

مروری بر ترمودینامیک کوانتومی

ساره شهیدانی و علی رضاخانی

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

پست الکترونیکی: rezakhani@sharif.edu

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۵/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۰۳/۰۷)

چکیده

در این مقاله تلاش می‌کنیم معرفی و مرور مقدماتی بکنیم از برخی از موضوع‌ها، یافته‌ها، و نیز چالش‌های حوزه ترمودینامیک کوانتومی، تا پژوهشگران علاقه‌مند بتوانند با آن آشنایی آغازین پیدا کنند. این مرور شامل معرفی مفاهیم بنیادی ترمودینامیک کوانتومی نظیر کار و گرما، آنتروپی و تعادل گرمایی، اعتبار قانون دوم ترمودینامیک، پیوند ترمودینامیک و نظریه اطلاعات، و چگونگی بهره‌گیری از ویژگی‌های کوانتومی مانند درهم‌تنیدگی و همبستگی کوانتومی در ماشین‌های گرمایی است.

واژه‌های کلیدی: ترمودینامیک کوانتومی، کار، گرما، آنتروپی، همبستگی، اطلاعات

۱. مقدمه

دالتون، کارنو، کلون و بسیاری دیگر آغاز شد. این نظریه بر اساس سه قانون اصلی پدیده‌شناختی، یک قانون فرعی دیگر (قانون صفرم) برای تعریف تعادل، و تعدادی مفهوم ساخته شده است. ارتباط ذاتی میان این نظریه و دیگر نظریه‌های پایه‌ای فیزیک، مانند مکانیک کلاسیک، و یا استنتاج‌پذیری ترمودینامیک از آنها همواره پرسش مهمی بوده است، که علیرغم پیشرفت فراوان هنوز پاسخ روشن و فراگیری برایش نداریم. در اصل، مکانیک آماری تلاشی است برای نظام‌مند کردن رابطه ترمودینامیک و نظریه‌های زیرین و بنیادی‌تر، که در آن نقش مفهوم «اطلاعات» در ترمودینامیک دستگاه‌های پرذره مورد بررسی قرار می‌گیرد.

در میان نظریه‌های گوناگون فیزیک، ترمودینامیک جایگاه ویژه‌ای دارد [۱]. در این نظریه رفتار فیزیکی دستگاه‌های پرذره از بابت مفاهیمی چون گرما، کار، آنتروپی، دما، انرژی آزاد، و تعادل گرمایی بررسی می‌شود، و گستره بسیار وسیعی از دستگاه‌های میکروسکوپی و ماکروسکوپی، مانند گاز الکترونی، جامدات، موجودات زنده، خورشید، سیاه‌چاله‌ها، و تقریباً همه چیز را در برمی‌گیرد. با این که نخستین دماسنج‌ها در آغاز قرن ۱۷ ساخته شدند، ولی فرمول‌بندی منظم مفاهیم بنیادی این نظریه قدرتمند در اروپای قرن ۱۹، زمانی که ماشین‌های بخار یکی از داغ‌ترین موضوعات روز بودند، توسط دانشمندانی چون

کوتاهی از مفاهیم کار، گرما، و آنتروپی، بحث می‌کنیم که چگونه ترمودینامیک کلاسیک با نظریه اطلاعات پیوند خورده است. سپس، نشان می‌دهیم چه طور پیوند نظریه اطلاعات کوانتومی و ترمودینامیک کوانتومی این امکان را فراهم می‌کند که از دستگاه‌هایی در تماس با تنها یک حمام گرمایی کار استخراج کنیم. در بخش پنجم اندکی در مورد نحوه عملکرد ماشین‌های گرمایی در رژیم کوانتومی توضیح می‌دهیم. سپس بعد از بحث در مورد دستگاه‌های کوانتومی باز در ترمودینامیک کوانتومی (در بخش ششم)، این مرور را با توضیحی از فرایند تعادل گرمایی در دستگاه‌های کوانتومی به پایان می‌رسانیم.

۲. مفاهیم بنیادی

۲.۱. کار، گرما، و قانون اول ترمودینامیک

میانگین انرژی یک دستگاه کوانتومی را که با ماتریس چگالی ρ توصیف می‌شود و هامیلتونی آن با یک عامل خارجی تغییر می‌کند می‌توان به صورت $U = \text{Tr}[H\rho]$ تعریف کرد. بدیهی است که تغییر هامیلتونی سبب تحول حالت کوانتومی دستگاه و تغییر ماتریس چگالی آن می‌شود. اولین تعاریف برای کار و گرما در ترمودینامیک کوانتومی از همین جا به دست می‌آیند. تغییرات انرژی دستگاه را می‌توان به دو بخش تقسیم کرد [۳-۵]

$$dU = \delta W + \delta Q = \text{Tr}\left[\frac{dH}{dt}\rho\right] + \text{Tr}\left[\frac{d\rho}{dt}H\right],$$

$$\frac{d\mathcal{Q}(t)}{dt} = -i[H_1^{(\text{eff})}(t), \rho(t)] - i\text{Tr}[H_{\text{int}}, \chi(t)],$$

$$H_1^{(\text{eff})}(t) = H_1 + \text{Tr}[H_{\text{int}}\rho(t)],$$

$$\chi(t) = \rho_1(t) - \rho(t) \otimes \rho(t),$$

یک بخش کنترل‌پذیر (و مفید) که تغییرات کار نامیده می‌شود (جمله اول، چون هامیلتونی از بیرون قابل کنترل است و وابستگی به زمان t دارد) و یک بخش دیگر (غیر مفید) که تغییرات گرما نامیده می‌شود (جمله دوم)، در اینجا d نشان دهنده دیفرانسیل زمانی است و δ نیز نمایانگر دیفرانسیل نا کامل است. توجه به این نکته لازم است که اگر چه dU دیفرانسیل کامل است و تغییرات میانگین انرژی فقط به میانگین انرژی لحظه آغازین و لحظه پایانی بستگی دارد، کار و گرما

با وجود موفقیت‌های چشمگیر ترمودینامیک، لزوماً انتظار نداریم قانون‌ها و تعاریف‌های آن در مقیاس‌های اتمی - که ممکن است تعداد ذرات بسیار کم باشد - بدون تغییر بماند. در واقع، ممکن است در رژیم‌های کوانتومی ترمودینامیک نوینی ظاهر شود که در آن مفاهیمی چون گرما و کار، تعادل گرمایی، دما، آنتروپی، و شارش گرما در مقیاس اتمی و در آنسامبل‌های با تعداد ذره کم، نیاز به بازتعریف و بررسی دوباره داشته باشند. در اینجا دوباره این پرسش اساسی مطرح است که آیا می‌توان رفتار ترمودینامیکی دستگاه‌ها را از اصول مکانیک کوانتومی استنتاج کرد. این زمینه مطالعاتی جدید، که از تلاقی ترمودینامیک، مکانیک کوانتومی، و نظریه اطلاعات کوانتومی به وجود آمده است، «ترمودینامیک کوانتومی» نامیده می‌شود. این حوزه متفاوت است با آن چه به عنوان متعارف ترمودینامیک دستگاه‌های کوانتومی با آمار بوز-اینشتین (بوزونها) یا فرمی-دیراک (فرمیونها) می‌شناسیم، و نیز پرسش‌ها و رهیافت‌های بنیادی‌تری را نسبت به مبحث نانوترمودینامیک [۲] هدف گرفته است.

ترمودینامیک کوانتومی علاوه بر این که آغازگر یک درک ظریف‌تر درباره فرایندهای طبیعی است، گستره بزرگی از مطالعات کاربردی را نیز در برمی‌گیرد، مانند تحلیل ماشین‌های گرمایی و یخچال‌ها در رژیم کوانتومی و در حضور اثرهای کوانتومی مانند همدوسی و درهم‌تنیدگی، باتری‌های پربازده، بهبود رایانش و پردازش اطلاعات کوانتومی، مطالعه فرایند گرمایش یا به تعادل رسیدن دستگاه‌های کوانتومی، بررسی رقابت افت‌وخیزهای گرمایی و افت‌وخیزهای کوانتومی در دستگاه‌های میکروسکوپی و غیره [۳ و ۴].

در این مقاله تلاش می‌کنیم مرور و معرفی کوتاهی (و تا جای ممکن عمومی) داشته باشیم از برخی از موضوع‌ها، یافته‌ها، و نیز چالش‌های این زمینه پژوهشی نسبتاً نوپا. روشن است که این مرور به هیچ صورت کامل نیست و مطالب فراوانی به عمد یا به ناچار جا افتاده‌اند تا محدودیت فضا رعایت شده و نیز سادگی و قابل فهم بودن موضوع برای طیف بزرگ‌تری از فیزیک‌پیشگان برقرار بماند. در آغاز پس از معرفی

مشاهده‌پذیر و دیفرانسیل کامل نیستند و تغییرات آنها وابسته به نحوه تحول هامیلتونی و نحوه تحول حالت دستگاه است. رابطه بالا نشان‌دهنده قانون اول ترمودینامیک است. روشن است که تعریف‌های بالا توصیفی از کار و گرمایی که درون دستگاه و در بین اجزا مبادله می‌شود، ارائه نمی‌دهند.

$$H_{\text{int}} = \sum_k g_k A_k \otimes B_k,$$

تغییرات انرژی درونی زیردستگاه اول به صورت زیر در می‌آید:

$$\begin{aligned} dU_1(t) &= \text{Tr}[\varrho_1(t)H_1]dt + d\sum_k g_k \langle A_k \rangle_{\varrho_1(t)} \langle B_k \rangle_{\varrho_2(t)} \\ &= -i\text{Tr}[\chi(t)[H_1, H_{\text{int}}]]dt + d\sum_k g_k \langle A_k \rangle_{\varrho_1(t)} \langle B_k \rangle_{\varrho_2(t)}, \end{aligned}$$

که در آن نقطه روی $\varrho_1(t)$ به معنی مشتق‌گیری نسبت به زمان است، و $\langle X \rangle_{\varrho} = \text{Tr}[X\varrho]$. این عبارت نکات مهمی را در مورد تغییر انرژی هر زیردستگاه آشکار می‌کند: اول این که، اگر بین اجزا همبستگی ایجاد شود (یا همبستگی بین اجزا تغییر کند) و اگر میانگین مشاهده‌پذیری از یکی از دو زیردستگاه (که در برهم‌کنش وارد می‌شود) در اثر برهم‌کنش تغییر کند، انرژی درونی زیردستگاه تغییر می‌کند. نکته دیگر این که، حتی اگر دستگاه کل بسته باشد (یعنی $dU_2 = 0$) تغییر انرژی زیر دستگاه‌ها لزوماً باهم برابر نیست (یعنی $dU_1 \neq -dU_2$). در واقع، به نظر می‌رسد تا زمانی که زیردستگاه‌ها اطلاعاتی را به اشتراک می‌گذارند بخشی از انرژی را درون خود حفظ می‌کنند - که انرژی قیدی^۱ نامیده شده است [۵].

$$dU_1(t) = \frac{d}{dt}(\text{Tr}[H_1^{(\text{eff})}(t)\varrho_1(t)])dt,$$

که در آن

$$H_{\text{int}} = \sum_k g_k A_k \otimes B_k.$$

۲.۲. آنتروپی و قانون دوم ترمودینامیک

«گرما را نمی‌توان کاملاً به کار تبدیل کرد، ولی کار را می‌توان کاملاً به گرما تبدیل کرد»، «گرما خود به خود از جسم سرد به جسم گرم شارش نمی‌یابد»، «طبیعت تمایل به بی‌نظمی دارد». این گزاره‌ها که بیان‌های گوناگونی از قانون دوم ترمودینامیک هستند به خوبی گویای این نکته‌اند که این قانون تعیین می‌کند طبیعت چه تحولاتی (تغییر حالت‌هایی) را مجاز می‌داند.

به عنوان نمونه، یک دستگاه دو-بخشی را در نظر بگیرید که با هم برهم‌کنش دارند و هیچ عامل خارجی هامیلتونی آنها را تغییر نمی‌دهد، منطقی است که کار و گرما برای دستگاه کل صفر باشد، ولی این بدان معنا نیست که بین اجزای دستگاه درحین برهم‌کنش، کار یا گرمایی مبادله نمی‌شود. می‌توان دید که در دستگاه‌های برهم‌کنشی، تغییرات ماتریس چگالی یکی از زیردستگاه‌ها در حین برهم‌کنش می‌تواند هامیلتونی مؤثر زیردستگاه دیگر را به صورت وابسته به زمان تغییر دهد، و بنابراین کار مبادله‌شده صفر نیست. در این دستگاه اگر هامیلتونی کل را به صورت جمع هامیلتونی زیردستگاه‌ها و یک هامیلتونی برهم‌کنشی بنویسیم،

به دلیل ایجاد (یا تغییر) همبستگی کوانتومی بین زیردستگاه‌ها، معادله دینامیکی حاکم بر تحول هر یک از اجزا به صورت زیر خواهد بود:

$$H = H_1 + H_2 + H_{\text{int}},$$

که در آن

$$\frac{d\varrho(t)}{dt} = -i[H_1^{(\text{eff})}(t), \varrho(t)] - i\text{Tr}_2[H_{\text{int}}, \chi(t)],$$

$$H_1^{(\text{eff})}(t) = H_1 + \text{Tr}_2[H_{\text{int}}\varrho_2(t)],$$

هامیلتونی تغییر یافته و مؤثر زیردستگاه اول، و

$$\chi(t) = \varrho_2(t) - \varrho_1(t) \otimes \varrho_2(t),$$

عملگر همبستگی میان زیردستگاه‌ها در هر لحظه از زمان است. به این ترتیب، تغییرات ماتریس چگالی یکی از زیردستگاه‌ها در حین برهم‌کنش می‌تواند هامیلتونی مؤثر زیردستگاه دیگر را به صورت وابسته به زمان تغییر دهد. بنابراین، تغییر انرژی درونی زیردستگاه اول به صورت زیر است:

$$dU_1(t) = \frac{d}{dt}(\text{Tr}[H_1^{(\text{eff})}(t)\varrho_1(t)])dt.$$

اگر هامیلتونی برهم‌کنش میان اجزا را به شکل حاصل ضرب

۱. Binding energy

می‌شود [۶ و ۷]:

$$W_{\text{ext}} \leq -\Delta F + k_B T I,$$

که اینجا I اطلاعات متقابل کوانتومی - کلاسیکی است که اطلاعات متقابل یک ماشین معین و نتیجه کلاسیکی ناشی از یک اندازه‌گیری را نشان می‌دهد. از این رابطه برای مطالعه شیطانک ماکسول (که در بخش ۱.۳ بررسی می‌شود) هم می‌توان استفاده کرد.

لازم به ذکر است که همه عبارت‌های معرفی شده برای کار و گرما و انرژی آزاد، میانگین آنسامبلی گرفته شده است. برای تک تک دستگاه‌های کوانتومی که کار به شدت افت‌وخیز دارد، تشخیص این که آیا واقعاً از دستگاه کاری استخراج شده دشوار است. در این دستگاه‌ها گاهی حتی میانگین انرژی تک دستگاه با افت‌وخیز آن از بابت بزرگی هم‌مرتبه است. یکی از راه‌های تشخیص کار از نوفه‌ها این است که چرخه ترمودینامیکی مربوط برای استخراج کار را به تعداد زیاد تکرار کنیم، که باز هم دستیابی ما را به ویژگی‌های ترمودینامیکی تک دستگاه‌ها محدود می‌کند. به همین دلیل، برخی از پژوهشگران تلاش کرده‌اند از نظریه اطلاعات کوانتومی و به ویژه «نظریه منبع»^۲ برای توصیف مفاهیم کار و گرما استفاده کنند [۸ و ۹].

سه ستون اصلی نظریه منبع عبارت‌اند از: آن دسته عملیاتی که آزمایشگر در آزمایشگاه می‌تواند بدون صرف هزینه‌ای انجام دهد، آن دسته از حالت‌هایی که آزمایشگر به طور رایگان در اختیار دارد، و شرایطی که تعیین می‌کند آزمایشگر چه طور می‌تواند با عملیاتی که در اختیار دارد، حالت‌هایی را که دارد دست‌کاری کرده و تغییر دهد، و به چه حالت‌های مطلوبی دست می‌یابد (چنین شرایطی معمولاً با یک تابع یکنوا کاهنده تعیین می‌شوند). حالت‌هایی که ابتدا در دسترس نبوده‌اند و به این شیوه به دست آمده‌اند به عنوان منبع شناخته می‌شوند. در توصیف ترمودینامیک کوانتومی بر اساس نظریه منبع، آن دسته عملیاتی که در اختیار است «عملیات گرمایی» نامیده می‌شوند. برای دستگاه با انرژی ثابت این عملیات آن دسته از تبدیل‌های یکانی هستند که با هامیلتونی کل جابه‌جا می‌شوند و در نتیجه

پرسشی که در اینجا مطرح می‌شود این است که آیا قانون دوم ترمودینامیک می‌گوید که در دنیای میکروسکوپی چه تغییر حالت‌هایی خود به خود رخ می‌دهند و برای چه تغییر حالت‌هایی آزمایشگر باید دست به کار شود. یک دستگاه کوانتومی را در تماس با یک حمام گرمایی با دمای T در نظر بگیرید. اگر بخواهیم این دستگاه را از حالت ρ_i به حالت ρ_f ببریم آیا باید کار انجام دهیم یا این تغییر حالت خود به خود رخ می‌دهد؟ آیا آنتروپی آن افزایش یا کاهش می‌یابد؟ به هر حال، بایستی یادآوری کرد که در مکانیک کوانتومی این معادله تحول دینامیکی (مثلاً معادله شرودینگر) است که تعیین می‌کند چه چیزی و چگونه اتفاق می‌افتد، پس همواره باید این قانون دینامیکی محترم پنداشته شود.

در توصیف کوانتومی ترمودینامیک، از آنتروپی فون نویمان استفاده می‌شود که برای حالتی با چگالی ρ به صورت $S(\rho) = -\text{Tr}[\rho \log \rho]$ تعریف می‌شود، که در آن k_B ثابت بولتزمن است. اگر فرض کنیم حالت‌های آغازین و پایانی حالت‌های گرمایی با دماهای یک‌سان و هامیلتونی‌های متفاوت هستند $(\rho_f = e^{-\beta H_f} / Z_f, \rho_i = e^{-\beta H_i} / Z_i)$ ، که در آن $Z = \text{Tr}[e^{-\beta H}]$ تابع پارش دستگاه، $\beta = 1/(k_B T)$ و T دمای دستگاه است). می‌توان نشان داد که تغییر آنتروپی دستگاه همواره نامساوی زیر را برآورده می‌کند [۳ و ۴]:

$$\beta \text{Tr}[\Delta \rho H_f] \leq \Delta S,$$

که با توجه به تعریف گرما در بخش پیش، می‌توان آن را بیانی از قانون دوم ترمودینامیک در نظر گرفت. عبارت بالا را می‌توان به صورت زیر نیز بیان کرد:

$$\Delta F \leq -W_{\text{ext}},$$

که در آن $F = U - TS$ انرژی آزاد دستگاه است. بنابراین، کاری که برای تغییر حالت یک دستگاه کوانتومی از یک حالت تعادل به حالت تعادل دیگر لازم است بزرگ‌تر یا برابر با افزایش انرژی آزاد دستگاه است. اگر انرژی آزاد دستگاه کاهش یابد، تحول مزبور خود به خود رخ می‌دهد. این رابطه در حضور حافظه^۱ برای ماشین گرمایی به صورت زیر اصلاح

۲. Resource theory

۱. Memory

را مشخص می‌کنیم (یعنی $\langle i | \rho | i \rangle = p_i = \text{Tr}[\rho | i \rangle \langle i |]$)؛ سپس این احتمال‌ها را به گونه‌ای مرتب می‌کنیم که $p_i e^{\beta E_i}$ از بزرگ به کوچک مرتب شده باشند؛ و سرانجام این نقاط مرتب شده (یعنی نقاط $\{\sum_{i=1}^k e^{-\beta E_i}, \sum_{i=1}^k p_i\}_{k=1}^n$) را در یک نمودار مشخص می‌کنیم و با خط مستقیم به نقطه $(0,0)$ و به یکدیگر وصل می‌کنیم. شکل ۱، نمونه‌ای از یک منحنی گرما-بیشانی برای یک دستگاه سه-ترازی است. به همین ترتیب، برای حالت پایانی (حالت مطلوب) منحنی مشابه‌ی رسم می‌کنیم. گذار از حالت آغازین ρ_1 به حالت پایانی ρ_2 به طور خود به خود ممکن است اگر منحنی گرما بیشانی حالت آغازین بالاتر از منحنی گرما-بیشانی حالت پایانی باشد.

با استفاده از نظریه منع نشان داده شده است که اندازه دستگاه و نیز همدوسی کوانتومی سبب می‌شود دو نوع انرژی آزاد برای یک تک دستگاه داشته باشیم که با هم برابر نیستند. یکی از انرژی‌های آزاد بیانگر فرایند استخراج کار توسط تک دستگاه از حمام گرم و دیگری مربوط به فرایند وارون آن است. این ویژگی بدان معناست که گذار حالت‌های ترمودینامیکی به طور ذاتی برگشت‌ناپذیرند [۹].

به عنوان نکته‌ای تکمیلی، یادآور می‌شویم که استفاده از آنتروپی‌های دیگری هم در چارچوب ترمودینامیک کوانتومی مرسوم و مفید است [۱۰]. نمونه‌ای از این آنتروپی‌ها آنتروپی رنی^۲ است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

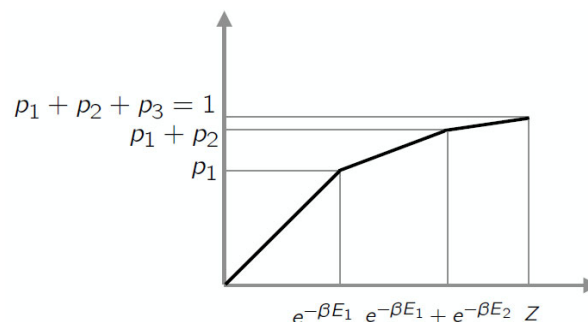
$$S_\alpha(\rho) = \frac{1}{1-\alpha} \log \text{Tr}[\rho^\alpha],$$

که در آن $\alpha \geq 0$ و $\lim_{\alpha \rightarrow 1} S_\alpha(\rho) = -\text{Tr}[\rho \log \rho]$ همان آنتروپی فون‌نویمان است.

۳. اطلاعات و ترمودینامیک

۳.۱. شیطانک ماکسول^۳

ظاهراً نخستین بار ماکسول با طرح یک آزمایش ذهنی پیوند عمیقی را بین ترمودینامیک و اطلاعات برقرار کرد. این آزمایش چنین است: مولکول‌های یک گاز را درون یک



شکل ۱. منحنی گرما-بیشانی برای یک دستگاه سه-ترازی [۱۰].

انرژی کل دستگاه را ثابت نگه می‌دارند، و حالتی که بدون هزینه در اختیار آزمایشگر است، همان حالت تعادل گرمایی دستگاه است. به عنوان مثال، در این توصیف، تک دستگاه کوانتومی در تماس با حمام کوانتومی در حالت تعادل گرمایی، یک «منبع» برای استخراج کار در نظر گرفته می‌شود و مبنای توصیف ترمودینامیک دستگاه تعیین شرایط لازم و کافی در تحول یک کیوبیت (به عنوان ماده کار) از یک حالت کوانتومی به حالت دیگر در حضور حمام است، یعنی استخراج کار یا اضافه کردن کار با یک تغییر حالت همراه است.

اگر اثرهای کوانتومی مانند همبستگی و همدوسی نادیده گرفته شود، یکی از توابع یکنوا کاهنده تعیین کننده تحول چنین دستگاهی همان انرژی آزاد دستگاه است، که با قانون دوم ترمودینامیک در مقیاس ماکروسکوپی نیز همخوانی دارد. این بدان معناست که اگر حالت دستگاه به گونه‌ای تغییر کند که انرژی آزاد دستگاه تحول یافته از انرژی آزاد آغازین آن کمتر باشد تغییر حالت مزبور از بابت ترمودینامیکی خود به خود صورت می‌گیرد، و در غیر این صورت، آن تحول بدون انجام کار رخ نمی‌دهد. از سوی دیگر، با در نظر گرفتن اثرهای کوانتومی، نشان داده شده است که تابع یا منحنی گرما-بیشانی^۱ تعیین کننده تحول خود به خود (بدون هزینه) حالت دستگاه از حالت تعادل گرمایی به حالتی دیگر است [۹]. منحنی مزبور برای یک حالت ρ که در پایه هامیلتونی دستگاه n -ترازی، $H = \sum_{i=1}^n E_i |i\rangle \langle i|$ قطری است به صورت زیر ساخته می‌شود. ابتدا احتمال اشغال هریک از ویژه‌حالت‌های هامیلتونی

^۲. Rényi

^۳. Maxwell's demon

^۱. Thermo-majorization

است که در مورد پاک کردن اطلاعات از دیدگاه ترمودینامیکی نگاه کنیم.

۳.۲. اصل پاک کردن لانداور^۳

در سال ۱۹۶۱ لانداور به بررسی هزینه‌های ترمودینامیکی و گرمای تولیدشده در فرایند پردازش اطلاعات کامپیوترهای کلاسیک پرداخت. او استدلال کرد که گرمای تولید شده در فرایند پاک کردن یک بیت نامعلوم اطلاعات در محیطی با دمای T برابر است با $k_B T \log 2$ (مقدار گرمای مزبور در دمای اتاق در حدود زیپتوژول است) [۱۲]. بنابراین، مقدار کاری که باید انجام شود تا میانگین انرژی دستگاه بدون تغییر باقی بماند برابر با $k_B T \log 2$ است (یادآوری می‌کنیم که در اینجا، پاک کردن بیت کلاسیک ناشناخته (۰ یا ۱) و بازگرداندن آن به یک بیت مشخص (مثلاً ۰) به نوعی به معنای کاهش نامعینی حالت آن است). بنت از این اصل برای توضیح تناقض ماکسول استفاده کرد: برای کامل شدن چرخه ی ذکر شده در مدل ماکسول (جدا سازی مولکول‌های سرد و گرم و استخراج کار از آنها) باید دستگاه - شامل مولکول‌های (الف) و (ب) و شیطانک - به وضعیت آغازین خود بازگردد. لازمه این برگشت پاک کردن حافظه شیطانک از اطلاعاتی است که دریافت کرده است. بنابراین کاری برابر با کار مفید استخراج شده، باید صرف پاک کردن اطلاعات حافظه شیطانک شود و کار خالص در این چرخه صفر خواهد شد. درضمن، آنتروپی مجموعه گاز - شیطانک نیز افزایش می‌یابد و قانون دوم ترمودینامیک برقرار می‌ماند [۱۱].

گرمای لانداور منحصر به بیت‌های کلاسیکی نیست و پاک شدن اطلاعات یک بیت کوانتومی (کیوبیت) نیز $k_B T \log 2$ گرما تولید می‌کند و بازنشانی^۴ حالت کاملاً ناشناخته (آمیخته) ρ با حالت خالص $|0\rangle$ نیز گرمایی به اندازه $k_B TS(\rho)$ تولید می‌کند، مشروط بر این که محیط (حمام گرمایی در تماس با دستگاه) بی‌نهایت بزرگ باشد ($S(\rho)$ آنتروپی حالتی است که پاک می‌شود). برای حمام‌های با تعداد درجات آزادی محدود

ظرف در تعادل در نظر بگیرید که با دیواره‌ای به دو بخش تقسیم شده است. روشن است که دمای دو سمت دیواره با هم برابر است ولی مولکول‌های گاز ممکن است سرعتی بیشتر یا کمتر از سرعت میانگین داشته باشند. فرض کنید مولکول‌های با سرعت بیش از سرعت میانگین را مولکول‌های (الف) و مولکول‌های دیگر را (ب) بنامیم. سپس یک موجود (شیطانک ماکسول) در دیواره حفره‌ای به اندازه عبور یک مولکول باز کند و عبور مولکول‌های نوع (الف) را به سمت راست و عبور مولکول‌های نوع (ب) را به سمت چپ دیواره ممنوع کند (شکل ۱). بدیهی است پس از مدتی مولکول‌های (الف) با سرعت بیشتر از سرعت میانگین، در سمت چپ و مولکول‌های (ب) با سرعت کمتر از سرعت میانگین، در سمت راست دیواره جمع می‌شوند و دمای دو سمت دیواره متفاوت خواهد شد. به این ترتیب، دستگاه از حالت با بیشترین بی‌نظمی^۱ به حالت با بیشترین نظم گذار کرده است، و می‌توان از این اختلاف دما برای به حرکت درآوردن یک پیستون (یعنی انجام کار مفید) استفاده کرد. علاوه بر این، شیطانک می‌تواند تنها مولکول‌ها را مشاهده کند (اطلاعات کسب کند) و به آنها اجازه عبور به یک سمت دیواره را بدهد و این بار با ایجاد اختلاف فشار بین دو سمت دیواره، نظم دستگاه را افزایش دهد. نکته کلیدی این آزمایش آن است که شیطانک از اطلاعاتی که در مورد مولکول‌های گاز به دست می‌آورد، برای استخراج کار مفید استفاده می‌کند. در واقع شیطانک در مقایسه با مشاهده‌گرهای معمولی ترمودینامیک که تنها می‌توانند یک یا چند کمیت ماکروسکوپی را (با فرض یکنواختی توزیع میکروحالت‌ها) اندازه‌گیری کنند اطلاعات بیشتری در اختیار دارد، و همین به او اجازه استخراج کار مفید از دستگاه را می‌دهد. وجود شیطانک به ظاهر قانون دوم ترمودینامیک را نقض می‌کند. در بخش بعد یکی از قانع‌کننده‌ترین پاسخ‌های داده‌شده به این تناقض را، که بنت^۲ ارائه داده است، توضیح می‌دهیم [۱۱]، ولی پیش از آن لازم

^۳ R. Landauer

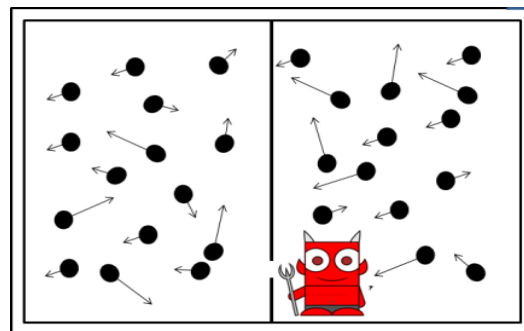
^۴ Reset

^۱ Disorder

^۲ C. H. Bennett

۴. استخراج کار مفید از یک حمام گرمایی

از ترمودینامیک کلاسیک می‌دانیم که استخراج کار از یک موتور گرمایی نیازمند دست کم دو حمام گرم و سرد است. این در حالی است که ویژگی‌های منحصر به فرد مکانیک کوانتومی مانند هم‌دوسی و همبستگی این اجازه را می‌دهد که تنها به کمک یک حمام کار استخراج کنیم.



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) شیطانک ماکسول در دیواره حفره‌ای به اندازه عبور یک مولکول باز می‌کند و عبور مولکول‌های نوع (الف) (با پیکان بلندتر) به سمت راست و عبور مولکول‌های نوع (ب) (با پیکان کوتاه‌تر) را به سمت چپ دیواره ممنوع می‌کند.

۴.۱. استخراج کار از همبستگی

در یکی از طرح‌واره‌های پیشنهادی به عنوان یک ماشین گرمایی کوانتومی، اتم‌های دو تراز در حالت پایه اسپینی $|b\rangle$ و با حالت مرکز جرم $|\varphi\rangle$ وارد یک کوره با دمای T (حمام گرم) می‌شوند (شکل ۲). پس از خروج از کوره حالت مرکز جرم اتم‌ها بدون تغییر می‌ماند و حالت اسپینی آنها یک توزیع گرمایی به شکل $\sum_{\alpha=a,b} e^{-\beta E_{\alpha}} \Lambda_{\alpha}$ خواهد داشت ($\Lambda_{\alpha} = |\alpha\rangle\langle\alpha|$). حال یک دستگاه اشتراک-گرلاخ^۲ (در نقش شیطانک) اتم‌های حالت برانگیخته و پایه را از هم جدا و به دو مسیر متفاوت (و حالت‌های مرکز جرم متفاوت) هدایت می‌کند. به این ترتیب یک همبستگی میان حالت مرکز جرم تغییر یافته اتم‌ها و حالت اسپینی آنها به وجود می‌آید:

$$\rho = (1/Z)(e^{-\beta E_e} \Lambda_a \Lambda_u + e^{-\beta E_g} \Lambda_b \Lambda_l).$$

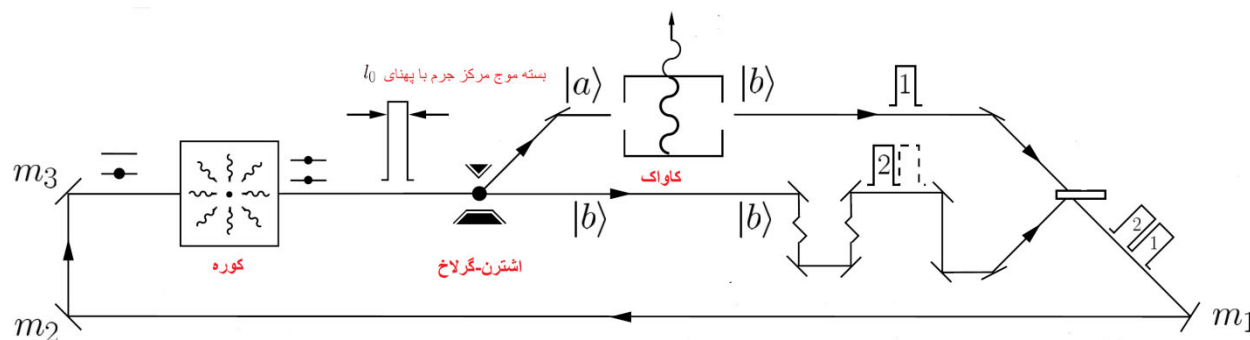
در این عبارت، $(\Lambda_l)\Lambda_u$ حالت مرکز جرم اتم با انرژی $(E_g)E_e$ است. حال اتم‌های برانگیخته وارد یک کاواک می‌شوند و با ازدست دادن برانگیختگی خود کار مفید (تابش نور می‌وزر) انجام می‌دهند. در واقع اتم‌های برانگیخته به نوعی به حالت پایه خود بازنشانی می‌شوند و در فرایند بازنشانی کار انجام می‌دهند و در عوض همبستگی بین حالت‌های اسپینی و مرکز جرم اتم‌ها از بین می‌رود، و در پایان مسیر اتم‌های دو مسیر باز ترکیب می‌شوند و برای چرخه بعد وارد کوره می‌شوند. یادآوری می‌کنیم که در این جا دستگاه اشتراک-گرلاخ هیچ گونه انرژی به مرکز جرم اتم‌ها نمی‌دهد، بنابراین شیطانک کار انجام نمی‌دهد. علاوه بر این، در هر مرحله پهنای خط مرکز

اثرهای کوانتومی ناشی از همبستگی بین حمام و دستگاه و نیز تغییر انرژی آزاد حمام گرمای تولید شده (و در نتیجه کار مورد نیاز) را تغییر می‌دهند [۱۳].

علاوه بر این، در دستگاه‌های کوانتومی ممکن است حالتی که پاک می‌شود کاملاً ناشناخته نباشد، بلکه حالتی باشد که ما از آن اطلاع نسبی داریم. مثلاً ممکن است حالت مورد نظر حالت یکی از زیردستگاه‌های یک کامپیوتر کوانتومی باشد که می‌خواهیم آن را در فرایند محاسبات پاک کنیم و با حالت مشخصی جایگزین کنیم. در این وضعیت، اگر دیگر زیر دستگاه‌ها با زیردستگاه مزبور درهم‌تنیده یا همبسته باشند و اطلاعاتی را با آن به اشتراک گذاشته باشند، می‌توان در فرایند بازنشانی کار مفید استخراج کرد. این یک ویژگی منحصر به فرد کوانتومی است که به واسطه دسترسی نسبی به اطلاعات، و به بهای از دست دادن همبستگی بین زیردستگاه‌ها به دست می‌آید [۱۴]—در واقع، همبستگی می‌تواند مانند یک سوخت یا منبع عمل کند. یکی از طرح‌واره‌های تجربی برای استخراج کار مفید از همبستگی و استفاده از شیطانک در سال ۲۰۰۱ توسط اسکالی^۱ ارائه شده است [۱۵]، که در بخش بعد به اختصار توضیح داده می‌شود. در مجموع، آنچه در دهه‌های اخیر برای پژوهشگران روشن شده این است که اطلاعات نه تنها فیزیکی است بلکه ارتباط تنگاتنگی با ترمودینامیک دارد؛ هر چه اطلاعات بیشتری داشته باشید، کار بیشتری می‌توانید استخراج کنید.

۲. Stern-Gerlach

۱. M. Scully



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) اتم‌های دو تراز با پهنای خط مرکز جرم از کوره خارج می‌شوند. سپس از طریق یک دستگاه اشترن-گولاک اتم‌های حالت پایه و برانگیخته از هم جدا می‌شوند. اتم‌های برانگیخته وارد کاواک شده و با تابش به حالت پایه برمی‌گردند. در پایان مسیر، پهنای خط حرکت مرکز جرم اتم‌ها دو برابر می‌شود و همه اتم‌ها در حالت پایه خود هستند و برای تکرار چرخه دوباره وارد کوره می‌شوند. جزئیات آزمایشگاهی این طرح در مرجع [۱۵] یافت می‌شود. در اینجا m نمایانگر آینه است.

پایین بیاید و در عوض چرخش دیسک زیاد شود یا برعکس) می‌توان از حمام کار مفید تولید کرد. نکته‌ای که باید به آن توجه شود این است که منظور از کار مفید در اینجا صرفاً انرژی مفید نیست، کمیت پایسته دیگر نیز می‌تواند در باتری مربوط به خود ذخیره شود. در واقع، در ترمودینامیک حمام‌ها لزوماً حمامی گرمایی با دمای مشخص نیستند، حمام می‌تواند هر کمیت پایسته دیگری را با دستگاه مبادله کند و کار تولید شده هم لزوماً به شکل انرژی نخواهد بود. می‌توان حمام را مجموعه‌ای از ذرات در نظر گرفت با حالت‌های تعمیم‌یافته گرمایی [۱۸] به شکل $\tau = e^{-\sum_i \beta_i A_i}$ که A_i کمیت پایسته و β_i مانسته $1/(k_B T)$ در ترمودینامیک کلاسیک است. به این ترتیب تغییرات A_i در باتری معادل کار است.

۵. تعادل گرمایی

اگر یک فنجان چای گرم را برای مدت زیادی روی میز کار خود قرار دهید دیگر چندان نوشیدنی نخواهد بود (چون سرد شده است). از دیدگاه ترمودینامیک دمای فنجان با دمای اتاق برابر شده و با آن به تعادل گرمایی رسیده است. این پدیده یکی از عادی‌ترین (و ژرف‌ترین) رویدادهای طبیعت است. اما، اصلاً چه طور این اتفاق می‌افتد؟ چه طور می‌توان تعادل گرمایی را با استفاده از قانون‌های بنیادی فیزیک توصیف کرد؟ از دیدگاه

جرم اتم‌ها دو برابر می‌شود که به نوعی نشانگر افزایش نامعینی حرکت مرکز جرم اتم‌ها و کاهش اطلاعات ما در مورد آن (افزایش آنتروپی) است. یعنی زیردستگاه دوم (حرکت مرکز جرم اتم‌ها) نقش یک چاه آنتروپی را (به جای حمام سرد در ماشین‌های گرمایی متداول) انجام می‌دهد.

۴.۲. استخراج کار از یک حمام گرمایی با دو

مشاهده‌پذیر پایسته

یکی دیگر از روش‌های استخراج کار از یک حمام این است که حمام گرم به جای یک کمیت پایسته (که معمولاً انرژی است) دو (یا بیشتر) کمیت پایسته داشته باشد و دستگاه در تماس با آن بتواند علاوه بر تبادل انرژی نوع دیگری از تبادل نیز داشته باشد (مانند آنسامبل درشت کانونیک^۱ در مکانیک آماری که انرژی و ذره با حمام تبادل می‌شود). ایده این روش در سال ۲۰۱۶ ارائه شد [۱۶، ۱۷] و مبنای آن استفاده از یک حمام گرمایی است که می‌تواند با دستگاه علاوه بر تبادل گرما تبادل اطلاعات راجع به تکانه زاویه‌ای نیز داشته باشد (مثلاً دستگاهی را در نظر بگیرید که در آن، علاوه بر این که تبادل انرژی با حمام باعث جابه‌جایی یک پیستون می‌شود، تبادل تکانه با حمام بتواند یک دیسک را هم بچرخاند). تا زمانی که انرژی و تکانه دستگاه بتوانند با هم مبادله شوند (به عنوان مثال، پیستون

^۱. grand canonical ensemble

اشتراک گذاشته می‌شود. به این ترتیب جهت افزایش درهم‌تنیدگی تعیین کننده جهت افزایش آنتروپی و تعیین کننده پیکان زمان در ترمودینامیک^۴ است.

از سوی دیگر، در سال ۱۹۲۹ فون نویمان پیشنهاد کرد [۲۱] که برای توصیف تعادل گرمایی به جای حالت (ماتریس چگالی) دستگاه کوانتومی بر مشاهده‌پذیرهای آن تمرکز شود. این توصیف سبب می‌شود مفهوم تعادل گرمایی از حالت اولیه دستگاه مستقل باشد. به عنوان مثال، یک دستگاه کوانتومی را در یک حالت نایستا در نظر بگیرید که میانگین انرژی و افت و خیز مربوط به آن خوش تعریف باشد (در مکانیک آماری چنین دستگاهی با آنسامبل میکروکانونیک توصیف می‌شود). حال بنابر توصیف فون نویمان از تعادل گرمایی، که آن را قضیه ارگودیک کوانتومی^۵ نامیده است، یک مشاهده‌پذیر کوانتومی به تعادل گرمایی می‌رسد اگر که مقدار میانگین آن در دراز مدت به مقدار میانگین کانونیک بسیار نزدیک شود [۲۱-۲۳]. یعنی، اگر حالت آغازین دستگاه $|\psi(0)\rangle = \sum_k c_k |\phi_k\rangle$ باشد، که c_k ضرایب بسط آن در ویژه پایه‌های هامیلتونی است، آنگاه

$$\langle \psi(0) | e^{iHt} A e^{-iHt} | \psi(0) \rangle = \sum_k |c_k|^2 A_{kk} + \sum_{k \neq m} c_k c_m^* A_{km} e^{i(E_m - E_k)t},$$

پس از گذشت مدت زمان طولانی با میانگین کانونیک A برابر و افت و خیزهای آن نیز نسبتاً کم باشد. یک شرط کافی برای این برابری این است که جمله دوم در دراز مدت صفر و یا ناچیز شده و جمله اول نیز با پیش‌بینی کانونیک برابر شود. مشکلی که وجود دارد این است که اولاً در دستگاه‌های بس‌ذره‌ای ویژه مقادیر انرژی بسیار به هم نزدیک‌اند، بنابراین ممکن است زمان لازم برای صفر شدن جمله دوم بسیار نامعقول (مثلاً بیشتر از عمر کیهان) شود. از سوی دیگر، در جمله اول ضرایب c_k ثابت‌اند و شرایط اولیه آنها را تعیین می‌کند، چه طور انتظار داریم در دراز مدت این مقدار با مقدار کانونیک برابر شود؟ برای حل این مشکلات پیشنهادها گوناگونی ارائه شده است از جمله این که فرض کنیم A_{kk} در

مکانیک آماری مجموعه فنجان و اتاق یک دستگاه (تقریباً) بسته با انرژی ثابت E تشکیل می‌دهند؛ این دستگاه بسته را جهان می‌نامیم. از این دیدگاه، حالت جهان یک کاملاً آمیخته با ماتریس چگالی $\rho = \mathbb{I}/d_E$ است (با قید انرژی ثابت E و بُعدی برابر با d_E برای فضای هیلبرت جهان). چنین حالتی بیانگر این است که همه میکروحالت‌های خالص در دسترس جهان با احتمال برابری اشغال شده‌اند و حالت دستگاه (چای) حالتی با بیشینه آنتروپی خواهد بود- که همان حالت گرمایی با دمای محیط است. از سوی دیگر، از دیدگاه مکانیک کوانتومی، جهانی با انرژی ثابت متشکل از دستگاه و محیط (که خود یک دستگاه بسته محسوب می‌شود) با یک حالت خالص کوانتومی توصیف می‌شود، و حالت آن در هر زمانی با معادله دینامیکی تحول (مثلاً معادله شرودینگر) داده می‌شود، که اصلاً میل کردن به یک حالت ایستا یا تعادلی را پیش‌بینی نمی‌کند. بنابراین به نظر می‌رسد نه تنها این دو دیدگاه در تضاد هستند، بلکه دیدگاه کوانتومی ظاهراً نمی‌تواند تعادل گرمایی را توصیف کند. ولی بررسی‌هایی که در سال ۲۰۰۶ توسط پژوهشگران انجام شده است به اصلی موسوم به «اصل کانونیک عمومی»^۱ منجر شده که نشان می‌دهد که اگر حالت جهان یک حالت خالص دلخواه با انرژی مشخص باشد باز هم نزدیک‌ترین حالت به حالت تعادل دستگاه یک حالت کانونیک به صورت گیبسی^۲ $e^{-\beta H}$ خواهد بود. این بدان معناست که تا زمانی که محیط به اندازه کافی بزرگ باشد برای دستگاه تفاوتی ندارد که حالت جهان یک حالت با بیشینه آمیختگی^۳ یا یک حالت خالص باشد [۱۹]. علاوه بر این، نشان داده شده است [۲۰] که تعادل گرمایی نتیجه درهم‌تنیدگی دستگاه و محیط است. در واقع، آنچه نحوه توزیع گرما را میان دو دستگاه (از گرم به سرد) تعیین می‌کند نحوه توزیع اطلاعات میان آنهاست. وقتی فنجان چای به قدر کافی روی میز می‌ماند اطلاعاتی که در مولکول‌های چای (راجع به انرژی آنها) کد شده است بین مولکول‌های هوا توزیع می‌شود و در نتیجه درهم‌تنیدگی بین آنها این اطلاعات به

۱. General canonical principle

۲. Gibssian

۳. Maximally mixed

۴. Thermodynamic arrow of time

۵. Quantum ergodic theorem

بازه کوچکی در اطراف میانگین انرژی غیر صفر و ثابت است (یعنی تنها در یک ویژه حالت انرژی غیر صفر و برابر با میانگین میکروکانونیک است). چنین خواسته‌ای فرض «تبادل گرمایی ویژه حالت»^۱ نامیده می‌شود [۲۴-۲۷]، و پیامدهای بسیار جالب و عمیقی دارد. درستی این فرض در آزمایشگاه برای پنج بوزون در بیست و یک جایگاه شبکه نشان داده شده است [۲۶]. بحث بیشتر درباره این موضوع و نحوه گرمایش دستگاه‌های کوانتومی از حوصله این مقاله خارج است، و خواننده علاقمند بایستی به مرجع‌های مربوط نگاه کند [۲۷].

۶. ماشین‌های گرمایی کوانتومی

به طور ساده، اساس کار ماشین‌های گرمایی در ترمودینامیک کلاسیک استفاده از دو حمام گرم و سرد برای تبدیل گرما به کار مکانیکی است. بیشتر این ماشین‌ها در ابعاد بزرگ و با تعداد زیادی از ذرات و به شیوه‌های مختلف عمل می‌کنند. ولی سرعت مینیاتوری شدن فناوری پژوهشگران را به طراحی ماشین‌های گرمایی در ابعاد مولکولی [۲۸] و اتمی [۲۹] علاقه‌مند نموده است. کوچک‌ترین ماشین گرمایی که تاکنون در آزمایشگاه ساخته شده از یک اتم به دام افتاده تشکیل شده است [۲۹]. اگر چه این ماشین گرمایی یک ماشین کاملاً کلاسیکی است و کارایی آن در بیشینه توان همانند ماشین‌های گرمایی متداول است، ولی چشم‌انداز جدیدی را به روی فیزیکدانان تجربی برای طراحی ماشین‌های گرمایی در ابعاد کوچک و با ویژگی‌های کوانتومی گشوده است. در دو دهه گذشته طرح‌واره‌های نظری بسیاری برای ماشین‌های گرمایی پیشنهاد شده است. در این گونه ماشین‌ها ماده کار اغلب اتم‌های دو- یا سه- تراز، نقطه‌های کوانتومی، و نوسانگرهای هماهنگ هستند.

در سال ۱۸۲۴ کارنو نشان داد که بیشینه بهره ماشین‌های گرمایی برگشت‌پذیر تابعی از اختلاف دمای حمام‌های سرد و گرم است ($\eta = 1 - T_C / T_H$) و به ماده کار و فرایندهای طی شده بستگی ندارد [۱]. آیا چنین قیدی برای ماشین‌های گرمایی

کوانتومی نیز وجود دارد؟ روشن است که هدف از طراحی ماشین‌های گرمایی کوانتومی صرفاً کوچک کردن ابعاد نیست، بلکه یکی از مهم‌ترین اهدافی که در طراحی این گونه ماشین‌ها دنبال می‌شود استفاده از ویژگی‌های مکانیک کوانتومی جهت افزایش کارایی یا توان این گونه ماشین‌ها و احیاناً انجام برخی کارهاست که در ترمودینامیک کلاسیک بسیار سخت یا شاید نشدنی باشد. یکی از مشکلاتی که در این راه وجود دارد این است که اثرهای کوانتومی در حالت کلی حساسیت شدیدی نسبت به دما دارند و افت‌وخیزهای گرمایی می‌تواند آنها را به کلی یا تا حد زیادی نابود کنند. در بخش‌های پیش یکی از طرح‌واره‌های پیشنهادی برای این گونه ماشین‌ها توضیح داده شد که در آن از همبستگی کوانتومی استفاده می‌شود و تنها با یک حمام کار می‌کند. در یک طرح‌واره پیشنهادی دیگر در دستگاهی مشابه، نشان داده شده است اگر اتم‌های خارج شده از کوره (به جای جدا شدن توسط دستگاه اشترن-گرلاخ) توسط یک میدان لیزری با فاز مناسب دمیده شوند و در یک برهم‌نهی همدوس از حالت پایه و برانگیخته خود آماده شده و سپس وارد کاواک شوند، ماشینی خواهیم داشت که بهره‌ای بیش از بهره کارنو خواهد داشت. در این ماشین گرمایی دمای حمام گرم توسط فاز لیزر قابل کنترل است و همین ویژگی امکان عبور از حد کارنو را به ما می‌دهد [۳۰]. با این حال، باید توجه کرد که هنوز در مورد امکان دستیابی به بهره‌ای فراتر از حد کارنو در رژیم کوانتومی اتفاق نظر وجود ندارد. به عنوان نمونه، برخی از پژوهشگران استدلال می‌کنند که چنین امری نشدنی است [۳۱].

همچنین، چنانچه قبلاً نیز گفته شد، ترمودینامیک کوانتومی محدود به حمام‌های گرمایی نیست و می‌توان از دیگر حمام‌ها (مثلاً حمام چلانده^۲) نیز برای طراحی ماشین‌های گرمایی استفاده کرد. وقتی از چنین حمامی استفاده می‌کنیم دیگر حالت ماده کار یک حالت گرمایی (یک حالت تعادلی) نبوده و دستگاه نیز برگشت‌پذیر نخواهد بود [۳۲]. برای مروری در این زمینه می‌توان برای مثال به مرجع [۳۳] نگاه کرد. تحلیلی از اثرات

۲. Squeezed bath

۱. Eigenstate thermalization hypothesis (ETH)

بنابراین، تا زمانی که دستگاه به حالت پایا نرسیده باشد آهنگ شارش گرما و در نتیجه آنتروپی دستگاه تغییر می کند. کمیت

$$\sigma(t) = \frac{dS}{dt} - \sum_k J_k,$$

موسوم به آهنگ تولید آنتروپی درونی^۲ معیاری است از برگشت ناپذیری یک فرایند فیزیکی و از ویژگی های مشخصه دستگاه های غیر تعادلی است. با توجه به این ویژگی که معادله دینامیکی ماتریس چگالی مثبت بودن احتمالات را حفظ می کند، نشان داده شده است که در این گونه دستگاه ها آهنگ تولید آنتروپی درونی همواره مثبت است [۳۸]، که نمودی از قانون دوم ترمودینامیک است.

به عنوان مثالی از یک دستگاه کوانتومی باز، می توان دستگاه اتم- میدان شکل را در نظر گرفت. در این دستگاه، حالت های ترازهای $|0\rangle$ و $|1\rangle$ از طریق یک فیلتر بسامدی، که بسامد گذار $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ را عبور می دهد و دیگر بسامدها را حذف می کند، در تعادل گرمایی با حمامی به دمای T_H است. به همین صورت، حالت های ترازهای $|0\rangle$ و $|2\rangle$ در تعادل گرمایی با حمامی به دمای T_C است. معادله دینامیکی این دستگاه در تقریب بورن-مارکوف (و به شرطی که حمام ها با هم دیگر برهم کنش نکنند) به صورت زیر است:

$$\frac{d\varrho_{af}(t)}{dt} = -i[H, \varrho_{af}(t)] + \mathcal{L}_C[\varrho_{af}(t)] + \mathcal{L}_H[\varrho_{af}(t)],$$

که در آن هامیلتونی شامل هامیلتونی اتم، هامیلتونی میدان، و هامیلتونی برهم کنش اتم-میدان است،

$$H = H_a + H_f + g(a^\dagger \otimes |2\rangle\langle 1| + a \otimes |1\rangle\langle 2|),$$

و اتلاف ناشی از برهم کنش با حمام گرم با رابطه زیر داده می شود:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H[\varrho_{af}] = & \Gamma_H((n_H + 1) \\ & [2\sigma_{01}\varrho_{af}\sigma_{01}^\dagger + \{\sigma_{01}^\dagger\sigma_{02}, \varrho_{af}\}] \\ & + n_H[2\sigma_{01}^\dagger\varrho_{af}\sigma_{01} + \{\sigma_{01}\sigma_{02}^\dagger, \varrho_{af}\}]), \end{aligned}$$

که در آن Γ_H آهنگ وادوسی، n_H تعداد متوسط برانگیختگی های حمام گرم در بسامد تشدید گذار مربوطه، و عملگر گذار به صورت $|1\rangle\langle 0| = \sigma_{01}$ است. برهم کنش با حمام سرد هم با رابطه ای مشابه بالا داده می شود که در آن به جای σ_{01} بایستی بگذاریم

برهم کنش بر کارکرد ماشین های گرمایی کوانتومی را هم می توان، برای مثال، در مرجع های [۳۴ و ۳۵] یافت.

۷. دستگاه های کوانتومی باز

اغلب دستگاه های کوانتومی بسته نیستند، یعنی برای دانستن حالت آنها تنها دانستن هامیلتونی و حالت آغازین آنها کافی نیست. اما وقتی برهم کنش با محیط (حمام) ضعیف (ولی غیر قابل چشم پوشی) باشد و فرض کنیم محیط بسیار تندتر از دستگاه و اهلیده می شود می توان با حذف درجات آزادی محیط معادله تقریبی برای ماتریس چگالی یا مشاهده پذیرهای دستگاه را به دست آورد. دینامیک کاهش یافته این دستگاه های کوانتومی باز برگشت ناپذیر است. در معادلات دینامیکی توصیف کننده چنین دستگاه هایی اثرهای افت و خیزهای کوانتومی و نوفه های محیط به روشنی قابل مشاهده است. یکی از عمومی ترین معادلات توصیف کننده دینامیک چنین دستگاه هایی معادله اساسی^۱ برای ماتریس چگالی دستگاه است که شامل یک جمله برگشت پذیر مربوط به تحول آزاد دستگاه (جمله اول) و یک جمله اتلافی (جمله دوم) است [۳۶]،

$$\frac{d}{dt}\varrho = -i[H, \varrho] + \sum_k \gamma_k (\nu L_k \varrho L_k^\dagger - L_k^\dagger L_k \varrho - \varrho L_k^\dagger L_k),$$

که با اعمال تقریب هایی مانند ضعیف بودن برهم کنش دستگاه-حمام و مارکوفی بودن (تقریب بورن-مارکوف) در دینامیک دستگاه به دست می آید. این معادله به معادله لیندبلاد موسوم است، و عملگرهای L_k نمایان گر جهش های کوانتومی یا گذارهای القا شده توسط برهم کنش با محیط اند، که با آهنگ γ_k رخ می دهند. این دستگاه ها در طراحی ماشین های گرمایی پیوسته کاربرد فراوانی یافته اند [۳۷]. به عنوان نمونه، اگر دستگاه در تماس با یک حمام گرم و یک حمام سرد قرار گیرد و با یک عامل خارجی هامیلتونی آن اندکی تغییر کند، آهنگ شارش گرما از هر یک از حمام های گرم و سرد برابر

$$\text{است با } \sum_{k \in \text{cold}} J_k \text{ و } \sum_{k \in \text{hot}} J_k, \text{ که در آن}$$

$$J_k = \text{Tr}[H(\nu L_k \varrho L_k^\dagger - L_k^\dagger L_k \varrho - \varrho L_k^\dagger L_k)].$$

۲. Internal entropy production rate

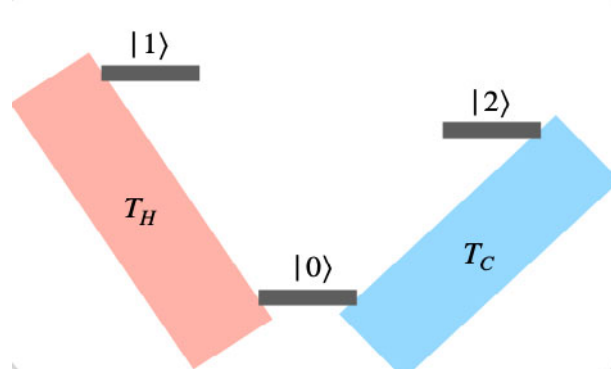
۱. Master equation

۸. جمع‌بندی و چشم‌انداز

آنچه گفته شد صرفاً معرفی کوتاه و البته گزینشی از برخی از مباحثی است که در سال‌های اخیر توجه پژوهشگران را در ترمودینامیک کوانتومی به خود جلب نموده است. این نظریه علیرغم نوپا بودن طیف وسیعی از موضوع‌ها را در برمی‌گیرد، از جمله ترمودینامیک کوانتومی دستگاه‌های غیر تعادلی و فرایندهای برگشت ناپذیر، که به ظاهر امکان خم کردن قانون دوم ترمودینامیک را در رژیم‌های خاصی فراهم کرده‌اند. در این چارچوب، تعریف‌های جدیدی برای کار و گرما و حتی قانون دوم بر اساس قضیه افت‌وخیز^۳ وجود دارد [۴۱-۴۴]، که به آنها در اینجا اشاره‌ای نشد. در پایان متذکر می‌شویم که علاوه بر اهمیت ترمودینامیک کوانتومی در پاسخ به برخی پرسش‌های بنیادی، در تلاش‌هایی که هم اکنون برای تحقق آنچه «تکنولوژی و فناوری کوانتومی» نامیده شده [۴۵] در حال انجام است، ترمودینامیک کوانتومی جایگاه و نقش برجسته‌ای دارد [۴۶].

قدردانی

پژوهش منتهی به این مقاله از طرف معاونت پژوهشی دانشگاه صنعتی شریف (تحت قرارداد پژوهشی شماره AQ215069) و نیز فدراسیون سرآمدان علمی ایران حمایت مالی شده است، که از آنها سپاس گزاریم. از مریم افسری، فرج بخشی‌نژاد، مجتبی زاهدی، سحر علی‌پور، و محمد صادق صالحی کادیجانی نیز برای بحث‌های مفید و سازنده سپاس گزاریم.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) یک اتم سه-ترازی که دو گذار در آن با دو حمام گرمایی جفت شده است.

$\sigma_{\nu} = |0\rangle\langle 2|$ و نیز به جای n_H بایستی n_C بگذاریم.

در آخر، لازم است که به نکته مربوط و مهمی درباره معادله‌های دینامیکی موضعی^۱، مانند آنچه در بالا برای برهم‌کنش یک دستگاه با دو حمام گفته شد، اشاره شود. فرض ضمنی در این نوع معادله‌ها استقلال اثر دو حمام گرمایی از همدیگر است. این فرض با جمع ساده اثر دو حمام از طریق عمل‌گرهای $\mathcal{L}_C$ و $\mathcal{L}_H$ نمود پیدا می‌کند. اما لازم است که اعتبار چنین فرضی بررسی شود، زیرا که معلوم شده است که چنین معادله‌های موضعی می‌توانند ناسازگاری‌های ترمودینامیکی به بار بیاورند، مانند انتقال گرما از جسم سرد به جسم گرم [۳۹]. با این حال، نگاه میکروسکوپی دقیق‌تر بر اساس مدل‌های مبتنی بر برخورد^۲، که هزینه ترمودینامیکی فرض موضعی بودن را لحاظ می‌کنند، ناسازگاری‌های ترمودینامیکی ناشی از معادله‌های دینامیکی موضعی را رفع کرد [۴۰].

مراجع

1. H B Callen, "Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics", John Wiley & Sons, New York, (1985).
2. ر موسوی و ه رفیعی‌تبار، مجله پژوهش فیزیک ایران ۵، ۴ (۱۳۸۴) ۱۶۳.
3. J Gemmer, M Michel, and G Mahler, "Quantum Thermodynamics", Springer, Berlin (2009); J Goold, M Huber, A Riera, L del Rio, and P Skrzypczyk, *J. Phys. A: Math. Theor.* **49** (2016) 143001; S Vinjanampathy and J Anders, *Contemp. Phys.* **57** (2016) 545.
4. F Binder, L A Correa, C Gogolin, J Anders, and G Adesso (Eds.), "Thermodynamics in the Quantum Regime - Fundamental Aspects and New Directions", Springer, Cham. (2018).

^۱. Local master equation

^۲. Collision model

^۳. Fluctuation theorem

- (2016) 325.
30. M O Scully, M S Zubairy, G S Agarwal, and H Walther, *Science* **299** (2003) 862.
 31. B Gardas and S Deffner, *Phys. Rev. E* **92** (2015) 042126.
 32. W Niedenzu, V Mukherjee, A Ghosh, A G Kofman, and G Kurizki, *Nature Commun.* **9** (2018) 165.
 33. M S Salehi Kadijani, "An Overview of the Effect of Interaction, Correlation, and Speed of Transmission of Information on the Performance of Quantum Mechanical Machines", PhD Thesis, Sharif University of Technology (2019).
 34. M Perarnau-Llobet, H Wilming, A Riera, R Gallego, and J Eisert, *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018) 120602.
 35. M Ramezani, S Marcantoni, F Benatti, R Floreanini, F Petiziol, A T Rezakhani, and M Golshani, *Eur. Phys. J. D* **73** (2019) 144.
 36. H-P Breuer and F Petruccione, "The Theory of Open Quantum Systems", Oxford University Press, Oxford (2002).
 37. I A Martínez, É Roldán, L Dinis, D Petrov, J M R Parrondo, and R A Rica, *Nature Phys.* **12** (2016) 67.
 38. R Alicki, *J. Phys. A: Math. Gen.* **12** (1979) L103.
 39. R Kosloff and A Levy, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **65** (2014) 365.
 40. G De Chiara, G Landi, A Hewgill, B Reid, A Ferraro, A J Roncaglia, and M Antezza, *New J. Phys.* **20** (2018) 113024.
 41. M Ramezani, M Golshani, and A T Rezakhani, *Phys. Rev. E* **97** (2018) 042101.
 42. M Ramezani, F Benatti, R Floreanini, S Marcantoni, M Golshani, and A T Rezakhani, *Phys. Rev. E* **98** (2018) 052104.
 ۴۳. س زارع، ز عبادی، و ب میرزا، *مجله پژوهش فیزیک ایران* **۹**، ۲ (۱۳۸۸) ۱۴۹.
 43. S Zare, Z Ebadi, and B Mirza, *Iranian J. Phys. Res.* **9**, 2 (2009) 149.
 44. P Talkner, E Lutz, and P Hänggi, *Phys. Rev. E* **75** (2007) 050102.
 45. J P Dowling and G Milburn, *arXiv:quant-ph/0206091*.
 46. J P Pekola and I M Khaymovich, *Annu. Rev. Condes. Matter Phys.* **10** (2019) 193.
 5. S Alipour, F Benatti, F Bakhshinezhad, M Afsary, S Marcantoni, and A T Rezakhani, *Sci. Rep.* **6** (2016) 35568.
 6. T Sagawa and M Ueda, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 080403.
 7. L-H Ren and H Fan, *Phys. Rev. A* **96** (2017) 042304.
 8. E Chitambar and G Gour, *Rev. Mod. Phys.* **91** (2019) 025001.
 9. M Horodecki and J Oppenheim, *Nature Commun.* **4** (2013) 3059.
 10. F Brandão, M Horodecki, N Ng, J Oppenheim, and S Wehner, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** (2015) 3275.
 11. C H Bennett, *Int. J. Theor. Phys.* **21** (1982) 905.
 12. R Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **5** (1961) 183.
 13. D Reeb and M M Wolf, *New. J. Phys.* **16** (2014) 103011.
 14. L del Rio, J Aberg, R Renner, O Dahlsten, and V Vedral, *Nature* **474** (2011) 61.
 15. M Scully, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 220601.
 16. Y Guryanova, S Popescu, A J Short, R Silva, and P Skrzypczyk, *Nature Commun.* **7** (2016) 12049.
 17. N Y Halpern, P Faist, J Oppenheim, and A Winter, *Nature Commun.* **7** (2016) 12051.
 18. E T Jaynes, *Phys. Rev.* **106** (1957) 620.
 19. S Popescu, A J Short, and A Winter, *Nature Phys.* **2** (2006) 754.
 20. N Linden, S Popescu, A J Short, and A Winter, *Phys. Rev. E* **79** (2009) 061103.
 21. J Von Neumann, *Z. Phys.* **57** (1929) 30.
 22. S Goldstein, J L Lebowitz, R Tumulka, and N Zanghi, *Eur. Phys. J. H* **35** (2010) 173.
 23. P Asadi, F Bakhshinezhad, and A T Rezakhani, *J. Phys. A: Math. Theor.* **49** (2015) 055301.
 24. M Srednicki, *J. Phys. A* **32** (1999) 1163.
 25. J M Deutsch, *Rep. Prog. Phys.* **81** (2018) 082001.
 26. M Rigol, V Dunjko, and M Olshanii, *Nature* **452** (2008) 854.
 27. C Gogolin and J Eisert, *Rep. Prog. Phys.* **79** (2016) 056001.
 28. V Balzani, M Clemente-Leon, A Credi, B Ferrer, M Venturi, A H Flood, and J F Stoddart, "Autonomous Artificial Nanomotor Powered by Sunlight", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **103**, 5 (2006) 1178.
 29. J Roßnagel, S T Dawkins, K N Tolazzi, O Abah, E Lutz, F Schmidt-Kaler, and K A Singer, *Science* **352**