام با اندازه‌ی نسبتاً بزرگ، باید به نحوی برهم‌نهی بین دو حالتی که تمییزپذیر ماکروسکوپی‌اند (مثلاً در فضای مکان) بوجود آورد.

پارادوکس گره‌ی شرودینگر که نقطه‌ی شروع فرمولبندی مفاهیم پدیده‌های کوانتومی ماکروسکوپی است، مورد سوال فیزیکدانان بسیاری بوده است. یک انگیزه‌ی قابل تصور برای فرمولبندی این مفهوم این است که بدانیم در چه مقیاسی قوانین فیزیک کوانتومی تایید می‌شوند؟ آیا قوانین مکانیک کوانتومی، مثل اصل برهم‌نهی، در همه‌ی مقیاس‌ها معتبر یا حداقل قابل مشاهده‌اند؟ پاسخ به این سوالات را از دیدگاه تئوری وادوسی^۱ اینگونه می‌دهیم که در طبیعت اثرات کوانتومی در مقیاس‌های ماکروسکوپی وجود دارد، اما این اثرات عملاً قابل مشاهده نیستند. این ناشی از این است که یک سیستم همواره با محیط اطرافش برهم‌کنش دارد و نمی‌تواند کاملاً از اطراف مجزا و ایزوله باشد. این برهم‌کنش همبستگی کوانتومی سراسری درون سیستم را نابود می‌کند و منجر به وادوسی می‌شود. اجسام بزرگتر با محیط بیشتر برهم‌کنش دارند و همبستگی‌شان را زودتر از دست می‌دهند.

علاوه بر دست یافتن به فهم عمیق مکانیک کوانتومی، مطالعه‌ی حالت‌های کوانتومی ماکروسکوپی جنبه‌ی کاربردی هم دارد. به عنوان مثال در کامپیوترهای کوانتومی نیاز به تعداد زیادی بیت کوانتومی یا کیوبیت داریم و خاصیت برهم‌نهی کوانتومی منجر به سریع‌تر شدن کارهای محاسباتی در مقایسه با الگوریتم‌های کلاسیکی می‌شود. کاربرد دیگر برهم‌نهی‌های ماکروسکوپی در نظریه‌ی برآورد کوانتومی^۲ است.

۲.۰ برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی چیست؟

در تمام وسایل الکترونیکی که با آن سروکار داریم مثل موبایل، لپ‌تاپ، کامپیوتر و غیره قطعات الکترونی مثل ترانزیستور، خازن و غیره به کار رفته که رفتار کوانتومی الکترونی دارند. آیا این به این معناست که مکانیک کوانتومی را در ابعاد ماکروسکوپی می‌بینیم؟ اولین بار لگت در سال ۱۹۸۰ به این سؤال پاسخ داد [۱]. تفاوت عمده‌ای بین دو مفهوم زیر وجود دارد:

۱- پدیده‌های کوانتومی که از رفتار کوانتومی در مقیاس ریز میکروسکوپی نشات می‌گیرند.

۲- پدیده‌های کوانتومی ماکروسکوپی واقعی، یا به عبارتی وقتی که تعداد زیادی ذره در برهم‌نهی قرار می‌گیرند. مثل طرح پرش یک مولکول نسبتاً درشت که نشان از این است که کل این مولکول در یک برهم‌نهی قرار گرفته است.

در واقع که پدیده‌هایی وجود دارد که به نظر می‌رسد نشان‌دهنده‌ی تظاهر مکانیک کوانتومی در سطح ماکروسکوپی هستند در حالی که حاصل جمع‌ی رفتار کوانتومی در ابعاد بسیار ریز اتمی‌اند. از دیدگاه لگت تنها وقتی می‌گوییم یک پدیده‌ی کوانتومی ماکروسکوپی است که ناشی از رفتار مکانیک کوانتومی در سطح ریز اتمی نباشند، مثل تداخل یک مولکول درشت به هنگام عبور از دو شکاف یانگ. به عنوان مثال در پدیده‌ی ابررسانایی یک جریان ماکروسکوپی در ماده بوجود می‌آید و مقاومت الکتریکی کل صفر خواهد بود. آیا می‌توانیم بگوییم این نشان‌دهنده‌ی این است که مکانیک کوانتومی در سطح ماکروسکوپی دیده می‌شود؟ پاسخ لگت به این سؤال منفی بود. به این دلیل که ابررسانایی ناشی از این است که الکترون‌ها جفت‌های کوپر تشکیل می‌دهند و خاصیت برهم‌نهی برای دو الکترون رخ می‌دهد. این جفت الکترون به هم وابسته هستند و تشکیل یک شبه ذره بوزونی می‌دهند. با پایین آمدن دما از یک حد بحرانی این شبه ذرات دچار چگالش بوز-اینشتین می‌شوند و طول موج دو بروی آنها بسیار بزرگ شده و الکتریسته را به خوبی هدایت می‌کنند. درحقیقت هر ماده‌ی ابررسانایی از تعداد بسیار زیادی برهم‌نهی‌هایی که بین تنها دو الکترون است تشکیل شده است و این درست نیست که بگوییم کل ماده در برهم‌نهی از دو یا چند حالتش است.

فرض کنید به تعداد عدد آووگادرو ذره با اسپین $\frac{1}{2}$ داریم؛

مثال ۱: ساده‌ترین مثال برای برهم‌نهی در مقیاس میکروسکوپی به صورت زیر است:

$$|\Psi\rangle = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \right)^{\otimes N}, \quad (4)$$

که در آن حالت‌های $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ ویژه بردارهای ماتریس پائولی σ_z هستند. در حالت بالا خاصیت برهم‌نهی کوانتومی تنها برای یک ذره رخ می‌دهد.

مثال ۲: حالت GHZ، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$|\text{GHZ}_N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle^{\otimes N} + |1\rangle^{\otimes N}), \quad (5)$$

این حالت یک برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی است، چرا که همه‌ی N ذره در برهم‌نهی کوانتومی قرار می‌گیرند.

حالت‌های ۱ و ۲ بیانگر مثال‌هایی از دو سر طیف برهم‌نهی کوانتومی هستند. چگونه اندازه‌ی برهم‌نهی یک حالت دلخواه را بدست آوریم؟ ثابت شده است که برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی منجر به این می‌شود که رفتار افت و خیز کوانتومی (واریانس) بر حسب اندازه‌ی سیستم بسیار بزرگ و چشمگیر باشد. به عنوان مثال حالت ۲ را در نظر بگیرید. حالت‌های $|0\rangle^{\otimes N}$ و $|1\rangle^{\otimes N}$ ویژه بردارهای مشاهده پذیر $M = \sum_{i=1}^N \sigma_z^{(i)}$ متناظر با دو ویژه مقدار به شدت متفاوت $\pm N$ هستند. بنابراین اگر مشاهده پذیر M را اندازه بگیریم، مقدار چشمداشتی مشاهده پذیر M برابر با $\langle M \rangle = N$ و $\langle M^2 \rangle = N^2$ خواهد بود، همچنین خواهیم داشت؛ بنابراین $\langle M^2 \rangle = N^2$. بنابراین واریانس مشاهده پذیر M برابر با $\mathcal{V}_{\text{GHZ}_N}(\sum_{i=1}^N \sigma_z^{(i)}) = N^2$ است. از طرفی می‌توان ثابت کرد که حالت ۱ واریانس $\mathcal{V}_{\psi}(\sum_{i=1}^N \sigma_z^{(i)}) = N$ که نحوه‌ی مقیاس شدن حالت GHZ (به صورت N^2) در مقایسه با حالت‌های جدایی پذیر (که حداکثر به صورت خطی با N مقیاس می‌شوند) تفاوت قابل ملاحظه‌ای دارد. این افت و خیز بسیار بزرگ نشان دهنده‌ی یک برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی است. از این شهود استفاده می‌کنیم و می‌گوییم [۲]:

فرض کنید که A مجموعه عملگرهای خطی $A^{(i)} = \sum_{i=1}^N A^{(i)}$ باشد که هر جمله بر یک ذره اثر می‌کند $\|A^{(i)}\| = 1$. حالت ψ را یک برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی می‌نامیم اگر عملگر $A \in \mathcal{A}$ وجود داشته باشد، به طوری که $\mathcal{V}_{\psi}(A) = O(N^2)$ باشد. بنابراین اندازه‌ی مؤثر A به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$N_{\text{eff}}(\psi) = \max_{A \in \mathcal{A}} \frac{\mathcal{V}_{\psi}(A)}{N}, \quad (6)$$

که در آن $\langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2 = \mathcal{V}_{\psi}(A)$. حالت ψ یک برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی است، اگر $N_{\text{eff}}(\psi) = O(N)$ باشد.

۳.۰ کارهای مرتبط با برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی

در حوزه‌ی برهم‌نهی ماکروسکوپی در سیستم‌های کوانتومی می‌توان به مسائل زیر اشاره کرد:

۱. در گذار فاز فرومغناطیسی، در هنگام گذار اسپین‌های اطراف همگی در یک جهت خاص شروع به منظم شدن می‌کنند و مغناطش در یک راستا پدیدار می‌شود. به این معنا که اتم‌ها به همدیگر وابسته هستند و این همبستگی در همه‌ی مقیاس‌ها وجود دارد. آیا در

سیستمی با گذار فاز کوانتومی، همه‌ی ذرات در برهم‌نهی ماکروسکوپی قرار می‌گیرند؟ این سؤال‌ها را در مقاله‌ی [۳] پاسخ داده‌ایم.

۲. از آنجا که برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی خاصیتی است که در مقیاس اندازه‌ی سیستم وجود دارد، می‌توان پرسید که آیا می‌توان با اعمال موضعی برهم‌نهی ماکروسکوپی ایجاد کرد؟ اندازه‌ی مؤثر برهم‌نهی حالت نهایی چقدر است؟ شرط لازم برای ایجاد برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی چیست؟ پاسخ این سؤالات را در مقاله‌ی [۴] توضیح داده‌ایم.

۳. مجموعه‌ای از اتم‌های ریدبرگ را در نظر بگیریم که در آن گذار فاز کوانتومی رخ می‌دهد. آیا در نقطه گذار فاز برهم‌نهی کوانتومی ماکروسکوپی داریم؟ این بررسی را در مقاله‌ی [۵] انجام داده‌ایم.

کتابنامه

[۱] Leggett AJ, Progress of Theoretical Physics Supplement. 1980 ;69:80-100.

[۲] Fröwis F, Dür W, New Journal of Physics. 2012 ;14(9):093039.

[۳] Abad T, Karimipour V, Physical Review B. 2016 ;93(19):195127.

[۴] Abad T, Mølmer K, Karimipour V, Physical Review A. 2017;96(4):042337.

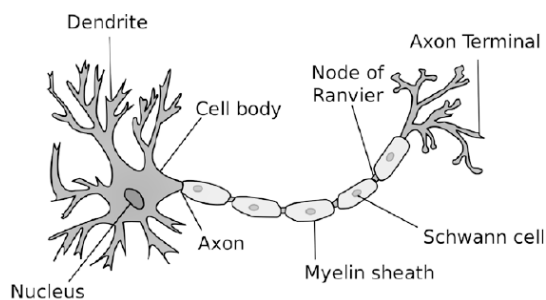
[۵] Abad T, Mølmer K, Physical Review A. 2018 ;98(2):022324.

بررسی گذار فازهای کوانتومی توسط شبکه‌های عصبی مصنوعی

علی امامی

معرفی بر شبکه های عصبی مصنوعی

الگوریتم های یادگیری ماشین با استفاده از شبکه های عصبی مصنوعی زیر مجموعه ای از شاخه هوش مصنوعی بوده که از سال ۱۹۴۰ وجود داشته است. شبکه های عصبی مصنوعی، شبکه های متصل به هم هستند که هر کدام دارای واحدهای پردازشی جداگانه ای به نام نورون های مصنوعی هستند. این نورون ها می توانند به راحتی رفتار آکسون های^۱ موجود در یک مغز زیستی را شبیه سازی کنند. در یک نورون زیستی دندیریت ها^۲، سیگنال های ورودی را از طریق نورون های همسایه های مختلف دریافت می کنند. (که به صورت معمول تعداد این همسایه ها بیشتر از هزار عدد است) این سیگنال های اصلاح شده به بدن سلول انتقال پیدا میکنند. در بدنه ی سلول سیگنال ها با هم جمع می شوند و به قسمت آکسون نورون منتقل میشوند، اگر جمع این سیگنال های ورودی بیش از یک مقدار آستانه ی مشخصی باشد، آکسون سیگنال را آزاد می کند و این سیگنال به دندیرت همسایه های دیگر نورون منتقل می شود. شکل ۱ ساختار کلی یک نورون زیستی را نشان می دهد.



شکل ۱: شمای یک نورون زیستی و اجزای مختلف تشکیل دهنده ی آن [۱].

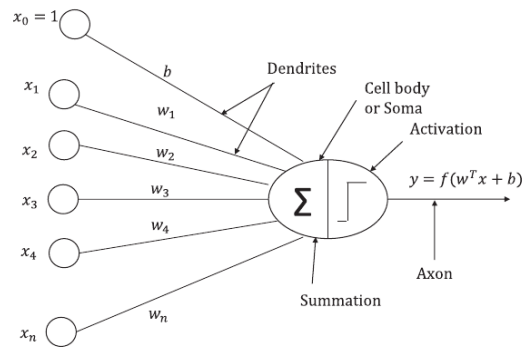
برای ساخت واحدهای عصبی مصنوعی از نورون های زیستی الهام گرفته شده است. قسمت ورودی شبکه عصبی مصنوعی مانند دندیریت ها عمل می کند و سیگنال های ورودی را از همسایه های خود دریافت می کند. سپس این سیگنال ها با یک دیگر جمع می شوند و به داخل نورون منتقل می شوند تا در آن جا نورون تصمیم بگیرد که چه خروجی را به اساس تمام ورودی های دریافتی انتشار دهد. به عنوان مثال، در یک نورونی که دارای دو خروجی دوتایی صفر و یک است اگر جمع تمام ورودی ها از یک آستانه ی از پیش تعیین شده ای بیشتر باشد، نورون مقدار یک را به عنوان خروجی انتشار خواهد داد و بر عکس یعنی اگر از آستانه ی خاص از پیش تعیین شده کوچک تر باشد مقدار صفر را به عنوان خروجی انتشار خواهد داد. تعداد زیادی نورون برای یک شبکه عصبی مصنوعی وجود دارد که تفاوت آن ها بر اساس نوع تابع فعال سازی^۳ و تاثیر آن بر مجموع ورودی ها است.

در شکل ۲ اجزا مختلف یک نورون مصنوعی و برچسب های مربوط به شباهت های هر قسمت از آن با یک نورون زیستی قابل مشاهده است.

گذار فاز پدیده ای بسیار مهم در مکانیک آماری، ماده چگال و فیزیک ذرات است. علاوه بر این ها، کاربردهای مفاهیم گذار فاز نیز وسعت چشم گیری در دنیای اطرافمان پیدا کرده است. به طور کلی گذار فاز زمانی اتفاق می افتد که در فضای پارامترها یک نقطه یا یک سطحی وجود داشته باشد که سیستم را به دو بخش با خواص مختلف تقسیم کند. به بیان ریاضی زمانی که پارامترهای آزاد شبکه به سمت بی نهایت میل کنند و یک تکینگی در مشاهده پذیرهای فیزیکی سیستم ایجاد شود، گذار فاز اتفاق می افتد. مشاهده ی رفتار سیستم در نزدیکی نقطه ی گذار فاز و مشخص کردن نقطه ی دقیق گذار فاز یک مشکل قدیمی در فیزیک است.

زمانی که می خواهیم گذار فاز را به روش های معمول محاسبه کنیم نیاز داریم تا اطلاعاتی از سیستم در اختیار داشته باشیم، که به طور معمول در بررسی سیستم های کلاسیکی یا کوانتومی از هامیلتونی یا لاگرانژیین سیستم برای به دست آوردن این اطلاعات استفاده می کنیم. در یک سیستم اگر هامیلتونی دارای تقارن های مشخصی باشد که با تغییر یک پارامتر قابل کنترل تقارن به صورت خود به خودی بشکند، بر اساس این موضوع یک پارامتر نظمی ساخته می شود که نسبت به شکست تقارن هامیلتونی ناوردا نیست. با این حال سیستم های فیزیکی وجود دارند که پارامتر نظم در آن ها بسیار سخت مشخص می شود و یا پارامتر نظمی وجود ندارد، که دلیل این موضوع عمدتاً نشات گرفته از این است که تقارنی که انتقال فاز را هدایت می کند در هامیلتونی آشکار نیست که یکی از مثال های مشخص آن گذار فازهای توپولوژیک است.

به تازگی، استفاده از تکنیک های جدید الهام گرفته شده از الگوریتم های یادگیری ماشین این امکان را به ما داده است که بتوانیم گذار فازها را با صرف زمان و امکانات محاسباتی کمتری آشکار کنیم. ایده ی اصلی الگوریتم های ماشین بر این اساس است که از تکنیک های خوشه ای برای شناسایی خواص گذار فاز استفاده میکنند بدون این که هیچ اطلاعات پیشینی از سیستم داشته باشند.



شکل ۲: تصویر یک نورون مصنوعی و اجزا مختلف تشکیل دهنده آن [۱].

بررسی گذار فاز مدل آیزینگ یک بعدی در حضور میدان مغناطیسی عرضی خارجی

در این بخش به بررسی گذار فاز در مدل آیزینگ یک بعدی در حضور میدان مغناطیسی عرضی خارجی پرداختیم که هامیلتونی آن توسط معادله ی زیر داده می شود. [۱]

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i^z \sigma_j^z + h \sum_{i=1}^L \sigma_i^x, (1)$$

که در آن با قرار دادن $J = 1$ مقیاس انرژی را تنظیم می کنیم. در معادله ی بالا متغیرهای σ_i ماتریس های پاولی هستند که مقداری برابر ± 1 دارند و برای یک زنجیره با طول L فضای هیلبرت برابر با 2^L خواهد بود.

برای این کار ابتدا با استفاده از قطری سازی دقیق برای یک زنجیره به طول $L = 12$ به محاسبه ی حالت پایه برای هامیلتونی ۱ در میدان های عرضی h مختلف پرداختیم با توجه به این که در این مدل با افزایش میدان مغناطیسی عرضی یک گذار فاز مشهور [۳] فرومغناطیس به پارامغناطیس در $\frac{h}{J} = 1$ داریم. برای محاسبه ی این گذار فاز توسط شبکه ی عصبی پیشخور ابتدا برای ساخت داده های آموزشی در دو ناحیه ای که ما از فاز آن ها مطمئن هستیم با استفاده از قطری سازی دقیق به محاسبه ی حالت پایه ی هامیلتونی می پردازیم. این دو ناحیه شامل مناطقی می شوند که میدان عرضی خارجی در آن ها برابر صفر یا بسیار کوچک است که در این حالت ما می دانیم که سیستم در حالت فرومغناطیس است و برچسب آن را با $\{0, 1\}$ مشخص می کنیم، ناحیه ی بعدی در میدان های عرضی بسیار بزرگ است که ما باز هم از ماهیت فاز آن مطمئن هستیم و پارامغناطیس بودن آن را با برچسب $\{0, 1\}$ مشخص می کنیم.

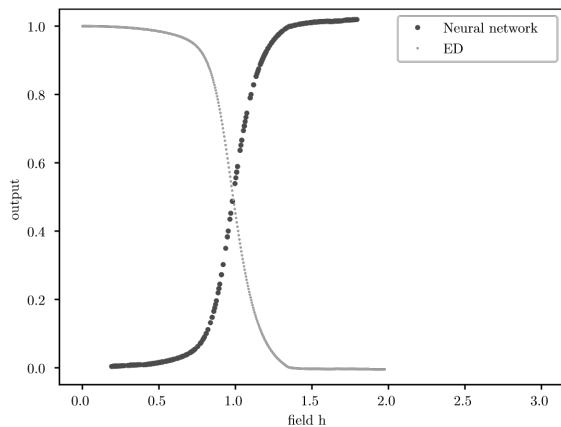
برای بررسی گذار فاز در این مدل، از یک شبکه ی عصبی مصنوعی از نوع پیشخور استفاده کردیم با این تفاوت که در این مثال خاص به دلیل این که رابطه ی بین ورودی در شبکه ی عصبی که همان حالت پایه هامیلتونی است و خروجی که باید از جنس مغناطیس باشد کمی پیچیده تر از مثال قبل است، بنابراین نیاز است که تعداد لایه های پنهان را افزایش دهیم. در این مثال ما

از دو لایه ی پنهان استفاده نمودیم، به دلیل این که از حالت پایه ی هامیلتونی به عنوان ورودی داده استفاده کردیم بنابراین ما در شبکه ی عصبی خود در لایه ی اول 2^L که برابر است با 2^{12} نورون استفاده کردیم، در لایه ی پنهان اول خود از 1024 نورون با تابع فعال سازی سیگموئید استفاده نمودیم و در لایه ی دوم پنهان خود از 100 نورون با تابع فعال سازی سیگموئید استفاده نمودیم. در لایه ی خروجی خود از دو نورون که متعلق به دوفاز پارامغناطیس و فرومغناطیس است استفاده نمودیم برای جلوگیری از بیش فرازش ما از روش منظم سازی ال ۲ با ضریب 0.01 استفاده کردیم همچنین نرخ یادگیری برای شبکه ی عصبی را برابر با 0.1 قرار دادیم و از روش بهینه سازی آدم استفاده نمودیم.

پس از کامل شدن آموزش شبکه ی عصبی با استفاده از داده های دو سر طیف که ما از آن ها مطمئن بودیم، ما اطلاعات مربوط به حالت پایه برای نقاطی که از فاز آن ها آگاهی نداشتیم را در اختیار شبکه ی عصبی قرار دادیم و از آن خواستیم که برای ما برچسب های متناسب با هر کدام از داده ها را مشخص کند که نتایج آن در شکل ۳ قابل مشاهده است.

نتیجه گیری

همان طور که در شکل ۳ مشاهده می کنید شبکه ی عصبی مصنوعی طراحی شده قادر بود بدون اطلاع از نقطه ی گذار فاز یا پارامتر نظم سیستم نقطه ی گذار فاز را به درستی تشخیص بدهد همچنین نتایج محاسباتی عددی قطری سازی دقیق صحت روش مورد استفاده ی ما را تصدیق می کند.



شکل ۳: گذار فاز مدل آیزینگ در حضور میدان مغناطیسی خارجی و مقایسه ی آن با نتایج روش قطری سازی دقیق.

استفاده از شبکه های عصبی مصنوعی پیشخور در بررسی گذار فازهای سیستم های فیزیکی در ماده چگال بسیار پر کاربرد است. از جمله گذار فازهایی که با استفاده از این روش محاسبه شده است می توان به بررسی گذار فاز سیستم های جایگزیده بس ذره ای به سیستم های گرمایی [۴] گذار فاز پارامغناطیس به اسپین شیشه ای [۵] و دیگر موارد را اشاره کرد که در بررسی همه ی این گذار فازها از الگوریتم های پیشخور استفاده شده است و

- [۱] G Rigatos. Advanced models of neural networks. In nonlinear dynamics and stochasticity in biological neurons. Springer, ۲۰۱۳.
- [۲] Pierre Pfeuty. The one-dimensional ising model with a transverse field. Annals of Physics, ۹۰ – ۷۹:(۱)۵۷ ۱۹۷۰.
- [۳] Jun-ichi Suzuki, Sei; Inoue and Chakrabarti. Quantum ising phases and transitions in transverse ising models, springer. ۲۰۱۲ ۰۲.
- [۴] Frank Schindler, Nicolas Regnault, and Titus Neupert. Probing many-body localization with neural networks. Phys. Rev. B, ۹۵:۲۴۵۱۳۴, Jun ۲۰۱۷.
- [۵] Jordan Venderley, Vedika Khemani, and Eun-Ah Kim. Machine Learning Out-of-Equilibrium Phases of Matter. , ۲۵۷۲۰۴:(۲۵)۱۲۰, Jun ۲۰۱۸.



$$\text{ترشح} = \frac{\beta\sigma G^2}{G^2 + \alpha}$$

که در آن علامت σ حداکثر توان ترشح تولید انسولین یک سلول و β جرم تمام سلول‌های بتا است. α نیز کمیتی است که مکان تغییر تقعر نمودار ترشح بر حسب غلظت گلوکز را توصیف می‌کند.

تا کنون کوشش‌های متفاوتی برای بدست آوردن آهنگ جذب و پاکسازی انسولین صورت گرفته است که به معادلات پیچیده‌ای ختم شده‌اند. ما در اینجا مدل خود را محدود به همسایگی کوچکی از ناحیه تعادل آن می‌کنیم و آهنگ تغییر انسولین را حول آن خطی در نظر می‌گیریم.

$$\text{پاکسازی} = -kI$$

نتیجه این دوچالش به صورت زیر در می‌آید:

$$dI/dt = \frac{\beta\sigma G^2}{G^2 + \alpha} - kI, (1)$$

۲.۱ گلوکز

به صورت مشابه برای گلوکز دو عامل نقش آفرین داریم؛ تولید و مصرف. رفتار این دو عامل تا حدودی شبیه به هم است به عنوان مثال هر دو فارغ از حضور بقیه شرایط، همواره در حال فعالیت هستند.

$$\text{مصرف} - \text{تولید} = dG/dt$$

$$\text{مصرف} = U_0 + (E_{GOV} + S_{IU}I)G$$

$$\text{تولید} = P_0 - (E_{GOP} + S_{IP}I)G$$

تولید و مصرف گلوکز وابسته به چگالی انسولین در خون هستند. هر چه انسولین بیشتر در خون حضور داشته باشد تولید و مصرف گلوکز با آهنگ بیشتری رخ می‌دهد. برآیند این دو عامل به صورت زیر قابل تعریف است.

$$dG/dt = R_0 - (E_{GO} + S_I I)G, (2)$$

که در آن $S_I = S_{IU} + S_{IP}$ ، حساسیت انسولین نامیده می‌شود و $E_{GO} = E_{GOV} + E_{GOP}$ توانایی خود انگیخته گلوکز^۱ در کنترل تولید و مصرف خود و R_0 حاصل تفاضل $P_0 - U_0$ است. آزادسازی گلوکز در خون با توجه به غلظت انسولین انجام می‌شود اما همچنان این هوشمندی نمی‌تواند مانع ابتلا به دیابت شود.

۳.۱ سلول‌های بتا

سلول‌های بتا که در پانکراس حضور دارند نقش ترشح کردن انسولین را دارند و مرگ این سلول‌ها در دیابت نوع اول باعث می‌شود تا دیگر انسولینی ترشح نشود و گلوکز در خون انباشته شود. مرگ و تولید مثل این سلول‌ها را می‌توان با استفاده از داده‌های تجربی به صورت زیر مدل کرد.

$$\text{مرگ} - \text{تولیدمثل} = d\beta/dt$$

$$\text{تولیدمثل} = (r_{1r}G - r_{2r}G^2)\beta$$

$$\text{مرگ} = (d_0 - r_{1a}G + r_{2a}G^2)\beta$$

انتظار داریم که آهنگ تغییر جمعیت سلول‌های بتا وابسته به جمعیت کنونی آن باشد. این وابستگی باعث می‌شود تا افزایش یا کاهش جمعیت با توجه به جمعیت کنونی صورت بگیرد تا

رهیافتی به دیابت - مدلی بر حسب سه گونه

محسن مهرانی

هدف این مقاله توصیف مدلی است که برهم‌کنش‌های گلوکز، انسولین و سلول‌های بتا را نشان دهد. این کوشش به کمک نتایج و داده‌های آزمایشگاهی انجام شده است. هرگونه‌ای که قصد توصیف دینامیک آن را داریم از دو گونه دیگر تاثیر می‌پذیرد و این تاثیر باعث می‌شود آهنگ تولید و یا مصرف آن تغییر کند. برآیند این برهم‌کنش‌ها تحول کلی سیستم بدن را منجر می‌شود و باعث می‌شود بدن در حالت سلامت یا بیماری پایدار شود. شناخت این دینامیک به ما کمک خواهد کرد تا ناهنجاری‌هایی مانند دیابت که از نقص این سیستم ناشی می‌شود، بهتر بشناسیم و نقش درمان را برای درمانگران و بیماران توصیف کنیم.

۱ مدل دینامیکی

در این قسمت به معرفی دستگاه معادلاتی می‌پردازیم که تحول جمعیتی سلول‌های بتا، انسولین و گلوکز را بیان می‌کند. برای بررسی هر کدام نیازمند آن هستیم تا عوامل تاثیرگذار بر حضور آن را در بدن شناسایی کنیم اما پیش از آن باید این پیش‌بینی را مدنظر قرار دهیم که انتظار داریم در نهایت حداقل یک نقطه تعادل جاذب برای سیستم ما رقم بخورد تا تعادل طبیعی بدن را توصیف کند. خوشبختانه در این مدل این اتفاق رقم خواهد خورد.

۱.۱ انسولین

دو اتفاق به صورت کلی بر آهنگ تغییر غلظت انسولین در خون تاثیر گذار هستند؛ ترشح و پاکسازی. برآیند چالش بین این دو، تغییر غلظت انسولین را مشخص می‌کند. ترشح انسولین در خون به کمک سلول‌های بتا در غده پانکراس انجام می‌پذیرد. پاکسازی آن نیز توسط کبد، کلیه یا گیرنده‌های انسولین انجام می‌شود.

$$\text{پاکسازی} - \text{ترشح} = dI/dt$$

انتظار داریم ترشح انسولین تابعی کراندار از چگالی گلوکز در خون باشد. به این صورت که اگر چگالی گلوکز در خون برابر صفر باشد، انسولینی ترشح نشود و همچنین توان ترشح تعداد مشخصی از سلول‌های بتا، کراندار از بالا باشد. داده‌های تجربی و شروط یاد شده مارا متقاعد به نوشتن تابعی مانند زیر می‌کند.

هستند. در این محدوده از فضای فاز و با در نظر گرفتن ثوابت موجود، می‌توانیم مرتبه‌ی آهنگ تغییرات سه جمعیت خود را بدست آوریم.

$$\begin{aligned} dB/dt &\approx 10^{-2} \\ dG/dt &\approx 10 \\ dI/dt &\approx 10^2 \end{aligned}$$

۴.۲ دینامیک کند و تند

با توجه به تخمینی که از مرتبه‌ی بزرگی تغییرات ارائه شد، آهنگ تغییرات جمعیت سلول‌های بتا از آهنگ تغییرات دو غلظت دیگر بسیار کندتر است. به این معنی که تغییرات غلظت گلوکز و انسولین در زمان چند دقیقه طول می‌کشد در حالی که تغییرات جمعیت سلول‌های بتا نیاز به زمانی از مرتبه یک روز دارد. به همین خاطر می‌توانیم دو تقریبی را که مربوط به دینامیک کند و تند است، در این مدل به کار بریم. (۱) در چند دقیقه‌ای که غلظت گلوکز و انسولین در حال رسیدن به نقطه پایدار خود هستند، تغییرات جمعیت سلول‌های بتا به قدری کند است که جمعیت آنها تقریباً هیچ تغییری نمی‌کنند. (۲) گام زمانی تغییرات جمعیت سلول‌های بتا از مرتبه روز است و می‌توان فرض کرد سلول‌های بتا تقریباً غلظت دو ماده‌ی دیگر را همواره در حالت تعادل خود می‌بینند.

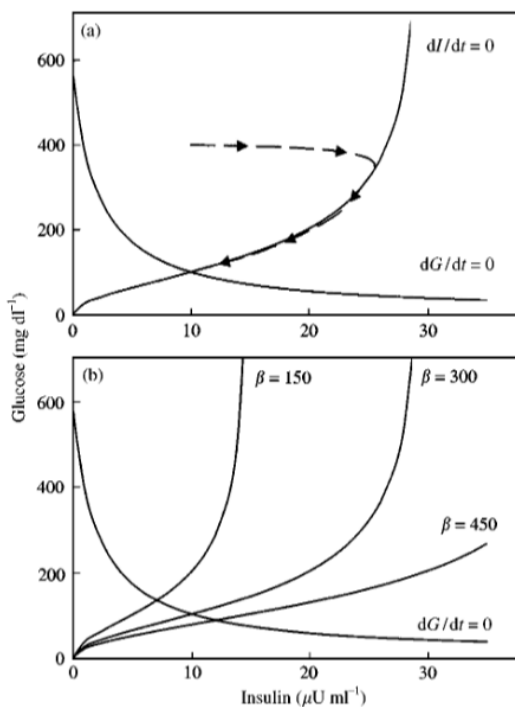
۵.۲ حل دستگاه

در ابتدا با استفاده از رابطه ۱ و ۲ و تقریب یاد شده به بدست آوردن منحنی تعادل انسولین و گلوکز می‌پردازیم.

$$\dot{I} = 0: \quad G^2 = \frac{\alpha I}{\beta \sigma / k - I}, \quad (6)$$

$$\dot{G} = 0: \quad G = \frac{R_0}{E_{GO} + S_I I}, \quad (7)$$

در شکل ۱ نقطه برخورد این دو منحنی حالت تعادل دو غلظت را نشان می‌دهد. شایان توجه است



جمعیت آنها نه سر به فلک بکشد و نه از بین برود. غلظت زیاد گلوکز در خون باعث تخریب بافت‌های سلولی زیادی می‌شود به طوری که تولید مثل آنها را مختل کرده و مرگ آنها را سرعت می‌بخشد. سلول‌های بینایی در ناحیه چشم و سلول‌های بافت ناحیه پا از نقاطی هستند که در مجاورت گلوکز زیادی که در خون بیماران دیابتی وجود دارد شروع به تخریب شدن می‌کنند. این رخداد در این مدل برای سلول‌های بتا با حضور جمله توان دوم غلظت گلوکز G^2 به خوبی نمایان است.

$$dB/dt = (-d_0 + r_1 G - r_2 G^2) \beta, \quad (3)$$

۲ گردآوری سه روایت

سه رابطه ۱، ۲ و ۳ روایتی از سیستم بسته‌ای ارائه می‌کنند که وابسته به کمیتی دیگر در بدن نیست. در واقع این فروکاست گزایی^۲ بر طبق پژوهش‌های دیگری که در این راستا انجام شده است با داده‌های تجربی هم‌خوانی مناسبی دارد.

واحد	مقدار	کمیت
$ml \mu U^{-1} d^{-1}$	0.72	S_I
d^{-1}	1.44	E_{GO}
$mg dl^{-1} d^{-1}$	864	R_0
$\mu U ml^{-1} mg^{-1} d^{-1}$	43.2	σ
$mg^2 dl^{-2}$	2×10^4	α
d^{-1}	432	k
d^{-1}	0.06	d_0
$mg^{-1} dl d^{-1}$	8.4×10^{-4}	r_1
$mg^{-2} dl^2 d^{-1}$	2.4×10^{-6}	r_2

جدول ۱: کمیت‌های مربوط به انسان عادی

۱.۲ داده‌های تجربی

اندازه گیری‌های انجام شده در آزمایشگاه، تقریب خوبی از کمیت‌های یاد شده در قسمت قبل مانند حساسیت انسولین داده است. جدول ۱.۳ مقدار این کمیت‌ها را برای یک انسان سالم نشان می‌دهد.

۲.۲ دستگاه کاهیده

برای حل بهتر این دستگاه می‌توانیم آن را به دستگاهی شامل کمیت‌های بی بعد تبدیل کنیم. شکل نهایی این دستگاه پس از بی بعد سازی به قرار زیر در می‌آید.

$$\begin{cases} dI/dt = \frac{BG^2}{1+G^2} - kI \\ dG/dt = \frac{R_0}{\phi} - (E + I)G \\ dB/dt = (-d_0 + r_1 \phi G - r_2 \phi^2 G^2) B \end{cases}, \quad (4)$$

این نتیجه با تغییر متغیرهای زیر حاصل می‌شود.

$$\begin{cases} G = G/\phi, & \phi = \alpha^{1/2} \\ B = \beta/\sigma S_I \\ I = I S_I \end{cases}, \quad (5)$$

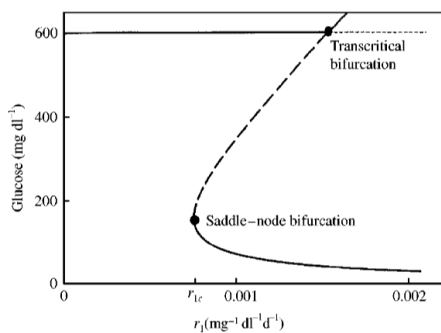
۳.۲ تخمین ضرب آهنگ تغییرات

در محدوده‌ای که در آن، انسان قادر به ادامه حیات است، گلوکز از مرتبه $100 mg dl^{-1}$ و انسولین از مرتبه ۱۰ تا $100 \mu U ml^{-1}$ و جرم سلول‌های بتا از مرتبه $100 mg$

داده شده است تابعی از کمیت‌های $r_{1,2}$ و d_0 است. با تغییر این کمیت‌ها مکان آن نیز تغییر می‌کند. اگر این تغییرات به گونه‌ای باشد که مکان آن به نقطه‌ای بالاتر از سطح گلوکز مجاز برسد، آنگاه فرد در حالت سلامت خود نیز دچار ازدیاد قند خون است.

۲.۳ حالت دوم

وجود دو نقطه تعادل سلامت و زینی وابسته به آن است که دو ریشه G_{\pm}^* مقداری حقیقی داشته باشند. اگر این دو ریشه حقیقی نباشند آنگاه دو نقطه تعادل از بین می‌روند و تنها نقطه تعادل جاذب، نقطه تعادل بیماری می‌شود. به عنوان مثال اگر دو کمیت d_0 و r_2 ثابت باشند و r_1 تغییر کند آنگاه به ازای مقدار خاصی از آن، دو نقطه تعادل از بین می‌روند. در شکل ۳ به ازای مقادیر متفاوت تعداد و وضعیت نقاط تعادل مشخص شده‌اند. به ازای مقداری خاص r_{1c} شاهد رخ دادن دو شاخگی هستیم که از دل آن دو نقطه تعادل زینی و جاذب متولد می‌شوند اما پیش از مقدار r_{1c} تنها نقطه جاذب نقطه تعادل بیماری با غلظت گلوکز 600 mgdl^{-1} است. در نتیجه یکی از عوامل رخ دادن دیابت در یک فرد می‌تواند کاهش باشد.



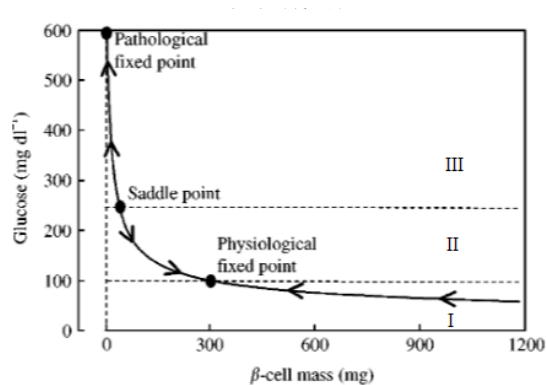
شکل ۳: در این نمودار به ازای هر مقدار r_1 تعداد و وضعیت نقاط تعادل اندازه‌گیری شده است. نقاط روی منحنی خطوط سیاه نقاطی جاذب و نقاط روی خط چین نقاطی زینی هستند.

۳.۳ حالت سوم

در این حالت که در بیماران دیابتی از نوع دوم رخ می‌دهد حساسیت انسولین S_I کاهش می‌یابد. به این معنی که انسولین ترشح شده توسط سلول‌های بتا کارایی لازم را ندارد و باید برای جبران این نقص انسولین بیشتری تولید شود. این اثر را می‌توانیم از کنار هم قرار دادن رابطه ۲ و ۳ مشاهده کنیم. این نیاز در شرایطی که هر سلول بتا توان تولید ثابتی داشته باشد با افزایش جمعیت این سلول‌ها امکان پذیر است. آهنگ این افزایش جمعیت باید به گونه‌ای باشد که بتواند با آهنگ کاهش حساسیت انسولین مقابله کند تا فرد به دیابت مبتلا نشود. برای کمی کردن این مشاهده فرض کنیم که آهنگ کاهش حساسیت انسولین را از مقدار تعادلی خود، با رابطه زیر توصیف کرده‌ایم.

$$\frac{dS_I}{dt} = -cS_I$$

شکل ۴ صفحه فازی را نشان می‌دهد که به کمک آن قادر به دنبال کردن این رخداد هستیم. پیش از این دانستیم که اگر سیستم در حالتی در ناحیه I یا II قرار بگیرد در نهایت جذب نقطه‌ای از تعادل سلامت می‌شود و روی منحنی سلامت با غلظت



شکل ۲: سلول‌های بتا-گلوکز. حالت‌های ناحیه‌ی I و II جذب تعادل سلامت و ناحیه III جذب تعادل بیماری می‌شوند.

که همان طور که انتظار می‌رفت مقادیر تعادلی گلوکز و انسولین در تمام دقایق یک روز وابسته به تعداد جمعیت سلول‌های بتا در آن روز است.

$$G^*(\beta), I^*(\beta)$$

پس از محاسبه می‌توان ثابت کرد که این نقطه تعادل جاذب است و تمام نقاط درون صفحه‌ی فاز پس از زمانی متناهی به این نقطه خواهند رسید.^۳ حال به کمک رابطه ۳ به سراغ بررسی حالت تعادل جمعیت سلول‌های بتا می‌رویم. سه حالت برای تعادل آنها وجود دارد.

$$\dot{\beta} = 0 : \beta^* = 0, G_{\pm}^* = \frac{r_1 \pm \sqrt{r_1^2 - 4d_0r_2}}{2r_2}$$

می‌توان ثابت کرد نقطه تعادل $\beta^* = 0$ و G_-^* جاذب و G_+^* زینی هستند. این سه نقطه را می‌توان به ترتیب به سه نام تعادل بیماری، سلامت و زینی شناخت. در نقطه تعادل بیماری جمعیت سلول‌های بتا به صفر رسیده و بدن توان ترشح انسولین را دیگر ندارد و به دیابت نوع اول مبتلا شده است. متأسفانه این نقطه همان طور که گفته شد یک نقطه تعادل جاذب است و هر همسایگی کوچکی پیرامون خود را نیز جذب خود می‌کند. این مشاهده که رهایی از نقطه تعادل بیماری دشوار است با آزمایش هم‌خوانی دارد.

۳ پلی به دیابت

پس از معرفی مدل، نوبت آن است که از آن برای شناخت بهتر دیابت استفاده کنیم. این مدل غلظت گلوکز یک فرد سالم را در نقطه تعادل سلامت در حدود 100 mgdl^{-1} گزارش می‌کند. با استفاده از این مدل می‌توان سه حالت متفاوت را برای رخ دادن دیابت در بدن توصیف کرد تا غلظت گلوکز به بیشتر از 100 mgdl^{-1} رسیده باشد. (۱) مکان نقطه تعادل سلامت به نقطه‌ای با گلوکز بالاتر رفته باشد. (۲) تغییر کمیت‌های سیستم باعث شود تا دو نقطه تعادل سالم و زینی از بین بروند. (۳) حساسیت انسولین کاهش پیدا کند و سلول‌های بتا توانایی جبران این اثر را نداشته باشند.

۱.۲ حالت اول

مکان نقطه تعادل سلامت که در رابطه ۸ با G_-^* نمایش

۳. همانطور که در رابطه‌ی ۶ مشخص است آهنگ تغییرات انسولین بزرگتر از آهنگ تغییرات گلوکز است به همین خاطر در شکل ۱ ابتدا انسولین به منحنی تعادل خود می‌رسد و پس از چندی گلوکز به پایداری می‌رسد.

به اطلاعات حالات گام‌های بعدی رسید. قابل حدس است که این برهم‌کنش‌ها تنها محصولی از برهم‌کنش‌های شیمیایی خود به خود است و در پس این برهم‌کنش‌ها هوشی مصنوعی یا طبیعی به کار گرفته نشده است. زیرا سیستم با شروع از یک شرایط محیطی خاص هر بار به شرایط مشخصی خواهد رفت اما در صورت وجود یک هوشمندی این سیستم از گذشته‌ی خود باید یادگیری انجام می‌داد. ابزارهایی که هم اکنون در اختیار درمانگران دیابت است به گونه‌ای است که روی کمیت‌هایی همچون حساسیت انسولین اثر می‌گذارد تا باعث شوند سیستم به سمتی حرکت کند که سطح گلوکز آن پایین بیاید. تزریق انسولین که یکی از تجویزهای معمول برای بیماران دیابتی است بدن را از نقطه تعادل بیماری تنها ساعاتی دور می‌کند و پس از چند ساعت مجدداً به حالت قبلی خود باز می‌گردد. به این معنی که تزریق انسولین باید به صورت مستمر انجام پذیرد و بیمار با دریافت دوزهای هر چند زیاد به صورت کامل درمان نخواهد شد. قابل پیش‌بینی است کوشش‌هایی برای درمان دیابت یا پیشگیری از ابتلا به آن می‌تواند در ادامه این مدلسازی به کمک سیستم‌های کنترلی صورت پذیرد. در این کوشش‌ها باید با دخالت در دینامیک سیستم مدل شده و جلوگیری از رسیدن سیستم به نقطه تعادل بیماری از ابتلا به دیابت جلوگیری شود.

۶ قدرانی

در پایان از استاد بزرگوارم، دکتر مرتضی فتوحی بابت توجه و عنایتشان به مقاله بنده بسیار سپاس گزارم. همچنین از پویا جانقربان، رویا آهمه، طاها عنایت و مریم آزادی طلب بابت مطالعه و راهنمایی در مورد نگارش آن تشکر می‌کنم.

کتابنامه:

برای مطالعه جزئیات پژوهشی که در این نوشته ذکر شد، می‌توانید به مقاله زیر مراجعه کنید:

A Model of β -Cell Mass, Insulin, and Glucose Kinetics: Pathways to Diabetes. Brian Topp, K Eith Promislow, G Erda Devries, Robert M. Miuraa and Diane T. Finegood, 2000 Academic Press

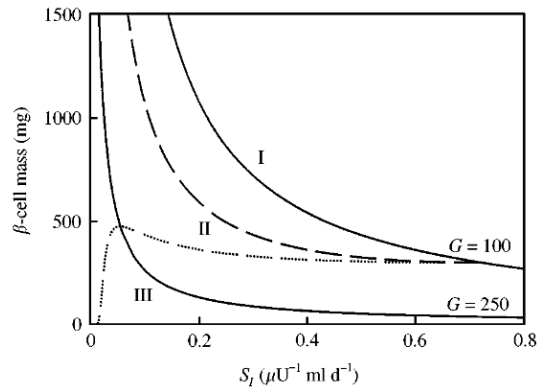
همچنین برای مطالعه کاربرد نظریه کنترل در دیابت که در قسمت بحث و جمع‌بندی به آن اشاره شد، خواندن مقاله زیر توصیه می‌شود.

Application of optimal control theory to diabetes mellitus R. L. OLLERTON

و فیلم کوتاه و آموزشی زیر به خوبی به توضیح انواع دیابت پرداخته است.

<https://www.youtube.com/watch?v=qSpAFJUKEA>

گلوکز 100 mgdl^{-1} قرار می‌گیرد. همچنین در صورت قرار گیری در ناحیه III توسط منحنی نقاط زینی دفع شده و به سمت تعادل بیماری می‌رود. همچنین می‌توانیم ببینیم برای نمای کاهش حساسیت انسولین $c = 0.01$ سلول‌های بتا قادر به جبران انسولین خسارت هستند و از نیاز افزایش جمعیت بر می‌آیند اما با بیشتر شدن آهنگ کاهش و رسیدن به مقداری مانند $c = 0.05$ این اتفاق دیگر با موفقیت همراه نیست و سلول‌های بتا در نهایت نابود می‌شوند. برای این مقدار از آهنگ کاهش در ابتدا سلول‌های بتا برای تولید مثل تلاش می‌کنند اما قادر به مهار برخورد با منحنی تعادل قرار زینی نیستند و پس از برخورد با آن در ناحیه III می‌گیرند و به سمت تعادل بیماری می‌روند.



شکل ۴: در این نمودار مکان نقاط تعادل زینی و سلامت به ازای مقادیر مختلف حساسیت انسولین S_I با دو خط سیاه ممتد رسم شده است. $G = 100$ تعادل سلامت و $G = 250$ نقطه تعادل زینی است. خط چین مسیر منحنی است که تغییرات حالت سیستم را با نمای کاهش حساسیت انسولین $c = 0.01$ و با شروع از نقطه‌ای روی تعادل سلامت نمایش می‌دهد. خط نقطه چین مسیر مشابهی است با نمای کاهش حساسیت انسولین $c = 0.05$.

۴ جمع بندی

در این مقاله به ارائه مدلی پرداختیم که تحول سه ماده گلوکز، انسولین و سلول بتا را برحسب یک دیگر شرح می‌دهد. این برهم‌کنش‌ها می‌تواند به گونه‌ای رخ دهد که بدن در حالت سلامت یا بیماری باشد. قوانینی که این سه ماده با یک دیگر بر هم‌کنش می‌کنند با داده‌های تجربی راستی آزمایی شده است و ما در این مقاله فقط به بررسی یک سیستم بسته شامل سه مولفه پرداختیم.

در قسمت ۴ دیدیم که در سه حالت متفاوت می‌تواند محصول این برهم‌کنش‌ها به ازدیاد قند خون منجر شود و این نتیجه به این معناست که دیابت یک بیماری حاصل عوامل بیگانه در بدن نیست. همچنان مانند یک فرد سالم نیز تولید مثل و مرگ سلول‌های بتا رخ می‌دهد؛ گلوکز تولید و مصرف می‌شود؛ انسولین ترشح و پاکسازی می‌شود اما خود این برهم‌کنش‌ها از تنظیم خود خارج شده‌اند. اگر در یک فرد سالم، بدن در تثبیت و نگهداری غلظت گلوکز خون در نقطه تعادل سلامت می‌کوشد، در بیمار دیابتی بدن در حفظ و نگهداری غلظت گلوکز خون در نقطه بیماری می‌کوشد.

۵ بحث

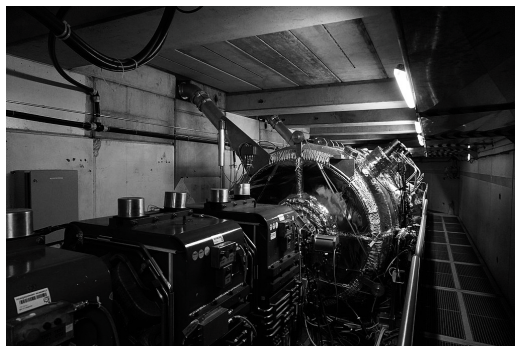
قابل توجه است که چرا توانستیم با استفاده از معادلات دیفرانسیل این سیستم را مدل کنیم. موثر واقع شدن این ابزار به معنی آن است که می‌توان با داشتن اطلاعات کافی از حالت کنونی سیستم

گروه‌های زیادی در این آزمایشگاه در حال انجام آزمایش‌های مختلفی روی بررسی خواص مختلف پادماده هستند که از جمله‌ی آن‌ها می‌توان به موارد زیر اشاره کرد.

- ASACUSA: Atomic spectroscopy and collisions using slow antiprotons
- ALPHA: Antihydrogen laser physics apparatus
- AegIS: Antihydrogen experiment gravity interferometry spectroscopy
- GBAR: Gravitational Behaviour of Anti-Hydrogen at Rest
- BASE: Baryon Antibaryon Symmetry Experiment



به طور کلی در این آزمایشگاه خلاف کاری که سرن در حال انجام است، انجام می‌شود؛ یعنی کم کردن سرعت و انرژی آنتی‌پروتون‌ها! به همین سبب به این آزمایشگاه AD یا همان Antiproton Decelerator نیز گفته می‌شود. روش کار به این صورت است که بخشی از باریکه‌ی پروتون‌های پراورژی که در حال انتقال از شتاب‌دهنده‌ی PS به SPS می‌باشند، جدا شده و با هدایت به کمک میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی، راهی آزمایشگاه پادماده می‌شود. در این مسیر، یک هدف فلزی را با پروتون‌ها بمباران می‌کنند و نتیجه این کار به وجود آمدن آنتی‌پروتون‌ها است. آنتی‌پروتون‌های به وجود آمده وارد AD می‌شوند و در طی فرآیندی انرژی آن‌ها گرفته شده و خنک‌تر می‌شوند. انرژی آنتی‌پروتون‌ها در این فرآیند تا کاهش پیدا می‌کند و از این پرتوی نسبتاً خنک در آزمایش‌های مختلفی که پیشتر نام بردیم استفاده می‌شود.



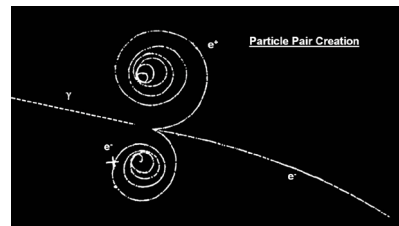
ELENA Ring:
Extra Low Energy Antiproton

به تازگی چیدمان جدیدی در این آزمایشگاه در حال

پادماده؛ از سرن تا بیولوژی

علی‌فعله پرنج
الهه حاجی‌ملاحیدر

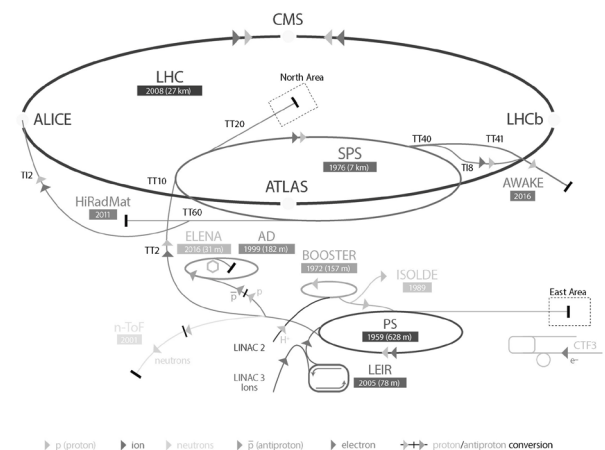
پادماده موجودی است که جرمی دقیقاً برابر جرم هم‌تای ماده‌ی خود، اما بار فیزیکی (همانند بار الکتریکی) مخالف بار فیزیکی آن دارد. ایده وجود پادماده به صورت نوین اولین بار در سال ۱۹۲۸ توسط دیراک مطرح شد. او وقتی می‌خواست نسخه‌ی نسبیته معادله شرودینگر را برای الکترون حل کند، وجود آنتی‌الکترون (پوزیترون) را پیشنهاد کرد. سپس کارل اندرسون هنگامی که در حال مطالعه‌ی اثر ذرات در اتاقک ابر بود، متوجه وجود ذراتی شد که ردی دقیقاً شبیه رد الکترون اما مسیری شبیه آینه‌ی مسیر ذرات الکترون دارند شد. این ذره اولین پادماده‌ای بود که بشر مشاهده کرد



آنتی‌پروتون در سرن

سرن (مرکز مطالعات هسته‌ای اروپا، بزرگترین آزمایشگاه فیزیک ذرات در جهان است که در مرز بین سوئیس و فرانسه واقع شده و دارای شتاب‌دهنده‌ای به طول ۲۷ کیلومتر به نام LHC است) در این مرکز مطالعات روی پادماده در آزمایشگاهی با نام جذاب antimatter factory انجام می‌شود.

CERN's Accelerator Complex



صورت کنترل شده به درون بدن می‌فرستادند. هنگامی که چنین پرتویی متشکل از ذرات سنگین و باردار وارد بدن انسان می‌شود، در ابتدا آسیب کمی به بافت بدن می‌رساند. اما وقتی انرژی این ذرات به خاطر نفوذ در داخل بدن کم می‌شود، بعد از مقداری نفوذ در بافت متوقف می‌شوند؛ بیشترین حد آسیب در این مرحله شکل می‌گیرد. با وجود این که باریکه‌ی پروتونی در از بین بردن سلول‌های سرطانی مؤثر است اما متأسفانه در طول این فرایند به سلول‌های سالم زیادی نیز آسیب می‌رسد. این آسیب در صورت انجام چندین باره‌ی پرتودرمانی بیشتر و بیشتر می‌شود.

گروه ACE ایده‌ی مؤثر بودن آنتی‌پروتون‌ها به جای پروتون‌ها برای از بین بردن سلول‌های سرطانی را مطرح کرد. همان طور که توضیح داده شد وقتی ماده (که در این مثال همان ذرات تشکیل‌دهنده‌ی توده‌ی سرطانی است) به پادماده (همان پرتویی که به سمت توده سرطانی شلیک می‌کنیم) برخورد می‌کند، هردو نابود می‌شوند و جرم آنها تبدیل به پرتو پرنرژی گاما می‌شود. این پرتوی گاما سلول‌های سرطانی اطراف را نیز از هم می‌پاشد.

در این آزمایش سلول‌های زنده معلق در ژلاتین در درون لوله‌ای استوانه‌ای قرار گرفته بودند تا سطح مقطعی از بدن را شبیه‌سازی کنند. در طی این تحقیق ذرات پادپروتون به درون این استوانه فرستاده می‌شوند و میزان تغییرات در سلول‌ها با تغییر عمق مورد مطالعه قرار می‌گرفت. نتایج اولیه نشان داد که در صورت استفاده از پادپروتون‌ها همچنان به سلول‌های سالم آسیب می‌رسد اما مقدار این آسیب یک چهارم مقداری است که بخواهیم همان میزان از سلول‌های سرطانی را با ذرات پروتون از بین ببریم. برای مطالعه‌ی بیشتر روی این موضوع می‌توانید به مقاله‌ی زیر مراجعه کنید:

<https://doi.org/10.1007/s10751-012-0638-z> Sellner, S., Boll, R., Caccia, M. et al. Hyperfine Interact (2012) 213: 159.

PET: positron emission tomography تصویر برداری



این تکنولوژی نمونه‌ی بسیار خوبی از تبدیل آزمایش‌ها و تحقیقات آکادمی در سطح تئوری فیزیکی به ابزار بسیار پرکاربرد در حوزه‌ی پزشکی برای خدمت به بشریت است.

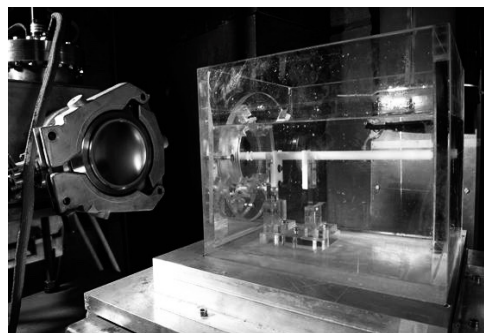
PET یک روش تصویربرداری فانکشنال یا عملکردی است که برای مطالعه‌ی میزان متابولیسم ارگان‌های مختلف کاربرد دارد. پیش از پرداختن به توضیح جزئیات این

آماده‌سازی است که می‌تواند باریکه آنتی‌پروتون را بیش از پیش خنک سازد. این چیدمان یک شش‌ضلعی به اندازه‌ی سی متر است که اولین پرتو در سال ۲۰۱۶ در آن جریان پیدا کرد و بهره‌برداری کامل از آن در اواخر سال ۲۰۱۹ میسر خواهد بود. کمتر کردن انرژی آنتی‌پروتون‌ها امکان اندازه‌گیری دقیق‌تر و محبوس‌سازی ذرات پادماده‌ی بیشتری در درون تله‌های الکتریکی و مغناطیسی را ممکن می‌سازد.



همان طور که گفته شد در این آزمایشگاه آزمایش‌های بسیار مهمی روی بررسی خواص پادماده انجام شده و می‌شود. اما همان طور که در عنوان مقاله ذکر شده، در طول این مقاله خواهیم دید که این مطالعات عمیق فیزیکی چه کاربردی در دنیای بیرون و به طور خاص در دنیای بیولوژی و پزشکی و درمان دارند. در ادامه‌ی مقاله به بررسی یکی از آزمایش‌هایی که در ارتباط با این موضوع در این مرکز (آزمایش ACE) انجام شده می‌پردازیم. سپس یک مثال بسیار مهم از کاربرد پادماده در بحث تصویربرداری را بررسی خواهیم کرد.

آزمایش ACE : Antiproton Cell Experiment



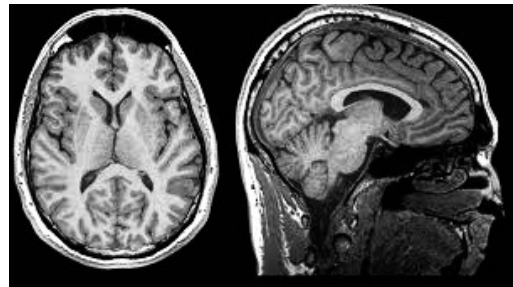
این آزمایش یکی از زیباترین آزمایش‌هایی بود که در سرن با همکاری گروهی از زیست‌شناسان و پزشکان و فیزیکدانان انجام شد که به منظور بررسی مناسب بودن ذرات پادپروتون به عنوان سلاحی برای از بین بردن بافت‌های سرطانی در سال ۲۰۰۳ شروع و در سال ۲۰۱۳ به اتمام رسید و مثالی بسیار عالی از کاربرد تحقیقات در سطوح عمیق فیزیکی در کاربردهای بالینی و پزشکی است.

در زمان انجام این آزمایش مرسوم بود که باریکه‌ی پروتونی برای از بین بردن غده‌های سرطانی استفاده شود. به این صورت که باریکه‌ای از ذرات پروتون با انرژی کافی را برای رسیدن به لایه‌ای خاص از بافت سرطانی به

تکنولوژی لازم است که در ابتدا توضیحی درباره‌ی تصاویر ساختاری یا استراکچرال و عملکردی با فانکشنال ارائه شود.

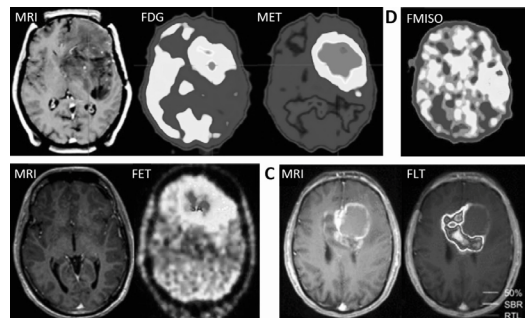
تصاویر ساختاری یا استراکچرال: این نوع تصاویر، تصویری از ارگان‌های داخلی بدن ارائه می‌دهند و زمانی مناسب هستند که می‌خواهیم تغییر ساختار ارگان‌های داخلی بدن (مثل مغز) را در اثر یکسری بیماری‌ها (مثل آلزایمر یا وجود غده‌ی مغزی) مطالعه کنیم. تکنیک‌هایی مثل MRI و CT-scan می‌توانند تصویری ساختاری از ارگان‌ها ارائه دهند.

برای مثال در عکس زیر می‌توانید مثالی از این نوع عکس ببینید.



تصاویر عملکردی یا فانکشنال: این نوع تصاویر با تعقیب رد موادی که در طی متابولیسم ارگان‌های مختلف مصرف می‌شوند، می‌توانند تصویری از عملکرد یا متابولیسم آن ارگان ارائه دهند. این نوع تصاویر مثل PET-scan, fMRI و سیگنال‌هایی مثل fNIRS در بسیاری از جاها که نیاز است که عملکرد یک ارگان بررسی شود کاربرد دارد.

برای مثال در مواقعی که سلول‌های سرطانی با تصویر ساختاری مثل MRI قابل تشخیص نیستند می‌توان از این روش استفاده کرد. برای مثال در شکل زیر در عکس سمت چپ پایین می‌توانید ببینید که در تصویر ساختاری اثری از تومور مغزی دیده نمی‌شود اما در تصویر عملکردی می‌توان دید که متابولیسم ناحیه‌ای از مغز به صورت عجیبی با سایر مناطق مغزی متفاوت است.



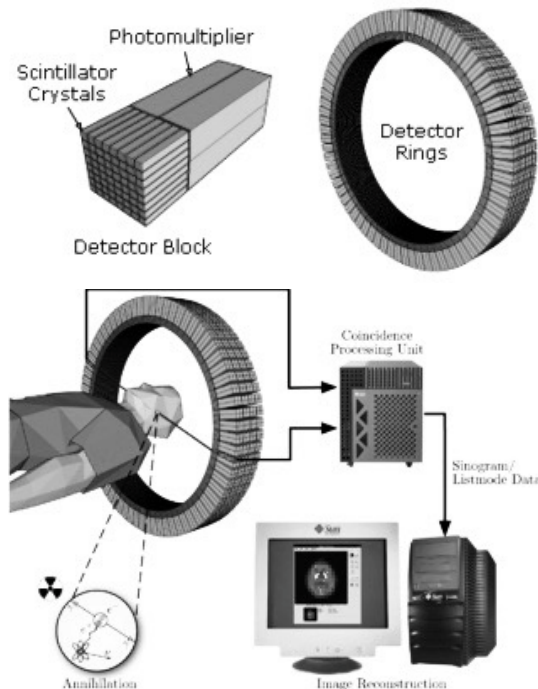
حال ببینیم این نوع تصویربرداری چگونه کار میکند.

مکانیزم عملکرد PET-scan :

در تصویربرداری PET از واکنش ذره با پادذره استفاده می‌شود. می‌دانیم که در طول این واکنش دو پرتوی گاما در جهت مخالف (به دلیل پایستگی تکانه) به وجود می‌آید. از دو پرتو گامای به وجود آمده می‌توان استفاده

کرد و محل وقوع واکنش را با رزولوشن خوبی مشخص کرد. برای انجام تصویربرداری ابتدا ماده‌ای را که به آن، ماده‌ی حاجب می‌گوییم و دارای خاصیت رادیواکتیو است و بر اثر واپاشی، ذرات پوزیترون تولید می‌کند، از طریق تزریق وریدی وارد جریان خون می‌کنند. پوزیترون به وجود آمده از این مواد سر راه خود با الکترونی واکنش می‌دهد و دو پرتو گاما ساطع می‌شود. بسته به این که می‌خواهیم مصرف چه ماده‌ای طی متابولیسم ارگان مورد نظر را مطالعه کنیم از مواد مختلفی به عنوان ماده‌ی حاجب استفاده می‌کنیم که در ادامه بیشتر در این باره توضیح داده خواهد شد.

بعد از مدتی که این مواد به صورت یکنواخت در بدن پخش شدند، آشکارسازهای پرتوی گاما را روشن کرده و در محلی که قرار است عکس گرفته شود قرار می‌دهیم. در این مقاله قصد پرداختن به جزئیات دستگاه‌ها مثل آشکارسازها و ... را نداریم و به توضیح مختصری بسنده می‌کنیم، آشکارسازها به صورت حلقه‌ای دور ارگانی که قصد تصویربرداری از آن را داریم قرار می‌گیرند. این حلقه‌ی آشکارساز پرتوهای گاما، از بلوک‌های کوچکی تشکیل شده است که دارای کریستال‌هایی است که هنگام رد شدن گاما از آن نور مرئی تولید می‌کند. این نور وارد PMT (یک نوع تقویت کننده‌ی نور که آشکارسازی فوتون‌هایی با انرژی بسیار کم را میسر می‌سازد) شده و به این طریق می‌توان فهمید که فوتونی وارد آشکارساز شده است. حال به کمک یک سری محاسبات کامپیوتری می‌توان محلی که زوج فوتون از آنجا خارج شده است را با وضوح خوبی تشخیص داد.



کاربرد های پت اسکن:

همان طور که گفته شد در PET-scan مواد رادیواکتیو مختلفی بسته به نوع مطالعه وارد بدن می‌کنیم. از این موارد می‌توان به کربن ۱۱ (با نیمه‌عمر ۲۰ دقیقه)، نیتروژن ۱۳ (با نیمه‌عمر ۱۰ دقیقه)، اکسیژن ۱۵ (با نیمه‌عمر ۲ دقیقه)، فلور ۱۸ (با نیمه‌عمر ۱۱۰ دقیقه)،

استخوانی (برای مثال برای دیدن تغییرات متابولیسم قسمت‌های مختلف ماهیچه‌ی پا در هنگام انجام دادن عملی مشخص) اشاره کرد.

سخن آخر این که در این مقاله دیدیم که کشف عجیبی که کمتر از ۱۰۰ سال از عمر آن می‌گذرد و چیزی بسیار عجیب و غریب و افسانه‌ای به نظر می‌رسد، چگونه می‌تواند با همکاری بین فیزیکدانان و پزشکان و مهندسان در زمانی کم تبدیل به یک تکنولوژی برای خدمت به بشریت شود.

گالیوم ۶۸ (با نیمه‌عمر ۶۷ دقیقه)، زیرکونیم (با نیمه‌عمر ۷۸ ساعت) و یا روییدیم ۸۲ (با نیمه‌عمر دقیقه) اشاره کرد. این مواد رادیواکتیو یا با موادی که معمولاً توسط بدن مصرف می‌شوند (مثل گلوکز و آب و آمونیاک) و یا با مولکول‌هایی که با گیرنده‌هایی خاص (کانال‌های روی سطح سلول یا کانال‌های موجود در فضای سیناپسی) پیوند برقرار می‌کنند و به این طریق می‌توان رد این ترکیبات مختلف در بدن را گرفت. از این ردگیری در زمینه‌های مختلفی کاربرد دارد که از جمله‌ی آن می‌توان به سرطان‌شناسی یا انکولوژی (oncology)، تصویر برداری از مغز، مطالعات مربوط به مغز (cardiology)، تصویربرداری از حیوانات کوچک و مطالعات ماهیچه‌ای-



که در آن قسمت زاویه ای Δ_{N-1} عملگر لاپلاسی کروی در بعد N است (معروف به عملگر لاپلاس-بلترامی). با توجه به اتحاد زیر

$$\frac{1}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{n-1} \frac{\partial}{\partial r} \right) = \frac{n-1}{r^2} \sum_k x_k \frac{\partial}{\partial x_k} + \sum_{j,k} \frac{x_k x_j}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k}$$

و همچنین رابطه‌ی

$$\sum_{j,k} x_j^2 p_k^2 = -\hbar^2 r^2 \nabla^2$$

می‌توان عملگر تکانه زاویه ای در مختصات کروی در بعد N را بدست آورد:

$$L^2 = -\hbar^2 r^2 \left(\nabla_N^2 - \frac{1}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{n-1} \frac{\partial}{\partial r} \right) \right) \quad (4)$$

حال باید تکانه شعاعی را در بعد N بدست آوریم. برای بدست آوردن تکانه شعاعی تنها میدانیم که باید عملگری هرمیتی باشد. کاندیدای زیر یک عملگر هرمیتی است و انتظارات مارا برای عملگر تکانه شعاعی برآورده میکند (برای اطلاعات بیشتر [3] را ببینید). پس داریم:

$$P_r \psi = \frac{\hbar}{2i} (\nabla \cdot (\hat{r} \psi) + \hat{r} \cdot (\nabla \psi))$$

$$P_r = \frac{\hbar}{i} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{n-1}{r} \right)$$

نوبت بازنویسی هامیلتونی بر حسب عملگر تکانه زاویه ای و تکانه شعاعی در N بعد است.

با استفاده از روابط بالا هامیلتونی برابر است با:

$$H = \frac{P_r^2}{2m} + \frac{\hbar^2 (N-1)(N-3)}{2m 4r^2} + \frac{L^2}{2mr^2}$$

همانطور که پیداست جمله دوم معادله بالا در سه بعد از بین می‌رود. میدانیم در یک سیستم جرم و فنر با فرکانس ω انرژی نوسانگر در سه بعد از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$E_N = \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega$$

همچنین با تغییر متغیر $N = n_1 + n_2 + n_3$ واضح است که این مجموعه جواب با عبارت زیر برابر است.

$$E_{k,l} = \left(2k + l + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega \quad k, l \in \mathbb{N} \cup \{0\}$$

حالت یک نوسانگر N بعدی را میتوان با ضرب تانسوری حالت یک نوسانگر تک بعدی بدست آورد. در نهایت به راحتی میتوان گفت که برای بعد دلخواه رابطه‌ی زیر برای انرژی نوسانگر هماهنگ برقرار است.

$$E_{k,l} = \left(2k + l + \frac{N}{2} \right) \hbar \omega \quad k, l \in \mathbb{N} \cup \{0\} \quad (1)$$

هامیلتونی نوسانگر در بعد دلخواه همانند زیر است.

$$H = \frac{P_r^2}{2m} + \frac{\hbar^2 (N-1)(N-3)}{2m 4r^2} + \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{1}{2} m r^2 \omega^2$$

واضح است که $[H, L^2] = 0$. پس هامیلتونی را در پایه ای مینویسیم که هر دو عملگر H و L^2 قطری باشند. ویژه مقدار های L^2 را $\nu_{k,l}$ نشان میدهیم که در آن اندیس های شمارنده

ویژه مقادیر

تکانه زاویه‌ای در بعد دلخواه

مبین مرادی

یکی از موضوعاتی که امروزه بحث های زیادی در جامعه‌ی علمی جهان را در بر میگیرد، ارتباط بسیار نزدیک فیزیک و ریاضی با یک دیگر است. پس از پیدایش مکانیک کوانتومی و نظریه ی میدان های کوانتومی، به سبب ابزار های ریاضی استفاده شده در این نظریه ها، سوالات بسیاری برای فیزیکدانان و حتی ریاضیدانان به وجود آورد، طوری که هم اکنون شاخه های جدیدی در ریاضیات با هدف فهم دقیق این نظریه ها به وجود آمده است. یک نمونه جالب، بدست آوردن نتایج ریاضی با استفاده از فرمولبندی فیزیک است. ما اینجا قصد داریم ویژه مقدار های عملگر لاپلاسی کروی (تکانه زاویه ای) در فضای هیلبرت را بدست آوریم. ریاضیدانان با روش های متعددی این کار را انجام داده‌اند (برای نمونه میتوانید [۱] و [۲] را ببینید). اکنون ما با دانشی که از مکانیک کوانتومی داریم میخواهیم بدون حل معادله دیفرانسیل این ویژه مقادارها را در بعد دلخواه بدست آوریم. برای این کار از نوسانگر هماهنگ و روشی موسوم به (فاکتورگیری) استفاده می‌کنیم.

هامیلتونی در بعد دلخواه

در یک سیستم تک ذره ای منزوی، هامیلتونی برابر $H = \frac{p^2}{2m}$ است. تکانه زاویه ای سیستم از رابطه $L = r \times p$ یا $L_i = \epsilon_{ijk} x_j p_k$ بدست می‌آید. که ϵ_{ijk} تانسور لوی چیبوتسا میباشد. همچنین داریم:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N L_i^2 &= \sum_{j,k,l,m} \epsilon_{ijk} \epsilon_{ilm} x_j p_k x_l p_m \\ &= \sum_{j,k,l,m} (\delta_{jl} \delta_{km} - \delta_{jm} \delta_{kl}) x_j p_k x_l p_m \\ &= \sum_{j,k} (x_j^2 p_k^2 - x_j p_k x_k p_j) \end{aligned}$$

میدانیم عملگر لاپلاسی در بعد دلخواه N از رابطه ی زیر بدست می‌آید:

$$\nabla_N^2 = \frac{1}{r^{n-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{n-1} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\Delta_{N-1}}{r^2}$$

$$\langle \phi_n | \phi_n \rangle = (\eta - \Lambda_n)(\eta - \Lambda_{n-1}) \dots (\eta - \Lambda_1) \geq 0 \quad (7)$$

فرض‌های بعدی این است که به ازای هر $i \geq 1$ ، $\Lambda_{i+1} > \Lambda_i$ ، دنباله Λ_i همگرا و $\eta < \Lambda_\infty$. با توجه به نامساوی بالا میتوان گفت اندیس i_0 وجود دارد طوری که $\eta = \Lambda_{i_0}$ و بدین ترتیب اگر بتوانیم Λ_k ها را تعیین کنیم ویژه مقادیرهای عملگر را بدست آورده‌ایم. به این روش در مکانیک کوانتومی factorization می‌گویند.

روش فاکتورگیری در نوسانگر هماهنگ

حال میخواهیم روش قسمت قبل را برای نوسانگر هماهنگ به کار ببریم. برای این کار عملگرهای a_k و a_k^\dagger را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$a_k = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(P_r + i \left(\frac{\alpha_k}{r} + \beta_k r \right) \right)$$

$$a_k^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(P_r - i \left(\frac{\alpha_k}{r} + \beta_k r \right) \right)$$

حال عملگر H_k و ثابت a_k و β_k را طوری انتخاب می‌کنیم که روابط زیر برقرار باشند:

$$H_k = a_k^\dagger a_k + \Lambda_k \quad (8)$$

$$H_k = a_{k-1}^\dagger a_{k-1} + \Lambda_{k-1} \quad (9)$$

$$H_1 = H \quad (10)$$

برای سادگی محاسبات $m=1$ می‌گیریم و $v_{k,l}$ را با v نشان می‌دهیم.

$$\left[P_r, \frac{1}{r} \right] = \frac{i\hbar}{r^2}$$

$$[P_r, r] = -i\hbar$$

با استفاده از دو رابطه بالا و با اندکی محاسبه به رابطه زیر می‌رسیم:

$$a_1^\dagger a_1 = \frac{P_r^2}{2} + \frac{\alpha_1^2 - \alpha_1 \hbar}{2r^2} + \frac{\beta_1^2 r^2}{2} + \alpha_1 \beta_1 + \frac{\beta_1 \hbar}{2}$$

با استفاده از معادله (10) تساوی‌های زیر را بدست می‌آوریم:

$$\Lambda_1 = -\frac{\beta_1 \hbar}{2} - \alpha_1 \beta_1 \quad (11)$$

$$\alpha_1^2 - \alpha_1 \hbar = v \hbar^2 + \frac{\hbar^2}{4} (N-1)(N-3) \quad (12)$$

$$\beta_1^2 = \omega^2 \quad (13)$$

این معادلات به ما ضرایب α_1 و β_1 را می‌دهند.

همین کار را می‌توان برای اندیس k انجام داد و با استفاده از معادله (9) به روابط زیر می‌رسیم:

$$\alpha_{k+1}^2 + \alpha_{k+1} \hbar = \alpha_k^2 - \alpha_k \hbar \quad (14)$$

$$\beta_{k+1} = \pm \beta_k \quad (15)$$

$$\Lambda_{k+1} = \Lambda_k + (\alpha_k \beta_k - \alpha_{k+1} \beta_{k+1}) + \frac{\beta_k + \beta_{k+1}}{2} \hbar \quad (16)$$

این معادلات به همراه روابط (11)، (12) و (13) به عنوان شرایط اولیه، یک دسته معادلات بازگشتی به ما می‌دهند

ویژه مقادیرهای L^2 هستند. این‌ها دقیقاً همان اندیس‌های موجود در معادله (1) هستند. پس با بازنویسی رابطه‌ی بالا داریم:

$$H = \frac{P_r^2}{2m} + \frac{\hbar^2 (N-1)(N-3)}{2m \cdot 4r^2} + \frac{v_{k,l} \hbar^2}{2mr^2} + \frac{1}{2} mr^2 \omega^2$$

حال روشی را معرفی می‌کنیم که با کمک آن می‌توان ویژه مقادیرهای تکانه زاویه‌ای را بدست آورد.

روش فاکتورگیری

عملگر A را در نظر بگیرید. ویژه مقدار متناظر با ویژه بردار $|\psi\rangle$ را η بنامید. به عبارتی

$$A|\psi\rangle = \eta|\psi\rangle$$

هدف اصلی این روش بدست آوردن ویژه مقادیرهای عملگر A است. برای این کار فرض می‌کنیم این عملگر را بتوان به صورت

$$A = a_1^\dagger a_1 + \Lambda_1 \quad (2)$$

نوشت. که در آن a_1 یک عملگر (همانند عملگرهای بالا برنده و پایین برنده در نوسانگر هارمونیک) و Λ_1 یک عبارت ثابت است. حال دنباله‌ی عملگرهای A_k را مطابق معادلات زیر تعریف می‌کنیم:

$$A_1 = A \quad (3)$$

$$A_k = a_{k-1}^\dagger a_{k-1} + \Lambda_{k-1} \quad (4)$$

$$A_k = a_k^\dagger a_k + \Lambda_k \quad (5)$$

اکنون فرض می‌کنیم بتوان عملگرهای a_k و ثابت‌های Λ_k را بدست آورد. این فرض کلی‌تر از فرض قبلی است. حالت $|\phi_n\rangle$ را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$|\phi_n\rangle = a_n a_{n-1} \dots a_2 a_1 |\psi\rangle \quad (6)$$

می‌دانیم

$$\langle \phi_1 | \phi_1 \rangle = \langle \psi | a_1^\dagger a_1 | \psi \rangle = (\eta - \Lambda_1) \geq 0$$

این رابطه نشان می‌دهد یا $\eta > \Lambda_1$ یا $\eta = \Lambda_1$ است. با استفاده از تعریف عملگر A خواهیم داشت:

$$A_{k+1} a_k = (a_k a_k^\dagger + \Lambda_k) a_k = a_k (a_k^\dagger a_k + \Lambda_k) = a_k A_k$$

بنابراین

$$\begin{aligned} \langle \phi_2 | \phi_2 \rangle &= \langle \psi | a_1^\dagger a_1^\dagger a_2 a_1 | \psi \rangle \\ &= \langle \psi | a_1^\dagger (A_2 - \Lambda_2) a_1 | \psi \rangle \\ &= \langle \psi | a_1^\dagger a_1 (A_1 - \Lambda_2) | \psi \rangle \\ &= (\eta - \Lambda_2) \langle \phi_1 | \phi_1 \rangle \\ &= (\eta - \Lambda_2)(\eta - \Lambda_1) \geq 0 \end{aligned}$$

با ادامه این روند به طور استقرایی و استفاده از معادلات (4)، (5) و (6) می‌توان عبارت زیر را بدست آورد:

که به کمک آن می‌توانیم انرژی نوسانگر هماهنگ را بدست آوریم.

حل معادلات بازگشتی

از حل معادله بازگشتی برای دو جواب زیر بدست می‌آید.

$$\alpha_{k+1} = -\alpha_k$$

یا

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - \hbar$$

با این شرایط چهار رابطه برای Λ_{k+1} پیدا می‌شود. یکی از آنها انرژی ثابت را بیان میکنند که به وضوح نادرست است. معادلات دیگر بدین صورت هستند:

$$\Lambda_{k+1} = \Lambda_k + \beta_k(2\alpha_k + \hbar)$$

$$\Lambda_{k+1} = \Lambda_k + 2\beta_k\hbar$$

$$\Lambda_{k+1} = \Lambda_k + \beta_k(2\alpha_k - \hbar)$$

تنها جمله دوم است که با ویژه مقدار هامیلتونی نوسانگر هماهنگ هم‌خوانی دارد. پس با انتخاب مناسب β میرسیم به اینکه:

$$\Lambda_k = \Lambda_1 + 2\hbar\omega(k-1)$$

از این رابطه معلوم است که k دقیقاً همان اندیس موجود در معادله (1) است. همچنین از می‌دانیم:

$$\Lambda_1 = \left(\frac{\hbar}{2} + \alpha_1\right)\hbar\omega$$

پس کافی است α_1 را بدست بیاوریم که با استفاده از (12) میتوانیم بنویسیم:

$$\alpha_1^2 - \alpha_1\hbar - v\hbar^2 + \frac{\hbar^2}{4}(N-1)(N-3) = 0$$

و در نهایت با مقایسه آن با معادله (1) داریم:

$$v = l(l+N-2)$$

این عبارت ویژه مقدار عملگر تکانه زاویه‌ای در بعد دلخواه در فضای هیلبرت میباشد. در سه بعد این ویژه مقادیر را می‌شناختیم.

$$v = l(l+1) \quad (N=3)$$

که آن را با استفاده از جبر جابه‌جایی عملگرها می‌توانستیم بدست بیاوریم.

جمع بندی

در سه بعد با تعریف عملگرهای خاصی می‌توان ویژه مقدارهای عملگر تکانه زاویه‌ای را با استفاده از نوسانگر هماهنگ بدست آورد. این همان تصویر شووینگر است (بخش ۳، ۹ [4] را ببینید). البته این کار در بعد بالا بسیار مشکل می‌شود. همچنین این ویژه مقدارها مستقیماً با حل معادله دیفرانسیل (نوشتن عملگر لاپلاسی در دستگاه

مختصات کروی) بدست می‌آیند. این روش در ضمیمه اول [5] بحث شده است. ما در قسمت های قبل از روش فاکتورگیری استفاده کردیم. این روش کاربردهای بسیار گسترده‌ای دارد. پتانسیل‌های مهمی هستند که حل معادله شرودینگر برای آنها مشکل است، اما با این روش به راحتی می‌توان تابع موج و ترازهای انرژی آنها را بدست آورد (6) را ببینید).

منابع:

Paul Garrett, Harmonic analysis on spheres, I, Feb- [1] ruary 28, 2011

http://www-users.math.umn.edu/~garrett/m/mfms/notes_c/spheres_I.pdf

Isaac Chavel, Eigenvalues in Riemannian Geometry, [2] Academic Press, 1984, page 33

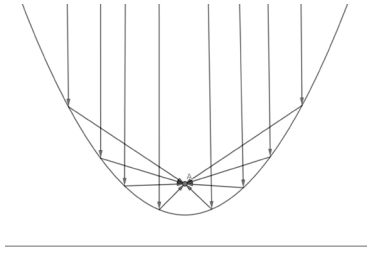
arXiv:0706.0924 [3]

J. J. Sakurai, Jim Napolitano, Modern Quantum Mechanics, Addison-Wesley, 2011

R. Friedberg, T. D. Lee and W. Q. Zhao, preprint, [5] .quant-ph/0510193

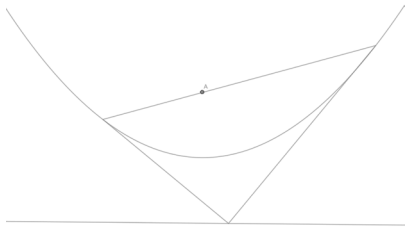
Razavy, M. Heisenberg's Quantum Mechanics, [6] World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2011

با استفاده از اصل فرما (بدون استفاده از قانون تابش و بازتاب که خود نتیجه این اصل است) می‌توان ثابت کرد که اگر یک دسته پرتو موازی محور سهمی به آن بتابانیم، آن‌ها را در کانون جمع می‌کند. (شکل ۳)



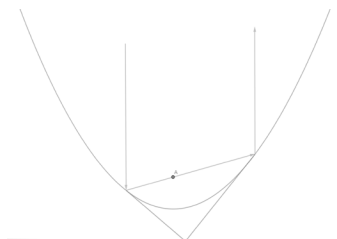
شکل ۳: آینه سهمی

گزاره ۱: خطی در نظر بگیرید که از کانون سهمی می‌گذرد و سهمی را در دو نقطه قطع می‌کند. خطوط مماس دو نقطه از سهمی بر هم عمودند. (شکل ۴)



شکل ۴: گزاره

برای اثبات این قضیه از این که پرتوهای موازی در کانون سهمی جمع می‌شوند، استفاده می‌کنیم (شکل ۵). یک پرتو اگر موازی تابانده شود، از کانون می‌گذرد و بعد از برخورد دوم به آینه باز هم موازی بر می‌گردد. شکل ۵ در حقیقت معادل مسئله دو آینه تخت عمود بر هم است، که پرتو اولیه با نهایی موازی شده است و دو خط مماس بر سهمی، حکم آینه‌ها را دارند.



شکل ۵: اثبات گزاره

۲ حرکت پرتابی و سهمی

معادله حرکت پرتابه‌ای که با سرعت اولیه v و تحت زاویه θ_0 پرتاب شده، مطابق زیر است:

$$y = \frac{-gx^2}{2v_0^2 \cos^2(\theta_0)} + \tan(\theta_0)x$$

گزاره ۲: مکان هندسی کانون سهمی‌های مربوط به پرتابه‌هایی که از یک نقطه مشخص با سرعت اولیه v_0 پرتاب شده‌اند، دایره است. (شکل ۶)

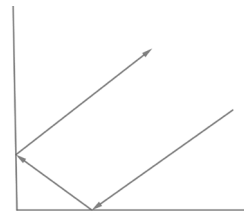
دیوانه‌ی پرتاب



اولین چیزی که همه ما در فیزیک با آن آشنا شده‌ایم مفاهیم مکان، سرعت، شتاب، حرکت پرتابی و به طور کلی سینماتیک بوده است. در اینجا قصد داریم ویژگی‌های هندسی زیبایی را که می‌توان در این حرکت‌های پرتابی پیدا کرد، بررسی کنیم.

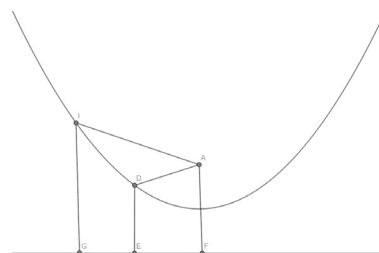
۱ سهمی و آینه

در ابتدا با یک مسئله ساده شروع می‌کنیم: اگر پرتویی را به دو آینه تخت عمود بر هم بتابانیم و از آن‌ها بازتاب شود، پرتو نهایی با پرتو اولیه موازی است.



شکل ۱: آینه‌های عمود بر هم

حال به سراغ سهمی می‌رویم: سهمی مکان هندسی نقاطی از صفحه است که از یک نقطه (کانون) و یک خط (خط هادی) به یک فاصله‌اند. (شکل ۲)



شکل ۲: سهمی

با استفاده از این ویژگی، اگر فاصله خط هادی و کانون سهمی $2a$ باشد:

$$\sqrt{x^2 + (y-a)^2} = y + a$$

$$x^2 + (y-a)^2 = (y+a)^2$$

$$y = \frac{1}{4a}x^2$$

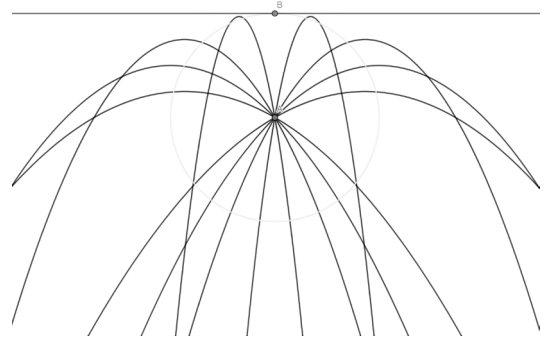
اگر یک سهمی داشته باشیم X و پشت آن را نقره اندود کنیم، یک آینه سهمی درست کرده‌ایم. در نور هندسی

اگر مؤلفه x و y کانون را محاسبه کنیم، بدست می آید:

$$x_f = \frac{v_0^2 \sin(\theta_0) \cos(\theta_0)}{g}, \quad y_f = \frac{v_0^2 \cos(2\theta_0)}{2g}$$

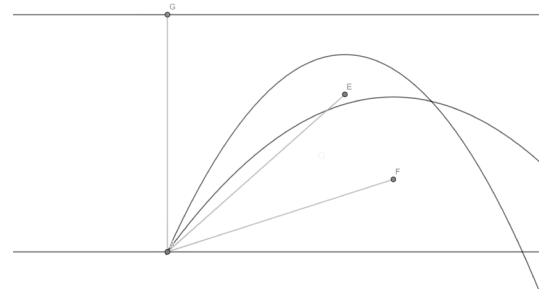
$$x_f^2 + y_f^2 = \frac{v_0^4}{4g^2}$$

همان طور که دیده شد، معادله دایره بدست می آید.



شکل ۶: دایره سبز، دایره کانون هاست.

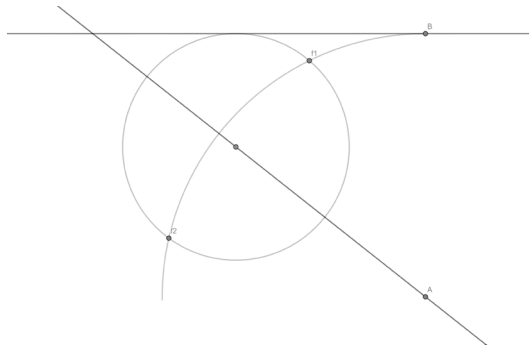
اگر بخواهیم خط هادی یک سهمی را که در اثر پرتاب یک جسم به وجود می آید بدست آوریم، با توجه به اینکه نقطه پرتاب یکی از نقاط سهمی است، باید با استفاده از ویژگی سهمی، کانون را به نقطه پرتاب وصل کنیم و به همان اندازه قائم در راستای بالا برویم و خطی افقی رسم کنیم تا خط هادی بدست آید. و چون کانون‌ها روی دایره‌اند پس از نقطه پرتاب نیز باید به یک اندازه بالا برویم و در نتیجه خط هادی همه این سهمی‌ها یکی است. (مماس به بالاترین نقطه دایره کانون‌ها) (شکل ۷)



شکل ۷: نقاط E و F کانون هستند و طول خطوط قرمز با هم برابر است.

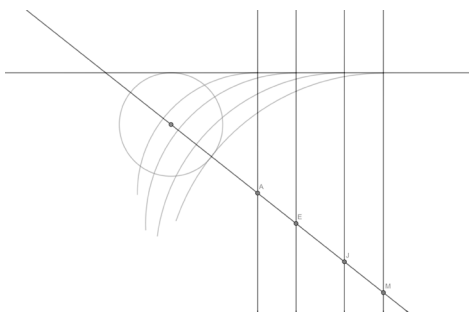
۳ سرعت‌های عمود

گزاره ۳: روی یک سطح شیبدار، در حالت برد بیشینه پرتابه، سرعت‌های اولیه و نهایی بر هم عمودند. فرض کنید جسم را پرتاب کرده‌ایم و در نقطه A به سطح برخورد کرده است. اگر بخواهیم کانون سهمی که به وسیله آن جسم به نقطه A رسیده است بیابیم، چون فاصله A از کانون و خط هادی برابر است (ویژگی سهمی) باید از A به خط هادی عمود کنیم تا نقطه B بدست آید. حال کمانی به طول AB می زنیم تا دایره کانون‌ها را در دو نقطه قطع کند. در این صورت دو کانون بدست می آید. بنابراین دو سهمی وجود دارد که می‌توان جسم را به A پرتاب کرد. (شکل ۸)



شکل ۸: اثبات گزاره

حال اگر همین کار را برای نقاطی دورتر از A انجام دهیم، بیشینه مکانی که می‌توانیم از نقطه پرتاب دور شویم، جایی است که کمان ما بر دایره کانون‌ها مماس شود. پس در حالتی که برد بیشینه است کانون سهمی روی سطح می افتد. (شکل ۹)



شکل ۹: اثبات گزاره

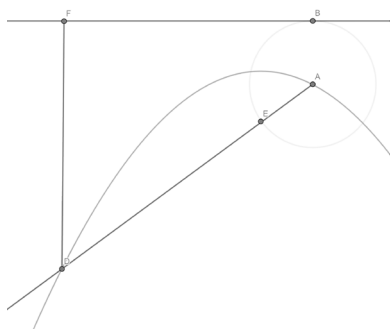
کانون سطح شیبدار خطی است که از کانون سهمی برد بیشینه می‌گذرد و سرعت‌های اولیه و نهایی هم مماس‌های آن هستند. پس طبق قضیه ۱، سرعت‌های اولیه و نهایی بر هم عمودند.

۴ منحنی پوش

منحنی پوش سهمی‌هایی که با سرعت اولیه برابر در جهات مختلف پرتاب شده‌اند، خارجی ترین منحنی است که همه این منحنی‌ها را در برمی‌گیرد. مثالی از این مورد، فواره‌ای است که در همه جهات، آب را پخش می‌کند و منحنی پوش، آن منحنی است که اگر از دور به این فواره نگاه کنیم، خواهیم دید.

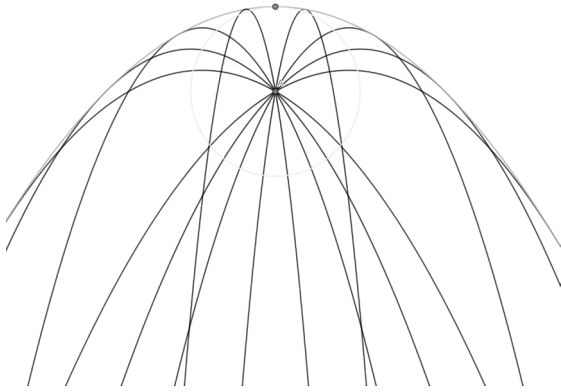
گزاره ۴: منحنی پوش، یک سهمی است.

برای بدست آوردن این پوش، باید دید که در هر θ ، کدام سهمی بیشترین فاصله را از مبدا دارد. از قسمت‌های قبل داریم که کانون سهمی بیشترین برد روی سطح است. (شکل ۱۰)



شکل ۱۰: نقطه E کانون سهمی است.

پس ثابت کردیم که نقاط منحنی پوش از نقطه پرتاب و خط GK به یک فاصله‌اند. پس منحنی پوش، یک سهمی به کانون نقطه پرتاب است. (شکل ۱۲)

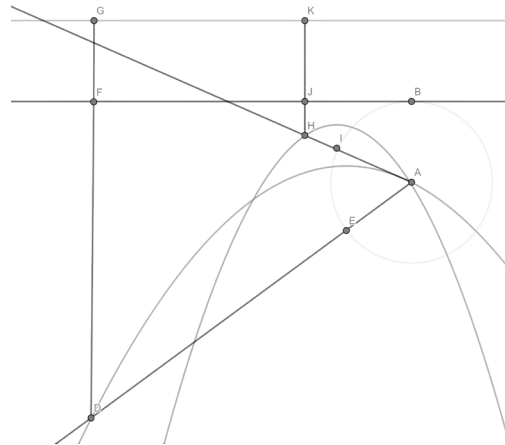


شکل ۱۲: منحنی‌های آبی سهمی‌های پرتاب، منحنی سبز دایره کانون‌ها و منحنی قرمز منحنی پوش است.

پس نقطه D روی منحنی پوش است، زیرا خارجی ترین نقطه است. چون روی سهمی هم است و خط BF خط هادی همه سهمی هاست: $ED = EF$ حال از نقطه F به اندازه AE بالاتر می رویم و خطی موازی خط هادی رسم می کنیم. بنابراین داریم:

$$ED = DF, GF = AE, DG = AD$$

برای خط AI هم اگر همین کار را انجام بدهیم: H عضوی از منحنی پوش است و اگر به اندازه AI بالاتر برویم و خط رسم کنیم، چون کانون‌ها روی دایره‌اند و $AI = AE$ به همان خط می‌رسیم. و دوباره می‌توان نتیجه گرفت که $AH = HK$ (شکل ۱۱)



شکل ۱۱: نقاط I و E کانون هستند

مصاحبه:

سیری در ماده چگال

دکتر سید میر ابوالحسن واعظی

بنده علاقمند به فیزیک در کلیت آن هستم و در حال حاضر به طور تخصصی بر مطالعه‌ی سیستم‌های ماده‌ی چگال سخت، یعنی توده‌ی انبوهی از ذرات که با هم اندرکنش کوانتومی دارند، تمرکز دارم. بخش مهمی از ماده‌ی چگال را پدیده‌های نوظهور (emergent phenomena) تشکیل می‌دهند که به عنوان نمونه از نظم توپولوژیک (مثلاً در اثر کوانتومی هال)، ابررسانایی دمای بالا، مایع اسپینی، فلزات با رفتارهای ناهنجار و ... که بالاتفاق در سیستم‌های با برهم‌کنش و همبستگی قوی پدیدار می‌شوند، نام برد. این سیستم‌ها رفتارهای نامتعارف و شگفت‌انگیز و گاه کاملاً خلاف انتظار و پیش‌بینی‌های نظری ما دارند و برخی از آن‌ها می‌توانند بستر و پایه‌ای باشند برای تحقق فناوری‌های پیشرفته در آینده، مانند رایانه‌های کوانتومی. در ادامه، بنده تلاش می‌کنم تا خیلی کوتاه راجع به برخی از این زمینه‌های پژوهشی توضیح بدهم.

نظم توپولوژیک: در نظریه‌ی گذار فاز لاندائو، گذار فازهای مرتبه‌ی دوم (پیوسته) همواره همزاد و همراه با شکست یکی از تقارن‌های سیستم می‌باشند. هم‌چنین در حالت منظم می‌توان برای سیستم پارامتر نظم موضعی -که معرف شکستگی تقارن متناظر با آن است- تعریف کرد. به عنوان مثال، گذار فاز آهنربایی (فرومغناطیس) متناظر با انتخاب جهت خاصی برای گشتاورهای موضعی اتم‌های آهن است. علیرغم این که هامیلتونی حاکم بر ماده تقارن دورانی را به صورت کامل حفظ می‌کند و جهت مرجحی را به ما تحمیل نمی‌کند، اما جواب‌های آن (رفتار عملی سیستم) متقارن نیستند (چون مغناطش آهنربا جهت مشخصی دارد). فلذا قبل از سنجش جهش مغناطش یک آهنربا، علی‌الاصول هر جهتی را می‌توانستیم برای مغناطش آن -به علت تقارن دورانی برهم‌کنش هایزبرگ بین الکترون‌های تراز ظرفیت اتم‌های آهن انتظار داشته باشیم. این کاهش تقارن دورانی سیستم در یک دمای خاص رخ می‌دهد و برای دماهای پایین‌تر از دمای گذار خاصیت آهنربایی انتظار داریم. هم‌چنین پارامتر نظم موضعی (که متوسط مغناطش موضعی سیستم است) در دماهای پایین‌تر از دمای گذار غیرصفر و بالاتر از آن صفر می‌باشد. این نظریه در پیش‌بینی گذار فازهای مرتبه‌ی دوم و خواص آن بسیار موفق بود، تا این که سیستم‌هایی به صورت تجربی مشاهده شدند

که در آن‌ها هر چند گذار فازهای پیوسته دیده می‌شد، اما هیچ تقارنی در آن‌ها شکسته نمی‌شد. از نمونه‌های معروف آن گذار فاز در سیستم‌های کوانتومی هال بود که با تغییر شدت میدان مغناطیسی بیرونی و یا چگالی الکترون‌ها در نقطه‌ی گذار رسانندگی سیستم دچار جهش‌های گسسته می‌شد اما هیچ شکست تقارنی را نمی‌شد به آن نسبت داد. فیزیکدان‌ها نشان دادند که برخلاف گذار فازهای شناخته شده - که برای هر شکست تقارنی می‌توان پارامتر نظم موضعی متناظر با آن تعریف کرد- در این نوع نوین از گذارهای فاز هیچ پارامتر نظم موضعی را نمی‌توان به سیستم نسبت داد و در عوض یک پارامتر نظم سرتاسری (توپولوژیک) را باید به سیستم نسبت داد. به همین خاطر به این نوع از گذارهای فاز، گذار فازهای توپولوژیک می‌گویند. نکته‌ی حائز اهمیت این است که ریاضیاتی که این گذارهای فاز را توصیف می‌کند نظریه‌ی میدان‌های توپولوژیک می‌باشد که از شاخه‌های مهم ریاضیات است و فیزیک ماده‌ی چگال را به زمینه‌های پژوهشی دیگر در فیزیک (مانند نظریه‌ی ریسمان و فیزیک سیاه‌چاله، نظریه‌ی میدان‌های همدیس و یا محاسبات و رایانه‌های کوانتومی توپولوژیک و ...) و ریاضی (مانند هندسه‌ی دیفرانسیل و توپولوژی جبری، نظریه‌ی دسته‌بندی (category theory) و ...) پیوند تنگاتنگ می‌دهد.

ابررسانایی دمای بالا: نظریه‌ی ابررسانایی متعارف BCS چگونگی پیدایش رسانندگی بی‌نهایت و مقاومت صفر در دماهای متناهی (و البته بسیار پایین) را با استفاده از برهم‌کنش میان الکترون‌های تراز رسانش با یون‌های با بار مثبت (هسته‌ی اتم‌ها) در ابررساناهایی که تا قبل از ۱۹۸۶ کشف شده بودند، به خوبی توضیح می‌دهد. البته برای بیش از هفتاد و پنج سال قبل از آن، بالاترین دمای گذار ابررسانایی زیر ۲۵ درجه‌ی کلوین بود. در سال ۱۹۸۶، ابررسانایی در سیستم‌های سرامیکی که در حالت عادی عایق‌های بسیار خوبی هستند، مشاهده شد و در کمتر از دو سال دماهای گذار به بزرگی ۱۳۰ درجه‌ی کلوین مشاهده شدند. البته سیمای فاز این سیستم‌ها بر حسب دما، چگالی الکترون‌ها و شدت میدان مغناطیسی بسیار غنی‌تر از تنها فاز ابررسانایی است. شوربختانه علیرغم گذشت بیش از ۳۰ سال از کشف آزمایشگاهی این سیستم‌ها هنوز توصیف نظری موفقی از آن‌ها وجود ندارد و از بزرگترین چالش‌های روبروی فیزیک ماده‌ی چگال، توضیح قانع‌کننده‌ی ابررسانایی و علت آن و بقیه‌ی حالت‌های ماده‌ی مشاهده شده در این سیستم‌هاست. البته پیشرفت‌های خوبی در این سال‌ها اتفاق افتاده، اما به هیچ وجه کافی نیستند. چالش اصلی در این سیستم‌ها شدت و قدرت برهم‌کنش و دافعه‌ی کولمبی میان الکترون‌هاست که بر خلاف ابررساناهای متعارف (دمای پایین) بسیار قوی است و به همین علت تمامی روش‌های نظری و یا محاسباتی فیزیک مبتنی بر نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی (مانند بسط اختلالی برهم‌کنش، نظریه‌ی میدان میانگین، روش مونته‌کارلوی کوانتومی، نظریه‌های مبتنی بر درهم‌تنیدگی کوانتومی و ...) در این حالت غیرقابل اعمال و به شدت به لحاظ قدرت تبیین و پیش‌بینی نادرست و ضعیف می‌شوند.

مایع اسپینی: به موادی گفته می‌شود که حل

یاری‌رسانی اساسی کنند.

اثر کوانتومی هال: در سیستم‌های تقریباً دوبعدی گاز الکترونی (مانند مرز دو نیمه‌رسانای نوع n و p)، که در حالت عادی رفتار فلزی دارند، با اعمال میدان مغناطیسی خیلی قوی می‌توان وارد فازهای توپولوژیکی از ماده شد که نه تنها رسانندگی هال آن‌ها گسسته (quantized) است، که هم‌زمان اثرات فیزیکی جالب متعدد دیگری نیز در آن‌ها رخ می‌دهند، مانند حالت‌های حجمی عایق و حالت‌های مرزی یک‌جهته‌ی رسانا، برانگیختگی‌های بس‌ذره‌ای با بار کسری (مانند برانگیختگی‌های با بار $-e/3$) و یا حتی آمار کسری (یعنی برانگیختگی‌ها نه فرمیون و نه بوزون که حالتی بینابین دارند) که موسوم به آنیون (anyon excitation) هستند. از این برانگیختگی‌های آنیونی می‌توان به طور بالقوه برای تولید بیت‌های کوانتومی (qubit) و ذخیره‌سازی و پردازش اطلاعات کوانتومی در رایانه‌های کوانتومی توپولوژیک بهره برد که انتظار می‌رود از پایداری بالایی نسبت به عوامل واهمدوسی کوانتومی (افت و خیزهای گرمایی، برهم‌کنش‌های الکتریکی، وجود ناخالصی و ...) برخوردار هستند. البته بخش مهمی از این آنیون‌ها که اصطلاحاً غیرآبلی هستند - و تنها آن‌ها قابل استفاده در کامپیوترهای کوانتومی توپولوژیک هستند - هنوز به لحاظ آزمایشگاهی مشاهده و مورد تصدیق نشده‌اند، و تلاش‌های بسیاری برای طراحی و یافتن بسترهای جدید برای مشاهده‌ی آنیون‌های غیرآبلی در جریان است.

بنده در تلاشم که سیستم‌های یادشده و دیگر سیستم‌های فیزیکی را با بهره‌گیری از روش‌های تحلیلی و عددی بهتر بشناسم و از طریق همکاری‌های نزدیک با آزمایشگران قدم‌هایی برای بررسی صحت و سقم و دقت پیش‌بینی‌های نظری و هم‌چنین کاربردی کردن آن‌ها و پیشبرد فناوری بردارم.

کلاسیکی هامیلتونی برهم‌کنشی آن‌ها نظم مغناطیسی در آن‌ها پیش‌بینی می‌کند اما اثرات و افت و خیزهای کوانتومی باعث می‌شوند که این سیستم‌ها تا پایین‌ترین دماها دچار شکستگی تقارن نشوند و نظم مغناطیسی در آن‌ها رخ ندهد. البته در این سیستم‌ها نظم توپولوژیک به معنایی که در بالا به اختصار توضیح داده شد، مورد انتظار است. در بسیاری از نظریه‌های محبوب ماده‌ی چگال مایع‌های اسپینی ارتباط تنگاتنگی با ابررسانایی دمای بالا، کامپیوترهای کوانتومی توپولوژیک، اثر کوانتومی هال و ... پیدا می‌کنند و بنابراین شناخت بهتر آن‌ها می‌تواند به کشف راز و رمزهای ابررساناهای دمای بالا و ... کمک کند.

فلزهای ناهنجار: نظریه‌ی مایع فرمی لاندائو به خوبی می‌تواند رفتار بیشتر فلزات شناخته شده، از قبیل رفتار رسانندگی آن‌ها بر حسب دما، ظرفیت و رسانندگی گرمایی، نوسانات کوانتومی مرتبط با میدان مغناطیسی، برهم‌کنش الکترون‌ها با میدان الکترومغناطیس خارجی (نور) و یا نوسانات شبکه‌ای (فونون‌ها)، را به خوبی توضیح دهد. با کشف ابررسانایی دمای بالا، بخشی از سیمای فاز آن (با تخریب ابررسانایی از طریق دما یا اعمال میدان مغناطیسی قوی) رفتار فلزی دارد، اما دارای تفاوت‌های بنیادین با فلزات متعارف است. این بخش از سیمای فاز به نام‌های مختلفی شناخته می‌شود، از جمله فلز شگفت (strange metal). از آن‌جا که نظریه‌ی مایع فرمی لاندائو ناتوان از تبیین رفتارهای این سیستم (از جمله رسانندگی الکتریکی خطی با دما تا دماهای خیلی پایین) است، این سیستم‌ها را به عنوان یکی از مثال‌های مایع غیرفرمی دسته‌بندی می‌کنند. مجدداً شناخت و تبیین درست این سیستم‌ها هم‌بستگی بالایی با فهم بهتر ابررسانایی دمای بالا دارد و می‌تواند ما را در شناخت بهتر مایع اسپینی پیشتر یادشده هم

آنان که شاید نشناسیم:

پیوتر کاپیتسا

فهیمة فخری
روژین بیاتی

در سال ۱۹۱۶ توسط یفه به دانشگاه بازگردانده می‌شود. در این سال نخستین سمینارهای علمی شوروی به دست یفه در حال شکل‌گیری می‌باشند و این نخستین تجربه فیزیکدانان شوروی از ارتباطات علمی به این شکل است. کاپیتسا نخستین مقاله‌ی خود را در سال ۱۹۱۶ با عنوان The Preparation of Wollaston چاپ می‌کند.

در سال ۱۹۱۸ یفه نخستین مرکز تحقیقاتی فیزیک روسیه را، با وجود شرایط سخت حاکم در آن زمان، تاسیس کرده و برای این کار جایزه لنین دریافت می‌کند. کاپیتسا در سال تاسیس این مرکز تحقیقاتی فارغ‌التحصیل می‌شود و تا سال ۱۹۲۱ در این مرکز تحقیقاتی مشغول می‌شود و علاوه بر آن در دانشگاه سن پترزبورگ به تدریس فیزیک و مکانیک می‌پردازد. در سال ۱۹۱۹ همسر و دو فرزند خود را در اثر انفولانزا از دست می‌دهد.

سال ۱۹۲۱ تعدادی از دانشمندان نامدار شوروی برای ترمیم ارتباطات علمی با اروپا که به واسطه جنگ جهانی اول و جنگ داخلی روسیه، در سال‌های ۱۹۱۸ تا ۱۹۲۰، کمرنگ شده بود و همچنین برای تهیه تجهیزات آزمایشگاهی عازم اروپا می‌شوند.

کاپیتسا در این سفر، یفه را همراهی می‌کند. در لندن، یفه از ارنست رادرفورد درخواست می‌کند تا کاپیتسا را در آزمایشگاه کاوندیش کمبریج بپذیرد. کاپیتسا بیش از ده سال زیر نظر رادرفورد کار می‌کند.

به مدت چهارسال در آزمایشگاه کمبریج به انجام کارهای علمی مشغول می‌شود. او در این سال‌ها نامه‌های فراوانی را برای شرح حال و وضعیت خود برای مادرش می‌نویسد که تعداد قابل ملاحظه‌ای از این نامه‌ها را می‌توانید در کتابی که در قسمت منابع پیوست کرده‌ام مشاهده کنید. در این نامه‌ها از رادرفورد هم می‌نویسد. مثلاً در یکی از نامه‌ها درباره‌ی رادرفورد می‌نویسد که رادرفورد اجازه‌ی کار در ایام تعطیلات و بعد از ساعت ۶ بعد از ظهر در روزهای معمولی را نمی‌دهد. چرا که عقیده دارد کار کردن بیش از فکر کردن اصلاً خوب نیست و کار در آزمایشگاه تا ساعت ۶ بعد از ظهر کافی است و در باقی ساعات روز باید به آنچه که انجام داده شده فکر کرد.

کاپیتسا در دهه‌ی بیست برای اندازه‌گیری دوقطبی مغناطیسی ذرات آلفا، با توجه به آزمایشی که پیش از آمدنش به اروپا در دانشگاه سن پترزبورگ به همراه دوستش سمنف^۱ برای اندازه‌گیری دوقطبی مغناطیسی اتم طراحی کرده بودند، به میدان مغناطیسی بسیار قوی احتیاج پیدا می‌کند که امکان تولید آن به وسیله ابزارهای آن زمان وجود نداشت. برای تولید چنین میدان مغناطیسی تحقیقات دیگری را شروع می‌کند. پیشینه توان تولید میدان مغناطیسی ابزارهای آن زمان، ۵۰۰۰۰ اورستد بوده است. کاپیتسا ابزاری را با قابلیت تولید میدان مغناطیسی ۳۰۰۰۰۰ اورستد می‌سازد و با ادامه دادن تحقیقاتش، چندسال بعد در مسکو قادر به تولید میدان مغناطیسی ۵۰۰۰۰۰ اورستد می‌شود.

۹ ژولای سال ۱۸۹۴، در شهر کرونشات، جزیره‌ای در نزدیکی ساحل سن پترزبورگ روسیه، پیوتر لئونیدوویچ کاپیتسا^۱، فیزیکدان روس لهستانی تبار، متولد می‌شود. پدرش^۲ مهندسی خوش ذوق بوده و نقشی اساسی در توسعه و پیشرفت نیروی نظامی روسیه داشته است. مادرش^۳ تحصیل کرده و علاقمند به فلسفه و ادبیات بوده و به فعالیت‌های اجتماعی می‌پرداخته است. پدر بزرگ مادری‌اش^۴ ریاضیدانی برجسته و منجم و نقشه بردار، برای ماموریت‌های علمی به شهرهای زیادی سفر می‌کرده و اگر برای علاقه به مسافرت، قابلیت به ارث رسیدن را در نظر بگیریم، بی تردید می‌توانیم بگوییم کاپیتسا این علاقه را از پدر بزرگش به ارث برده است.



خانواده کاپیتسا ۱۹۰۴، شخص مد نظر ما اولین نفر از سمت راست می‌باشد.

در سال ۱۹۱۲ پس از اتمام مدرسه، وارد دانشگاه پلی‌تکنیک دولتی سن پترزبورگ می‌شود. در دانشگاه مورد توجه یفه^۵ واقع می‌شود. یفه دانش آموخته همین دانشگاه بوده و به مدت دو سال در مونیخ دستیار رونتگن بوده است و مدرک دکترایش را هم از دانشگاه مونیخ دریافت کرده است. او در سال ۱۹۱۱ یکسال پس از اندازه‌گیری بار الکترون به وسیله آزمایش قطره روغن میلیکان توسط میلیکان، بار الکترون را با آزمایشی دیگر اندازه‌گیری کرده است. با شروع جنگ جهانی اول در آگوست سال ۱۹۱۴، کاپیتسا که اکنون دانشجوی سال سوم دانشگاه است، همچون سایر دانشجویها فراخوانده می‌شود و به عنوان راننده در بخش امداد رسانی ارتش فعالیت می‌کند.



کاپیتسا به عنوان راننده در جنگ جهانی اول ۱۹۱۶

در سال ۱۹۲۳ مدرک دکترا میگیرد و از سال ۱۹۲۴ تا ۱۹۳۲ به عنوان دستیار در آزمایشگاه کاوندیش فعالیت می کند. او از سال ۱۹۲۵ تا سال ۱۹۳۶ عضو هیئت علمی کالج ترینیتی دانشگاه کمبریج می شود.



کاپیتسا و چادویک در روز عروسی چادویک ۱۹۲۵

اواخر دهه بیست، مقامات اتحادیه شوروی به کاپیتسا پیشنهاد می دهند تا به شوروی بازگردد و برای کشورش کار کند. کاپیتسا قبول می کند تا در زمان نامعلومی برگردد. در این میان قبول می کند تا از کمبریج، مشاور فنی نخستین آزمایشگاه دماهای پایین شوروی UFTI⁷ باشد. علاوه بر آن، فیزیکدانان روسی که برای بازدید به انگلستان می رفتند، همواره تحت آموزش کاپیتسا قرار می گرفتند که در میان آن ها نام لاندائو نیز به چشم می خورد. در سال ۱۹۲۹، با وجود مقاومت شدید انجمن سلطنتی لندن^۸ (برای پیشرفت دانش طبیعی) در برابر خارجی ها، کاپیتسا عضو انجمن سلطنتی لندن می شود.

کاپیتسا از ۱۹۳۰ تا ۱۹۳۴ مدیر آزمایشگاه Mond می شود و در واقع اولین مدیر این آزمایشگاه؛ چرا که این آزمایشگاه با پیگیری های رادرفورد مخصوصاً برای مدیریت کاپیتسا طرح ریزی شده بود. همچنین مسئول پژوهش های Messel می شود که هر دو موسسه زیر نظر انجمن سلطنتی لندن بودند.

کاپیتسا از سال ۱۹۲۶ مرتباً در ایام تعطیلات به شوروی می رفت و سر می زد. در سال ۱۹۳۴ به همراه همسرش در حالی که دو فرزندش در کمبریج پیش مادر همسرش بودند، برای دیدن والدینش به شوروی می رود و مقامات او را توقیف می کنند و دیگر به او اجازه خروج نمی دهند. این توقیف می تواند سه دلیل داشته باشد. دلیل اول این است که به اشتباه به مقامات خبر داده اند که کاپیتسا برای بهبود اوضاع نظامی انگلستان کار می کند. دلیل دوم می تواند درخواست گامف^۹، زمانی که از روسیه خارج شده بود، مبنی بر این که همچون کاپیتسا بتواند خارج از کشور بماند، باشد. دلیل سوم هم می تواند این باشد که دولتمردان کاپیتسا را برای بهبود اوضاع علمی و نظامی کشور خصوصاً در دوران جنگ موثر می دیدند.

کاپیتسا مسیر پژوهش خود را به مطالعه پدیده های دمای پایین تغییر می دهد چرا که دستگاه میدان مغناطیسی قوی او در کمبریج است (البته بعدها رادرفورد

از دولت انگلیس درخواست می کند تا آن را به روسیه منتقل کنند). اولین گام کاپیتسا در این تغییر مسیر، بررسی روش های موجود برای رسیدن به دماهای پایین است. در سال ۱۹۳۴ دستگاهی جدید برای تولید مقادیر زیاد هلیوم مایع طراحی می کند. کاپیتسا آکادمی علوم مسکو را تشکیل می دهد و با استفاده از دستگاهی از کمبریج، تعدادی آزمایش برای بررسی هلیوم مایع انجام می دهد که منجر به کشف ابرشارگی می شود. او خواص این حالت جدید از ماده را در چندین مقاله منتشر می کند که در نهایت در سال ۱۹۷۸ به دلیل اختراعات و اکتشافات بنیادی فیزیک دماهای پایین، جایزه نوبل می گیرد. وی در نهایت پس از اختراعات و دستاوردهای علمی بسیار، در سال ۱۹۸۴ فوت می شود.

اما چرا بیوگرافی کاپیتسا؟ سال دوم دانشگاه در برنامه ی "مروری بر برگزیدگان جایزه ی نوبل و تحقیقاتشان" که یکی از برنامه های انجمن علمی دانشکده می باشد، در جلسه ای که به بررسی نوبل سال ۱۹۷۸ و بیوگرافی کاپیتسا پرداخته می شد، از یکی از دانشجویان شنیدم که کاپیتسا به واسطه تاثیر گذار بودنش بر استالین، جان بسیاری از دانشمندان که استالین قصد کشتنشان را داشته، نجات داده است. پس از بررسی زندگی کاپیتسا، دریافتم که فعالیت های دولتی کاپیتسا بسیار بیشتر از فعالیت های علمی او قابل توجه بوده است. در واقع داشتن ذهنی که به خوبی وقایع تاریخی که کمی چاشنی سیاسی دارند را دنبال می کند و اطلاع از اوضاع نابسامان و آشفته روسیه، کمک ویژه ای به درک بهتر شرایط زندگی کاپیتسا می کند. کاپیتسا ۵ بار جایزه نوبل و ۲ بار جایزه استالین و دو بار عنوان قهرمان کارگر سوسیالیست را دریافت کرده است. او از همان ابتدای ماندگار شدنش در شوروی تلاش کرد تا بازپچه دست مقامات بالارتر به نباشد و استقلال و نقاد بودنش را حفظ کند و با وجود شرایط سخت حاکم، برای بهبود شرایط علمی در کشورش تلاش می کرد. اندک وقایعی که بیان کردم و وقایع بسیار دیگر که بیان نکرده ام، به راحتی اتفاق نیافتاده اند و مکاتبات و اختلاف نظرهای فراوانی بین کاپیتسا و مقامات دولتی و حتی استالین در پشت آن ها وجود داشته است. از آنجایی که بعضی وقت ها واقف بودن بر جزئیات امری، بیان کلیاتی از آن امر را مشکل می سازد، برای بررسی این مکاتبات شما را به منابع ارجاع می دهم.

منابع

Kapitza—life and discoveries / F.B.Kedrov

Piotr Kapitza and Stalin's Government: A Study in Moral Choice/
Aleksii Kozhevnikov

https://en.wikipedia.org/wiki/Pyotr_Kapitza

چرا برگزاری

روز فیزیک سخت است؟

محمد مبین سعیدی

چرا با قحط الرجال مواجهیم؟ من سه جواب نصفه و نیمه به ذهنم می‌رسد، که البته جوابی که به نظرم مهم تر است و حرف اصلی بنده است و خود برگزارکنندگان و مسئولان (من نوعی در مورد روز فیزیک) را مورد اتهام قرار می‌دهد را در آخر آورده‌ام.

اولین جواب این است که عده‌ای مخالف اینند که در دانشگاه کاری غیر از کار علمی و درسی انجام پذیرد. به یاد دارم یک بار یکی از دوستان سوال کرد که: چرا در دانشگاهی که محیطی علمی است، باید مفهومی مثل معاونت فرهنگی یا چیزی به نام مسجد وجود داشته باشد؟ با چنین سوال‌ها و انتقادهایی به کرات مواجه شده‌ام و به نظر می‌رسد که این دیدگاه مانع می‌شود بخشی از دانشجویان در کارهای اینچنینی مشارکت کنند.

گرچه به نظرم در اینجا انتقاد اصلی به مسئولان، چه مسئولان دانشگاه و چه مسئولان دانشجویی مانند دبیر شورای صنفی، دبیر انجمن علمی و... وارد است و کوتاهی مسئولان دانشجویی را به عنوان آخرین جوابم به سوال مفصل شرح خواهم داد، علی الحساب می‌توانم نظر خودم را در این زمینه بگویم. به نظر من همه‌ی انسان‌ها نیازهایی دارند، و خواه ناخواه ما دانشجویان بخش عظیمی از وقت خود را در دانشگاه می‌گذرانیم، اگر که ما پاسخی مناسب برای این نیازها در دانشگاه نیابیم کار اصلی ما که جنبه‌ی علمی دارد نمی‌تواند به خوبی پیش برود. همانگونه که کار علمی و درسی برای کسی که غذا نخورده است نشدنی است و وجود سلف و غذاخوری یک نیاز حیاتی و بدیهی در دانشگاه است، درباره‌ی وجود مسجد، کانون‌های فرهنگی، انجمن‌های علمی فرهنگی و دانشجویی و... که هر کدام به نوعی به نیازهای ما می‌پردازند، نیز همین طور است. به گمانم در شرایطی که به طور کلی هم در محیط بیرون دانشگاه جوابی مناسب برای بسیاری از نیازها به سختی یافت می‌شود، فعالیت بدنه‌ی دانشجویی در دانشگاه در راستای ارضای این نیازها اهمیتی دوچندان می‌یابد.

بنابراین به نظرم پرداخته شدن به مسائل غیر درسی و علمی در دانشگاه که محیطی درسی و علمی است امری لازم و ضروری است و در حقیقت برای علم و درس است!

جواب دیگری که برای سوالمان می‌یابم این است که ما خودمان را در جایگاهی موقتی می‌یابیم. به نظرم اکثر ما این خط فکری را دنبال می‌کنیم که برای مدت بسیار محدودی در دانشگاه هستیم، و باید در این مدت محدود تمام تلاش خود را بکنیم که در پایان دوره‌ی خود جایگاهی بهتر و مناسب‌تر از این جا را برای خودمان دست و پا کنیم و این حضور موقتی ما سبب می‌شود که ما حاضر باشیم که نمایشی را در در دانشگاه در حال برگزاری است را به تماشا بشینیم ولی به هیچ قیمتی حاضر و علاقه‌مند نیستیم که در راستای برگزاری آن تلاشی بکنیم. دوست داریم که در دانشکده کم‌دی داشته باشیم و وسایل خود را در آن قرار دهیم ولی به هیچ وجه حاضر نیستیم در فرایند کم‌دادن سهمی داشته باشیم، از یک همایش استقبال می‌کنیم ولی در

بنابر تجربه‌ام می‌توانم بگویم که به طور کلی انجام هرگونه فعالیتی در دانشکده که به طور مستقیم با درس‌های ارائه شده توسط دانشکده ارتباط نداشته باشد و به لحاظ رزومه‌ی علمی کم ارزش و نیازمند حتی اندکی کار اجرایی و دشواری باشد بسیار سخت و دشوار است!

حالا می‌خواهد جشن یلدا باشد، کم‌دادن باشد، کنفرانس ماده چگال باشد، طی زدن اتاق آلتوش باشد و یا حتی برگزاری حلقه‌ی علمی، در هر صورت برای مسئول برگزاری این برنامه‌ها بسیار دشوار و وقت‌گیر خواهد بود. به بهانه‌ی برگزاری روز فیزیک ۹۸ در دانشگاه از بنده که مسئول اجرای آن بودم خواسته شد که چند خطی در این باب بنویسم و من نیز بر آن شدم که به جواب این سوال بپردازم که: چرا برگزاری روز فیزیک سخت است؟

من تصور می‌کنم اندیشیدن در این زمینه و بحث در این مورد، می‌تواند برای ما و دانشکده بسیار مفید باشد، و هرچند که احتمالاً این نوشتار چفت و بست درستی ندارد، به شدت قابل نقد و بحث است و اساساً فکر نمی‌کنم توانایی حل یا حتی تبیین چنین مسائلی را داشته باشم، قصد دارم افکار خودم را در این زمینه مکتوب کنم تا دست کم باب گفت و گو باز شود و حداقل مشکلی طرح شود، باشد که آیندگان بحث را پیش برند و در صدد حل مشکلات برآیند و در نهایت دانشکده و جهانی بهتر برای خود بسازیم!

به خاطر دارم که خانم امینی یک بار از من خواستند که کاری را انجام دهم، زیر بار نرفتم و گفتم: که چرا "من" باید این کار را بکنم؟ خب این همه آدم در دانشکده وجود دارد! در جوابم گفتند: مگه نمی‌بینی که "قحط الرجال" به شدت درست می‌گفت. به نظر من اصلی‌ترین مشکلی که فعالین فرهنگی، صنفی، دانشجویی و تا حدی حتی علمی با آن مواجه می‌شوند همین مسئله است و کمبود نیروی انسانی مسولیت‌پذیر و به قول معروف پای کار که حاضر باشد وقت و انرژی خود را هزینه کند اصلی‌ترین چالش برگزارکننده‌های برنامه‌هاست و گمان بنده است این است که این مشکل، نسخه‌ی کوچک شده‌ی چیزی است که کشور با آن رو به رو است (و البته طبیعتاً مسئله در سطح بزرگ بسیار پیچیده‌تر و دشوارتر است).

باید روز فیزیک یا هر برنامه و فعالیت دیگری اجرا و انجام شود. علاوه بر این کوچکترین تلاشی هم برای تبیین دلیل برگزاری برنامه‌ها برای نیروی انسانی‌ای که قصد جذب آن را دارم انجام نمی‌دهم، و در نهایت نیز گله‌مندم که با همراهی دیگران همراه نمی‌شوم.

به نظرم اگر مایی که قصد داریم فعالیت را انجام دهیم، ابتدا تکلیف را با خودمان مشخص کنیم که چرا داریم این کار را انجام می‌دهیم و بتوانیم دلایلی محکم برای فعالیت خود بیابیم، سپس این دلایل را برای دیگران تشریح کنیم و مشخص کنیم که کمک آن‌ها در برنامه‌ای اینچنینی می‌تواند چه فوایدی داشته باشد و به چه چیزهایی ختم می‌شود، آن وقت می‌توانیم از این که با قحط الرجال رو به رو می‌شویم گلایه کنیم و در غیر این صورت به زعم بنده ما تکلیف خود را در قبال مسئولیتی که بر عهده گرفته‌ایم به درستی و تمام و کمال انجام نداده‌ایم و طبیعی هم هست که برای نیروی کار خود دچار مشکل شویم.

به طور خیلی خلاصه می‌توانم بگویم که ما مسئولین، علت قحط الرجالی که با آن رو به رو هستیم و دشواری‌هایی که کمبود نیروی انسانی برای انجام مسئولیت‌هایی که بر عهده گرفته‌ایم به وجود می‌آورد را "فعلاً" باید در خودمان جست و جو کنیم.

امیدوارم توانسته باشم دست کم باب بحث و گفت و گو در این زمینه را باز کرده باشم و در نهایت این بحث و گفت و گوها به نتایجی مثبت برای همه‌ی ما فیزیکی‌های شریف و حتی همه‌ی مردم جهان(!) ختم شود.

صورتی که در دو دوتا چهارتای ما کار اجرایی در آن اهمیت رزومه‌ای نداشته باشد حاضر به کمک نیستیم و یا می‌توان گفت اگر به کاری علاقه‌مند نباشیم و به درس‌هایمان هم ربطی نداشته باشد حاضر به کمک نیستیم و اهمیتی برایمان ندارد که محیطی که فعلاً در آن زیست می‌کنیم چگونه است، چرا که به زودی باید آن را ترک کنیم. به نظرم یکی از اصلی‌ترین عوامل انفعال ما در قبال فعالیت‌های فوق برنامه همین مسئله است. این که به عنوان مسئول یک برنامه چه کاری برای حل این مشکل می‌توان انجام داد را نمی‌دانم! و حتی این که حضور خود را در دانشگاه موقت می‌بینیم و در کاری که علاقه‌مند به آن نیستیم و بار علمی و درسی برایمان ندارد شرکت نمی‌جویم را مشکل تلقی کنیم هم به شدت جای تشکیک و بحث دارد!

همان گونه که در ابتدای مطلب نیز گفتم، به گمانم متهم اصلی قحط الرجالی که مسئولان با آن مواجه هستند، خودشان هستند! اگر اشتباه نکنم دکتر مقیمی بودند که پس از اینکه با خبر شدند که می‌خواهیم کنفرانسی علمی برگزار کنیم از ما سوال کردند که خب حالا که چی بشه؟ دردتان چیست؟ (طبیعتاً نقل به مضمون است!) و به نظرم هیچکدام از ما جوابی درست و درمان در چنته نداشتیم. به نظر می‌رسد که ما مسئولان، به عنوان مثال من نوعی که برگزاری روز فیزیک به من محول شده است، خودم نمی‌دانم که چرا باید برنامه‌ای مثل روز فیزیک برگزار شود و چرا من باید در برگزاری آن کمک کنم. انگیزه‌های من نوعی اکثراً شخصی و فارغ از خود برنامه است، اهداف و فواید برنامه را نمی‌دانم و نمی‌توانم بگویم که چرا اساساً



روز فیزیک، سال ۱۳۹۸، دانشکده فیزیک، دانشگاه شریف

مدرسه تابستانه ترکیه

رضا عبادی

مدرسه تابستانه‌ی پژوهش - از کوانتوم تا کیهان: ایده‌ها و کاربردها

بامداد چهارشنبه ۲۶ ژوئن بود که از اهل خانه خداحافظی کردم و رهسپار دیار ترک‌ها شدم. قرار بود در یک مدرسه تابستانه شرکت کنم، اما به دلیل مشغله شخصی‌ام در تهران، مجبور شده‌بودم سفر را با تأخیر آغاز کنم. در واقع، اولین جلسه قرار بود چهار ساعت بعد از پرواز من شروع شود! به هر حال، زمانی که به فرودگاه استانبول رسیدم، عظمت فرودگاهشان برایم شگفت‌انگیز بود. از دوستان و آشنایان در موردش شنیده‌بودم ولی خیلی بزرگ‌تر از تصور من بود. پرس‌وجویی کردم. کاشف به عمل آمد که این فرودگاه - که دور از شهر نیز هست - فقط سه ماه است که افتتاح شده و ترکیه برنامه‌های زیادی برای آینده آن دارد. بگذریم! باید راهی محله‌ای به نام قبضه می‌شدم که حدود شصت کیلومتر با استانبول فاصله داشت. خوشبختانه آن‌ها کمی انگلیسی بلد بودند و من کمی ترکی. پرس‌پرسان خودم را به مقصد رساندم و رفتم به مرکز Tüside. مرکز نوساخت و خوبی به نظر می‌آمد. بالاخره رفتم داخل اتاقم. سریع وسایل را در اتاق گذاشتم و به سمت محل برگزاری کلاس‌ها راه افتادم تا به آخرین جلسه آن روز برسم. همین عجله باعث شد متوجه نشوم که پنجره اتاقم مشرف به دریای مرمره است.

روز اول، موخانوف چهار جلسه پشت سر هم سخنرانی داشت. گویا در جلسات اول در مورد کیهانشناسی و مدل‌های تورمی صحبت کرده بود. جلسه آخر هم صحبت‌های کلی در مورد کوانتوم مکانیک انجام داد. نکته جالب آن بود که همان اعتماد به نفس و صدای رسای بلندی که از شنیده‌ها انتظار داشتم را به چشم دیدم. مقداری از روز اول صرف آشنایی با شرکت‌کنندگان شد. بیشتر دانشجویان ترکیه‌ای بودند و چند نفری هم از ایران، هند، لهستان، پاکستان و الجزایر. اما جالب‌ترین آن‌ها دانشجوی فوق‌لیسانسی بود که از برزیل آمده بود؛ جالب از این جهت که مسیر طولانی‌ای را طی کرده بود تا به این مدرسه برسد. با هم هم‌کلام شدیم و من گفتم یکی از فیزیکدان‌های ایرانی (آرمان اسماعیلی) در یکی از دانشگاه‌های برزیل هیئت علمی است. خندید و گفت: «آرمان استاد من است». با هم گپ‌گفتی

داشتیم در مورد زمینه پژوهشی مورد علاقه خودمان. او خیلی از آرمان و توانایی‌هایش تعریف می‌کرد و من هم به عنوان یک ایرانی احساس غرور می‌کردم.

روز دوم و سوم دو سخنران داشت، تانسو دایلان^۱ و مایکل پسکین^۲. تانسو جوانی اهل ترکیه است که در فیزیک و مهندسی برق تحصیل کرده، دکتری فیزیک از دانشکده نجوم دانشگاه هاروارد دارد و اکنون محقق پسادکتری در دانشگاه MIT می‌باشد. او خود را اینگونه معرفی کرد: «استاد دکتری‌ام فکر می‌کند من در زمینه ماده تاریک کار می‌کنم، استاد پسادکتری‌ام فکر می‌کند که در زمینه سیارات قابل زیست کار می‌کنم، اما خودم فکر می‌کنم که کار آماری می‌کنم». این معرفی او برایم جالب بود. او را از قبل و از طریق استادش می‌شناختم. استادش (داگلاس فینکباینر^۳) از متخصصان مشهور در زمینه مشاهدات غیرمستقیم ماده تاریک است. او در دوره دکتری خود یک روش آماری ابداع کرده و در آشکارسازی سیگنال‌های واپاشی ماده تاریک به کار برده بود؛ و اکنون از همان روش آماری برای یافتن سیارات قابل زیست استفاده می‌کند. تانسو جوان که از برگزارکنندگان این مدرسه نیز بود، تقریباً تا آخرین روز برنامه بین ما حضور داشت و دانشجویهای ترک هم ارتباط بسیار خوبی با او داشتند.

فرد بعدی که می‌خواهم در موردش صحبت کنم مایکل پسکین است (یکی از نویسندگان کتاب نظریه میدان‌های کوانتومی که کتاب استاندارد این درس در تمام دانشگاه‌هاست). پسکین تنها سخنرانی بود که از اول تا آخر مدرسه در مؤسسه حضور داشت. مردی مسن با لباس‌های رسمی اتوکشیده که بسیار مهربان به نظر می‌آمد. راستش را بخواهید در این مدرسه من بیشتر از همه با او هم‌کلام شدم. بگذارید اول از جنبه علمی سخنرانی‌هایش چندکلامی بگویم. مایکل چهار سخنرانی داشت با این مضامین: ۱- مدل استاندارد خوب کار می‌کند! ۲- نواقص مدل استاندارد! ۳- دانسته‌هایمان از هیگز ۴- ندانسته‌هایمان از هیگز! احتمالاً از همین عناوین می‌توانید حدس بزنید که با سخنرانی‌های روشننگری روبه‌رو بودیم. مایکل نمونه یک فیزیکدان ذرات است که تسلط کافی بر آزمایش‌ها و تئوری‌ها دارد. او با دیدی کلی در مورد مسائل حرف می‌زند، از طرفداران اصلی ساخت شتابدهنده‌های آینده است و تلاش زیادی در عملی‌شدن این پروژه‌ها دارد. استدلال اصلی او برای ادامه فعالیت‌های شتابدهنده‌ها و برخورددهنده‌ها این است که ما باید فیزیک هیگز را بیشتر بشناسیم و این آغازی بر کاوش فیزیک انرژی‌های بالاتر است. به بیان دیگر، او بررسی فیزیک شکست تقارن الکتروضعیف را راهی به سمت شناخت عمیق‌تر مدل استاندارد می‌داند، که البته نظر جافتاده‌ای بین فیزیکدانان است.

جدا از داستان سخنرانی‌های رسمی مایکل، صحبت‌هایمان در زمان استراحت‌ها و موقع صرف غذا موارد جالب بسیاری داشت. داستان از آنجا شروع شد که من بعد از سخنرانی اول او رفتم سراغش تا یکی دو سوال در مورد

چاپ شد!» بسیار تعجب کردم. ادامه داد: «از این اتفاقات در علم می‌افتد.» و من از شنیدن چنین داستانی آن هم داستان منتسب به برندهٔ جایزهٔ نوبل شوکه شدم. البته باید دفاعیات طرف مقابل را هم شنید، شاید او هم دلایل منطقی‌ای داشته باشد. اما این خاطره به من آموخت که اخلاقیات فراتر از علم تجربی هستند و همواره باید از آن مراقبت کنیم.



سخنران روز چهارم سمیر مَثور^۵ بود. سمیر بنیان‌گذار ایدهٔ فازبال^۶ در فیزیک سیاهچاله‌ها است. چهار سخنرانی خود را در راستای معرفی کارهایی که خودش و همکارانش در طی چندین سال در این زمینه انجام داده بوند، طراحی کرده‌بود. او اعتقاد دارد که سیاهچاله‌های شناخته‌شده هیچگاه تشکیل نمی‌شوند! دلیل آن را هم مهم‌شدن اثرات کوانتومی در این رژیم می‌داند. اینکه برای سیاهچاله‌هایی با جرم از مرتبهٔ جرم پلانک، اثرات کوانتومی مهم هستند، یک نظر مورد توافق بین فیزیکدانان است. اما عده بسیار کمی اعتقاد دارند که اثرات کوانتومی در تشکیل افق برای سیاهچاله‌های اختریفی یکی یا سیاهچاله‌های ابرجرم‌دار اهمیت داشته‌باشند. سمیر اعتقاد دارد که این حرف دقیق نیست و باید مرتبهٔ بزرگی مهم‌شدن گرانش کوانتومی را دقیق‌تر تعیین کنیم. با استدلالات او چون تعداد میکروحالت‌های چنین موجوداتی بسیار زیاد است، پارامتر مربوط، به جای طول پلانک، طول پلانک به توان تعداد میکروحالت‌ها هست. او با محاسبه سرانگشتی نشان داد که برای سیاهچاله‌ای از مرتبه جرم خورشید، این طول مؤثر از مرتبهٔ شعاع شوارتزشیلد آن می‌باشد. بنابراین این اثرات کوانتومی مانع تشکیل افق رویداد به معنای رویه‌ی یک‌طرفه علی می‌شوند. موجود تشکیل‌شده به جای سیاهچاله را فازبال می‌نامد. به این ترتیب مشکل اطلاعات در فیزیک سیاهچاله‌ها هم حل می‌شود؛ چون عملاً سیاهچاله‌ای تشکیل نمی‌شود که مشکل اطلاعات در پی آن مطرح شود. تمام اطلاعات در پیچیدگی‌های فازبال مستتر است. در مورد خود سمیر هم باید بگویم او فیزیکدان هندی-آمریکایی کنجاوای بود که با تواضع تمام از بقیهٔ سخنرانان حاضر در مدرسه در مورد مسائل مختلف سؤال می‌پرسید و همیشه در حال یادگیری بود.

روز پنجم آندری استارینتز جز سخنران‌ها بود. او فیزیکدان روسی اصلی است که در زمینه‌ی دوگانی AdS/CFT پژوهش می‌کند. او چهار سخنرانی خود را به

سخنرانی از او پرسیدیم. تا او به سؤالاتم جواب دهد، همه از سالن رفته‌بودند. سؤالاتم که تمام شدند از من پرسید که از کجا آمده‌ام و من هم گفتم ایران. پرسید: «یاسمن را می‌شناسی؟» (منظورش دکتر یاسمن فرزنان عضو هیئت علمی پژوهشگاه دانش‌های بنیادی بود). من هم گفتم: «بله، او را خوب می‌شناسم». گفت: «زمانی که یاسمن دانشگاه استنفورد بود، با هم همکاری داشتیم و در واقع اولین بار او مرا برای این مدرسه دعوت کرد، ولی چون الان ایتالیا است نتوانست شخصاً حضور داشته باشد» و ابراز ناراحتی کرد که فرصت این را از دست داده که بعد از سال‌ها دوباره او را ببیند. سپس ادامه داد: «بیا برویم اتاق من. یک هدیه برایت دارم!» در مسیر به سمت اتاقش توضیح داد: «برای یاسمن یک بستهٔ شکلات هدیه گرفته‌بودم. حالا که او نیامده به تو می‌دهم تا آن را بخوری و به یاسمن هم بگویی که شکلات‌های خوشمزه‌ای را از دست داده» و اضافه کرد: «نگران نباش، حلال است». این جملهٔ او بسیار برایم قابل احترام بود. یک عکس یادگاری هم در حضور شکلات‌ها گرفتیم و من هر دوی کارها -تناول شکلات‌ها و ایمیل به دکتر فرزنان- را انجام دادم! در ادامه هم من و مایکل خیلی با هم صحبت کردیم و سوالات کلی که داشتیم را از او پرسیدیم. بعضی از مواردی که شاید جالب باشد را در ادامه ذکر می‌کنم. من می‌دانستم او از جمله افرادی بوده که در تکوین نظریهٔ اکسیون‌ها نقش داشته‌است. از او در مورد وجود اکسیون‌ها پرسیدم: «آیا به نظرتان واقعی هستند و آنها را خواهیم دید؟» در جواب گفت: «این سؤال را از من نپرس. من یک بار اشتباه کرده‌ام!» اشاره‌اش به باورش بر نظریهٔ ابرتقارن^۴ قبل از شروع کار LHC و منتشرشدن نتایج آن -که حاکی از مشاهده‌نشدن ذرات ابرتقارنی بود- بود. در آن زمان (وحتی شاید الان) بسیاری از فیزیکدانان متعجب بودند که چرا تئوری‌ای به این زیبایی در طبیعت مشاهده نشد. برای من، نکته جالب در این گفت‌وگو تواضع او بود. او بسیار متواضعانه در مقابل یک دانشجوی جوان اعتراف بر اشتباهش می‌کرد و از آن نتیجه گرفته‌بود که نباید مغرورانه در مورد رفتار طبیعت حکم کند. ولی من با سماجت خواستم نظرش را در مورد اکسیون بدانم و او گفت: «بله، به نظرم الان بهترین و منطقی‌ترین راه حل برای مسئلهٔ بار-پارمیتیه قوی همان اکسیون است». یک خاطرهٔ جالب دیگر از مایکل بگویم و بقیه را فاکتور بگیرم. البته این یکی را سر بسته می‌گویم، چون شاید راضی نباشد از زبان او بازگو شود. در مورد یک موضوع خاص صحبت می‌کردیم که من گفتم فلان مقاله اولیه را خوانده‌ام و بسیار جالب است. نویسنده آن مقاله هم برندهٔ جایزه نوبل بود. او گفت: «من با این مقاله خاطره دارم!» کنجاوای شدم و خواستم بیشتر توضیح دهد. گفت: «من آن زمان محقق جوانی بودم که محاسبات اولیهٔ این مقاله را انجام داده بودم و بردم پیش این استاد (نویسندهٔ مقاله). او گفت که دیگر انگیزه‌ای برای مطرح کردن این مدل وجود ندارد، چون این دسته از مدل‌ها توسط آزمایش رد شده‌اند.» و بعد با حالت ناراحتی ادامه داد: «ولی بعد از چند ماه، مقاله‌ای مشابه توسط همان استاد

نظریه‌های مؤثر انرژی پایین و کاربرد دوگانی‌ها در آن اختصاص داد. به طور دقیق‌تر، او به رژیم هیدرودینامیکی علاقه‌مند بود و توضیح می‌داد که چگونه ضرایب ترابرد در این تئوری‌ها از طریق دوگانی‌ها محاسبه می‌شود. من با این موضوعات آشنایی زیادی نداشتم، اما سخنرانی‌های خوبی ارائه شد که دید کلی در این زمینه را به حصار ارائه داد. نکته جالب این بود که من با یک مقاله مروری مشهور در زمینه مدهای شبه-نرمال سیاهچاله‌ها آشنا بودم که سه نویسنده دارد. دو نفر از نویسندگان، پژوهشگران در زمینه گرانش هستند - که با آن‌ها آشنا بودم - و نفر سوم آندری است. چندین بار به این مقاله مراجعه کرده‌بودم، ولی هیچ موقع به نفر سوم توجه نکرده بودم. تنها بعد از این سخنرانی‌ها بود که دلیل حضور او در آن مقاله مروری را درک کردم! یک نقل قول جالب از آندری هم این بود: «این دوگانی‌ها از نظریه ریمان به عنوان یک ساختار ریاضی سازگار استفاده می‌کنند و از طریق دیکشنری موجود، نتایج مربوط به فیزیک مورد مطالعه را ارائه می‌دهند. در این سطح نیازی نیست که شما قبول کنید نظریه ریمان نظریه بنیادی طبیعت است - هر چند عده‌ای دوست دارند چنین فرضی بکنند».



در همان روز یک سخنران دیگر هم سخنرانی‌های خود را آغاز کرد: تریسی اسلتر^۷. استاد جوان دانشگاه MIT که من از قبل پیگیر کارهای او در زمینه ماده تاریک بودم. در واقع یکی از دلایل اصلی علاقه‌مندی‌ام برای حضور در این مدرسه، تریسی بود. تریسی فردی بسیار پرانرژی است و عضو ثابت تمام کنفرانس‌های مهم در زمینه ماده تاریک. او کارهای دست اولی در زمینه مشاهدات غیرمستقیم ماده تاریک داشته. من سؤالات بسیاری داشتم که از او پرسیم و این اتفاق تا حدودی افتاد؛ اما تنها مشکل این بود که مدت حضورش در مؤسسه کوتاه بود. بسیاری از درس‌های کوتاه تریسی را که در مؤسسه‌های مختلف ارائه داده بود را دنبال کرده‌بودم و با توجه به آن‌ها انتظار نداشتم که او خیلی در مورد اکسیون‌ها به عنوان کاندید ماده تاریک صحبت کند؛ اما عجیب بود که او دو سخنرانی از چهار سخنرانی خود را به اکسیون‌ها اختصاص داده بود. متوجه شدم که او نیز بخشی از پژوهش در جریان خود را به اکسیون‌ها به عنوان کاندید جدی ماده تاریک - اختصاص داده است.

دو سخنران پایانی زوجی بودند از دانشگاه آکسفورد: سوویر سرکار^۸ و آماندا کوپر-سرکار^۹. مواجهه اولم با

سوویر خیلی جالب بود. آن روز ظهر، آخر وقت رفتن سلف. بنابراین تنها مشغول خوردن ناهار شدم. سوویر و آماندا دو نفری به سمتم آمدند. سوویر کنارم نشست و آماندا روبرویش. من حتی نمی‌دانستم او سخنران این مدرسه است. خودش سر صحبت را باز کرد. اول در مورد غذا صحبت کرد و بعد در مورد ترکیب و بعد پرسید اهل کجایی. بعد از اینکه فهمیدم از ایران هستم، گفت: «من قبلاً یک بار به ایران آمده‌ام». بیشتر در مورد سفرش پرسیدم. جواب داد: «حدود سی سال پیش یک کنفرانس در کیش برگزار شد و من به عنوان مدعو آمدم» و اضافه کرد: «البته من تهران را خوب نمی‌شناسم ولی فرودگاهش را خوب می‌شناسم، چون ساعت‌های زیادی آنجا منتظر پروازم به کیش ماندم». بعد از من پرسید که در چه زمینه‌ای کار می‌کنم. من هم از مدل‌های تورمی و جزئیاتش گفتم. از صحبت‌هایش معلوم بود که خیلی به تورم معتقد نیست. بعد هم در سخنرانی‌هایش متوجه شدم که زمینه پژوهش او در واقع تست مدل استاندارد کیهانشناسی است. در سخنرانی‌هایش احساس می‌کردم که دیدگاه او برایم آشنا است و آن را قبلاً هم در یک نفر دیده‌ام؛ او آرمان شفیعلو بود. با مقداری جست‌وجو فهمیدم زمانی که آرمان در آکسفورد محقق پسادکتری بوده با سوویر همکاری‌های زیادی داشته است. بنابراین این احساس تشابه بی‌دلیل نبوده است! نقل قول جالبی که از سوویر به خاطر دارم این است: «مردم در فیزیک ذرات بنیادی تلاش می‌کنند که در آزمایش‌ها مواردی از ناسازگاری با مدل استاندارد پیدا کنند، اما در کیهانشناسی هر اختلافی را به نحوی رفع می‌کنند تا مدل استاندارد کیهانشناسی را نجات دهند». او اعتقاد داشت که مدل استاندارد کیهانشناسی همانند مدل استاندارد ذرات تست نشده است و هنوز جای کار زیادی دارد تا تثبیت شود. او برای تاکید بر این موضوع گفت: «من مدل استاندارد ذرات را با حروف بزرگ می‌نویسم، اما مدل استاندارد کیهانشناسی را با حروف کوچک!»

سخنران آخر هم آماندا بود که در مورد PDF^{۱۰} صحبت کرد و پیچیدگی‌های موجود در آزمایش‌های ذرات در برخورددهنده‌ها. برداشتی بیشتر از این از سخنرانی‌های آماندا نداشتم. شاید علاقه کم من به موضوع و حس نزدیک شدن به لحظات پایانی مدرسه از دلایل این دریافت کم بودند.

صبح جمعه ۵ جولای شده بود و زمان برگشت فرا رسیده بود. از خواب که بیدار شدم یادداشت‌هایم را جمع کردم و سعی کردم آنچه از قلم افتاده بود را بنویسم تا بیشتر از آن از قلم نیفتند. چمدان کوچکم را بستم و با دریای مرمزه از پشت پنجره خداحافظی کردم. این سفر با چگالی فراتر از حد انتظارم رو به پایان بود.

شهریور ۱۳۹۸



در کتاب از روابط ریاضی هیچ استفاده ای نمی شود، اما برای همراهی با مفاهیم علمی آن آشنایی با فیزیک ذرات بنیادی و هم چنین نظریه ی میدان های کوانتومی (به عنوان زبان ریاضی توصیف کننده ی ذرات بنیادی) ضروری است. خواندن این کتاب، در حین گذراندن درس های «نظریه ی میدان های کوانتومی» و «فیزیک ذرات بنیادی پیشرفته» مکملی است بسیار مفید برای درک مفاهیم مطرح شده در این درس. اما مخاطبان کتاب به هیچ عنوان به دانشجویان شاخه ی فیزیک ذرات و انرژی های بالا محدود نمی شوند، زیرا اولاً کتاب به گونه ای نوشته شده است که در دسترس ترین راه را برای آشنایی علاقه مندان با مفاهیم پیشرفته ی مطرح شده در فیزیک ذرات بنیادی و انرژی های بالا با کم ترین نیاز به مفاهیم ریاضی فراهم می کند و ثانیاً بخش های مختلف کتاب حاوی نکته های کلیدی و درس آموز بسیاری است که فارغ از مفاهیم فیزیکی مطرح شده در آن، می تواند برای هر فیزیک خوانی بسیار مفید و جذاب باشد. نکاتی مانند لزوم و چگونگی استفاده ی پیش دستانه ی از امکانات و ابزارهای در دسترس، سازوکار همکاری نزدیک شاخه های مختلف علوم (مثال نقش نظریه ی BCS و فیزیک پلاسما در درک مفهوم بسیار کلیدی شکست تقارن و گشودن راه به سوی نظریه های وحدت)، در هم تنیدگی نظریه-تجربه و اهمیت بنیادین این ارتباط متقابل (نکته ای که در سرتاسر کتاب مشهود است)، اهمیت و چگونگی همکاری های گسترده و مشارکت افراد و گروه های متعدد در پیش برد علوم، و ...

چند خط از کتاب**#

در سال ۱۳۶۹/۱۹۹۰، تیلور، کندال و فریدمن رهبران آزمایش هایی که واقعی بودن کوارکها را نشان می داد، مشترکاً برنده ی جایزه ی نوبل شدند. بیورکن هنوز منتظر است. ایده های او الهام بخش آزمایش ها بود و حتی قبل از این که آزمایش ها انجام شوند او پیش بینی کرده بود که داده ها، موید وجود کوارکها خواهند بود. وقتی کندال داده ها را در یک وضعیت سردرگمی به او نشان داد، این بیورکن بود که پیشنهاد کرد تا داده ها به روشی متفاوت پردازش شوند و همه چیز را به سر جای خود برگرداند ...

مقاله ی بنیادین بیورکن که به راهی برای اثبات وجود کوارک ها اشاره داشت حتی از آن چه که گفته شد فوق العاده تر بود. این مقاله هم چنین نشان می داد که اگر بوزون W - واسطه ی نیروی ضعیف- با جرمی بزرگ وجود داشته باشد، کسر قابل توجهی از محصولات واپاشی آن یک الکترون و یک نوترینو خواهد بود. کشف W در سال ۱۳۶۲/۱۹۸۳ از این واقعیت برای شناسایی W استفاده کرد و برای کاشفان آن در آزمایشگاه جایزه ی نوبل به ارمغان آورد. علاوه بر این او نشان داد که وقتی یک الکترون و یک پوزیترون یک دیگر را برای خلق طعم های مختلفی از کوارک و پادکوارک نابود می کنند، احتمال این رویداد به صورت پایداری با کاهش انرژی

کتاب "The Infinity Puzzle, Quantum Field Theory and the Hunt for an Orderly Universe" نوشته ی فرانک کلوز (Frank. E. Close) استاد دانشگاه آکسفورد است که اولین ویرایش آن در سال ۱۳۹۰/۲۰۱۱ و در آستانه ی کشف تاریخی بوزون هیگز* به چاپ رسیده است. انتشارات مازیار ترجمه ای از این کتاب را به قلم تورج حوری و با عنوان «معمای بی نهایت، نظریه ی میدان کوانتومی و پژوهشی در نظم عالم» در سال ۱۳۹۷ منتشر کرده است. ترجمه ی کتاب بسیار روان است و در آن از معادل های مرسوم و جا افتاده ی موجود در کتاب- های تخصصی فیزیک استفاده شده است.

کتاب شامل پیش گفتار، دو بخش (۱۷ فصل و ۶ میان پرده) و یک گفتار پایانی، روایتی است بسیار گیرا و درس آموز از روزهای اول تدوین نظریه ی الکترودینامیک کوانتومی تا روزهای انتظار جامعه ی علمی برای کشف بوزون هیگز. روایت محوری کتاب، بررسی نقش مفهوم بنیادین بازبهنجارش (زدودن بی نهایت های ظاهر شده در نظریه ی میدان های کوانتومی نسبیتی) در پیشرفت فیزیک ذرات بنیادی است.

در بخش اول کتاب، نویسنده ابتدا در سه فصل مروری سریع بر سیر تدوین الکترودینامیک کوانتومی (نظریه ی پذیرفته شده برای توصیف بر هم کنش های الکترومغناطیسی) دارد. سپس در ۸ فصل و به صورت مفصل به چگونگی شکل گیری و رشد مفاهیم مرتبط با وحدت نیروها، نظریات یانگ-میلز (نظریات میدان های پیمانه ای غیر آبلی)، شکست خود به خود تقارن و جرم دار شدن ذرات، پیش بینی ذرات واسطه ی سنگین و در آخر باز بهنجارش پذیری نظریه های یانگ-میلز می پردازد.

بخش دوم کتاب (شامل ۶ فصل) مروری است بسیار جذاب از پیامدهای آزمایشگاهی و تجربی نظریه های وحدت از یک سو، و نقشه ی راه پیش روی فیزیک ذرات بنیادی از سوی دیگر. آزمایش هایی که مجموعه ی مفاهیم نظری تشریح شده در فصول قبل را در جایگاه «مدل استاندارد ذرات بنیادی» تثبیت می کنند، و آزمایش هایی که «استاندارد» بودن این مدل را به چالش خواهند کشید.

کم می‌شود. هر گونه انحراف از این رفتار نشان‌های از یک دینامیک جدید بود- پدیده ای که در ۱۳۵۳/۱۹۷۴ مسیر شناسایی کوارک های جذاب (دلربا) (charmed) را روشن کرد و این جا نیز منجر به اعطای جایزه ی نوبل برای کاشفانش گردید. نمایش او از ساختار کوارکی پروتون ها به مجموعه ی کاملی از آزمایش ها منتهی شد که در غیر آن صورت نتایج آن ها غیرقابل رمزگشایی بودند. این ها شامل نتایجی هستند که موید نظریه ی نیروی ضعیف توفت و ولتمن و هم چنین نتایجی که برخورددهنده ی بزرگ هادرون در انتظار استخراج آن برای کشف بوزون هیگز است [هستند].

به اعتقاد بسیاری از فیزیک دانان، بیورکن نابغه ی فراموش شده ای در آن سوی تصویر نوین ذرات و نیروهاست که به «مدل استاندارد» معروف شده است.

* بوزون هیگز در سال ۱۳۹۱/۲۰۱۲ (یعنی یک سال بعد از انتشار نخستین ویرایش این کتاب) در آزمایشگاه سرن کشف شد.

** صفحات ۲۳۷ و ۲۳۸ ترجمه.

TO TALK OF ATOMIC ENERGY IN TERMS
OF ATOMIC BOMBS IS LIKE TALKING OF
ELECTRICITY IN TERMS OF THE ELECTRIC CHAIR

Pyotr Kapitsa