

شناسنامه

The Feynman Lectures on Physics, Vol. 1, Ch. 44

درسنامه‌های فیزیک فاینمن، جلد ۱، فصل ۴۴

مترجم: زهرا پادار

ویراستار: الهام یوسفیان

حروف‌چین: گلشن لیرابی (متن)، صالح شاملو احمدی (شکل‌ها و جدول‌ها)

نسخه‌ی ۱۰۰ پاییز ۱۴۰۰

حلقه‌ی مترجمان ژرفا

این اثر با کسب مجوز از ناشر بین‌المللی به منظور انتشار رایگان نسخه‌ی الکترونیکی آن تهیه شده‌است و حق نشر آن برای انجمن علمی ژرفا مستقر در دانشگاه صنعتی شریف محفوظ می‌باشد. ایرادات این نسخه را با ما در میان بگذارید و در پیش‌برد این پروژه‌ی عام‌المنفعه مشارکت کنید.

www.Zharfa90.ir

این صفحه از قصد خالی گذاشته شده است.

فصل ۴۴

قوانین ترمودینامیک^۱

۱.۴۴ ماشین‌های گرمایی؛ قانون اول ترمودینامیک^۲

تاکنون مشخصات ماده را از دیدگاه اتمی مورد بررسی قرار داده‌ایم، تا به‌طور تقریبی دریابیم چه رخ خواهد داد اگر فرض شود اجسام از اتم‌هایی ساخته شده‌اند که از قوانین خاصی پیروی می‌کنند. با این همه، برخی روابط میان ویژگی‌های ماده بدون در نظر گرفتن ساختار جزئی آن‌ها قابل محاسبه است. تعیین روابط میان ویژگی‌های مختلف مواد، بدون در نظر گرفتن (بدون دانستن) ساختار درونی آن‌ها، موضوع ترمودینامیک^۳ است. از نظر تاریخی، ترمودینامیک پیش از شناخت ساختار درونی ماده به وجود آمده است.

برای مثال، از نظریه جنبشی^۴ می‌دانیم که فشار^۵ یک گاز حاصل برخوردهای (بمباران) مولکولی است و هم‌چنین می‌دانیم که اگر گازی را گرم کنیم، چنان‌که برخوردها افزایش یابند، فشار افزایش خواهد یافت. بالعکس، اگر پیستون محفظه‌ی گاز به درون و در خلاف جهت نیروی برخوردها جابه‌جا شود، انرژی مولکول‌های برخوردکننده به پیستون، افزایش خواهد یافت. در نتیجه دمای آن بالا خواهد رفت. بنابراین، اگر دما را در حجمی معین افزایش دهیم، موجب افزایش فشار خواهیم شد. از سویی دیگر، اگر گاز را متراکم کنیم، خواهیم دید که دما بالا می‌رود. از نظریه جنبشی، می‌توان رابطه‌ای کمی میان این دو اثر به‌دست آورد. می‌توان چنین حدس زد که این دو به‌گونه‌ای ضروری به هم مربوطند، چنان‌که از جزئیات برخوردها مستقل هستند.

مثال دیگری را در نظر می‌گیریم؛ بسیاری با مشخصه‌ی جالب لاستیک آشنا هستند، اگر یک نوار لاستیکی (نوار کش) را بکشیم، گرم می‌شود. اگر آن را برای مثال، میان لب‌های خود قرار دهید و به بیرون بکشید، گرمایشی آشکار را احساس خواهید کرد و این گرمایش وارون‌پذیر است. به این معنا که اگر نوار لاستیکی را به‌سرعت از حرکت باز دارید و میان لب‌های خود

رها کنید، به‌طور محسوسی خنک خواهد شد. این بدین معناست که وقتی یک نوار لاستیکی را می‌کشیم،

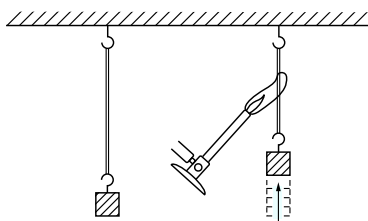
¹the laws of thermodynamics

²Heat engines; the first law

³thermodynamics

⁴kinetic theory

⁵pressure



شکل ۱۰۴۴: نوار لاستیکی گرم شده

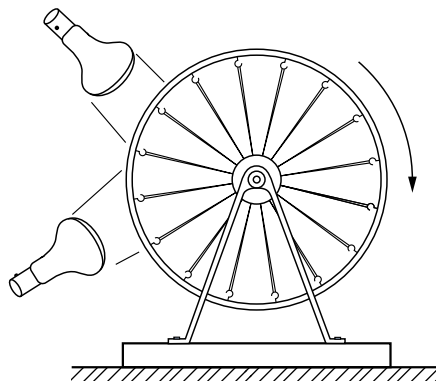
گرم می‌شود و وقتی کشش^۶ را بر می‌داریم، خنک می‌شود. حال نظریه‌ی ما ممکن است چنین بگوید که اگر نواری را گرم کنیم، احتمالاً جمع می‌شود؛ واقعیت گرم شدن نوار در اثر کشیده شدن، می‌تواند به این معنی باشد که گرم کردن نوار باید موجب انقباض آن شود. در عمل، اگر یک نوار لاستیکی که وزنه‌ای را نگه می‌دارد، روی شعله‌ی گاز قرار دهیم، خواهیم دید که نوار فوراً منقبض می‌شود. (شکل؟؟؟ پس درست است که وقتی یک نوار لاستیکی را گرم می‌کنیم، جمع می‌شود و این واقعیت قطعاً مرتبط با واقعیت دیگری است که وقتی کشش را بر می‌داریم، نوار خنک می‌شود.

سازوکار درونی لاستیک که منجر به این پیامدها می‌شود، به نسبت پیچیده است. ما این فرآیند را از دیدگاه مولکولی تا حدودی بررسی خواهیم کرد؛ اگرچه هدف اصلی ما در این فصل درک رابطه‌ی میان این نتایج، مستقل از مدل مولکولی است. با این وجود، می‌توانیم با استفاده از مدل مولکولی نشان دهیم که این نتایج ارتباط تنگاتنگی با یکدیگر دارند. یک روش برای درک رفتار لاستیک، توجه به این واقعیت است که این ماده از ریسمانی عظیم از زنجیره‌های بلند مولکولی تشکیل شده است، نوعی «اسپاگتی مولکولی» با یک پیچیدگی مضاعف، نوعی میان-پیوند^۷

مانند اسپاگتی‌ای که در برخی نقاط، آن‌جا که رشته‌ای رشته‌ی دیگری را قطع می‌کند، به ی‌دیگر جوش خورده‌اند. یک ریسمان درهم‌پیچیده‌ی عظیم. هنگامی که چنان ریسمانی را به طرفین می‌کشیم، برخی از زنجیره‌ها به خطی شدن در امتداد کشیدگی، متمایل می‌شوند. در همان حال، زنجیره‌ها در حرکت گرمایی اند؛ بنابراین به‌طور پی‌درپی با یکدیگر برخورد می‌کنند. نتیجه این می‌شود که چنان زنجیره‌ای در صورت کشیدگی، به خودی خود در وضعیت کشیده شده باقی نمی‌ماند؛ چرا که از اطراف توسط زنجیره‌ها و مولکول‌های دیگر ضربه می‌خورد و مجدداً در هم می‌پیچد. بنابراین دلیل اصلی تمایل نوار لاستیکی به جمع شدن این است که هنگامی که آن را به طرفین می‌کشیم، زنجیره‌ها در امتداد طولی قرار می‌گیرند. هم‌چنین، آشفته‌گی‌های گرمایی مولکول‌ها در طرفین زنجیره‌ها، آن‌ها را به درهم‌پیچدن سوق می‌دهند و موجب کوتاه‌تر شدن طول آن‌ها می‌شوند. حال می‌توان دریافت که اگر زنجیره‌ها در حالت کشیده نگه داشته شوند، دما افزایش می‌یابد؛ چنان‌که توان برخورد‌های مولکولی به طرفین زنجیره نیز افزایش می‌یابد، زنجیره‌ها به درون جمع می‌شوند و در صورت گرم شدن، می‌توانند وزنه‌ی بزرگ‌تری را بکشند.

⁶tension⁷cross-link

اگر پس از مدتی کشیدگی، به نوار لاستیکی اجازه دهیم که رها شود، هر زنجیره سست می‌شود و مولکول‌هایی که به آن برخورد می‌کنند، انرژی‌شان را حین ضربه‌زدن به زنجیره سست از دست می‌دهند. بنابراین دما پایین می‌آید. دیدیم که چگونه این دو فرآیند، انقباض هنگام گرم‌شدن و خنک‌شدن هنگام رها شدن، می‌توانند به وسیله‌ی نظریه‌ی جنبشی به هم مربوط شوند. اما تعیین روابط دقیق میان آن دو با استفاده از این نظریه چالش بزرگی خواهد بود. باید بدانیم که هر ثانیه چه تعداد برخورد رخ داده‌است، زنجیره‌ها دقیقاً به چه شکل هستند و هم چنین باید تمام انواع پیچیدگی‌های دیگر را هم لحاظ کنیم. سازوکار دقیق چنان پیچیده است که نمی‌توانیم با نظریه‌ی جنبشی تعیین کنیم دقیقاً چه رخ می‌دهد. با این وجود، می‌توان رابطه‌ای معین میان دو اثر مشاهده‌شده به دست آورد؛ آن هم بدون اینکه چیزی از سازوکار داخلی بدانیم! تمام موضوع ترمودینامیک ضرورتاً بر این نوع ملاحظه استوار است که از آنجا که نوار لاستیکی در دماهای بالاتر «قوی‌تر» از دماهای پایین است، باید بتواند وزنه‌ها را بلند کند یا آن‌ها را به اطراف حرکت دهد و در نتیجه با گرما کار انجام دهد. در حقیقت ما قبلاً به‌طور تجربی دیدیم که نوار لاستیکی گرم‌شده می‌تواند وزنه‌ای را بلند کند. مطالعه‌ی شیوه‌ی انجام کار با گرما، آغاز علم ترمودینامیک است. آیا می‌توانیم ماشینی بسازیم که از آثار گرمایی بر روی یک نوار لاستیکی برای انجام کار استفاده کند؟ می‌توان موتوری با ظاهری مضحک ساخت که دقیقاً چنین کاری بکند. موتوری که از یک چرخ دوچرخه تشکیل شده‌است که تمام پره‌های آن نوارهای لاستیکی است. (شکل ۲۰۴۴؟). اگر نوارهای لاستیکی یک سمت چرخ با یک جفت لامپ حرارتی گرم شوند، قوی‌تر از نوارهای سمت دیگر می‌شوند. مرکز گرانش^۸ چرخ به سمتی کشیده می‌شود که از تکیه‌گاه دورتر است؛ بدین صورت موجب می‌شود چرخ بچرخد. با چرخیدن چرخ، نوارهای لاستیکی سردتر به سمت گرما حرکت می‌کنند و نوارهای گرم‌شده مجدداً از گرما دور و خنک می‌شوند. به همین ترتیب، چرخ مادامی‌که گرما اعمال می‌شود به آهستگی می‌چرخد.



شکل ۲۰۴۴: موتور گرمایی ساخته‌شده از نوار لاستیکی.

بازده^۹ این موتور بسیار پایین است. چهارصد وات توان صرف می‌شود، اما با چنین موتوری تنها می‌توان یک پشه را بلند کرد! اما یک سوال جالب توجه این است که آیا می‌توانیم گرما را چنان به کار گیریم که

^۸center of gravity

^۹Efficiency

کار را پربازده‌تر انجام دهد؟ در واقع علم ترمودینامیک با تحلیل مسئله‌ی شیوه‌ی ساخت بهترین و پربازده‌ترین ماشین، توسط مهندسی برجسته، سدی کارنو، آغاز شد. این یکی از چندین مورد مشهوری است که مهندسی، هم‌کاری بنیادینی در نظریه‌پردازی فیزیکی انجام داده‌است. مثال دیگری که به ذهن می‌رسد تحلیل جدیدتر از نظریه‌ی اطلاعات^{۱۰} توسط کلود شانون^{۱۱} است. از قضا این دو تحلیل ارتباط نزدیکی با یکدیگر دارند. شیوه‌ی معمول کارکرد یک ماشین بخار این است که گرمای یک شعله‌ی آتش، مقداری آب را می‌جوشاند و بخار حاصل منبسط می‌شود و پیستونی را هل می‌دهد که موجب گردش یک چرخ می‌شود. بخار پیستونی را هل می‌دهد؛ سپس چه رخ می‌دهد؟ باید عمل را به نوعی تمام کرد. یک شیوه‌ی احمقانه‌ی تکمیل این چرخه می‌تواند این باشد که اجازه دهیم بخار به خارج از ماشین فرار کند. در آن صورت مجبور می‌شویم به‌طور مداوم برای ماشین آب فراهم کنیم. ارزان‌تر و پربازده‌تر است که بگذاریم بخار وارد محفظه‌ی دیگری شود؛ جایی که در آن به‌وسیله‌ی آب سرد متراکم شود و مجدداً به درون دیگ بخار پمپاژ شود؛ به‌طوری‌که مداوم در جریان باشد. به این صورت، گرمای لازم ماشین تأمین و به کار تبدیل می‌شود. حال آیا بهتر نیست که از الکل استفاده کنیم؟ یک ماده باید چه ویژگی‌ای داشته‌باشد که بهترین ماشین ممکن را بسازد؟ این سؤال بود که کارنو از خود پرسید. یکی از دستاوردهای فرعی آن، کشف نوع ارتباطی شد که بالاتر توضیح دادیم. نتایج ترمودینامیک، همگی به‌طور ضمنی در عبارات به‌ظاهر ساده‌ای گنجانده شده‌اند که قوانین ترمودینامیک^{۱۲} نامیده می‌شوند. در زمان حیات کارنو، قانون اول ترمودینامیک یعنی پایستگی انرژی^{۱۳}، شناخته‌شده نبود. با این همه، استدلال‌های کارنو چنان به‌دقت نتیجه‌گیری شده‌اند که علی‌رغم شناخته‌شده نبودن قانون اول در زمان او، هم‌چنان معتبرند. کمی بعد کلایپرون^{۱۴} استنتاج ساده‌تری ارائه داد که فهم آن به‌نسبت استدلال ظریف و موشکافانه‌ی کارنو، آسان‌تر بود. اما کاشف به عمل آمد که کلایپرون فرض کرده‌بود انرژی به‌طور کلی پایسته نیست، بلکه مطابق نظریه‌ی کالری، گرما پایسته است؛ که بعداً نشان داده‌شد نادرست است. بنابراین اغلب گفته شده‌است که منطق کارنو اشتباه بوده. اما در حقیقت منطق او کاملاً صحیح بوده‌است؛ تنها تعبیر ساده‌شده‌ی کلایپرون که همه خواننده بودند، نادرست بوده‌است. آن‌چه به اصطلاح قانون دوم ترمودینامیک نامیده می‌شود، بدین‌سان پیش از قانون اول، توسط کارنو کشف شد. ارائه‌ی استدلال کارنو که در آن از قانون اول استفاده نکرد، جالب خواهد بود. اما ما از این کار صرف نظر می‌کنیم. این‌جا هدف ما یادگرفتن فیزیک است نه تاریخ! بگذارید با بیان قانون اول آغاز کنیم؛ پایستگی انرژی. اگر سیستمی داشته‌باشید، به آن گرما وارد کنید و روی آن کار انجام دهید، انرژی آن به اندازه‌ی گرمای داده‌شده و کار انجام‌شده، افزایش می‌یابد. می‌توانیم به این صورت بنویسیم: گرمای Q واردشده به سیستم، به علاوه‌ی کار انجام‌شده‌ی W برابر است با افزایش انرژی U سیستم؛ انرژی مذکور مفهومی است که انرژی درونی نامیده می‌شود:

$$U \text{ تغییرات} = Q + W. \quad (۱.۴۴)$$

¹⁰Information Theory¹¹Claude Shannon¹²The Law of Thermodynamics¹³The conservation of energy¹⁴Clapeyron

تغییر انرژی درونی را می‌توان چنین نشان داد: افزودن مقداری گرما ΔQ و افزودن مقداری کار ΔW :

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta W, \quad (2.44)$$

که صورت دیفرانسیلی همان قانون است. این را از یکی از فصل‌های قبلی به خوبی می‌دانستیم.

۲۰۴۴ قانون دوم^{۱۵}

حال به این می‌رسیم که قانون دوم ترمودینامیک چیست؟ می‌دانیم اگر بر خلاف اصطکاک کار انجام دهیم، کاری که ما از دست می‌دهیم، به اندازه‌ی گرمای تولیدشده است. اگر در اتاقی به دمای T کار انجام دهیم و کار را به اندازه‌ی کافی به آهستگی انجام دهیم، دمای اتاق تغییر چندانی نمی‌کند و ما کار را در دمایی معین به گرما تبدیل کرده‌ایم. در مورد امکان انجام عکس این فرآیند چه می‌توان گفت؟ آیا امکان دارد گرما را در دمایی معین، دوباره به کار تبدیل کرد؟ قانون دوم ترمودینامیک تأکید می‌کند که چنین کاری ممکن نیست. بسیار ایده‌آل بود اگر می‌توانستیم گرما را تنها با برعکس کردن فرآیندی مثل اصطکاک، به کار تبدیل کنیم. اگر تنها پایستگی انرژی را در نظر بگیریم، ممکن است تصور کنیم که انرژی گرمایی، مثل انرژی حرکت‌های ارتعاشی مولکول‌ها، ممکن است موجودی قابل ملاحظه‌ای از انرژی سودمند را تأمین کند. اما کارنو فرض کرد استخراج انرژی گرمایی در یک دمای واحد، غیرممکن است. به عبارت دیگر، اگر تمام جهان در یک دما بود، نمی‌شد هیچ سهمی از انرژی گرمایی‌اش را به کار تبدیل کرد. اگرچه فرآیند تبدیل کار به گرما، می‌تواند در یک دمای معین اتفاق بیفتد، اما نمی‌توان این فرآیند را برعکس کرد و کار انجام‌شده را مجدداً به دست آورد.

به‌طور مشخص، فرض کارنو چنین بود: گرما نمی‌تواند در یک دمای معین وارد سیستم شود و بدون هیچ تغییر دیگری در سیستم یا محیط پیرامون، به کار تبدیل شود.

جمله‌ی پایانی بسیار حائز اهمیت است. فرض کنید که یک قوطی از هوای متراکم در یک دمای معین داریم، به هوا اجازه می‌دهیم منبسط شود. آنگاه این هوا می‌تواند کار انجام دهد؛ مثلاً می‌تواند چکش‌ها را به حرکت درآورد. البته طی انبساط اندکی خنک‌تر می‌شود اما اگر یک دریای بزرگ، مثلاً یک اقیانوس، در دمایی معین می‌داشتیم (یک حمام گرمایی)، می‌توانستیم آن را دوباره گرم کنیم. پس ما گرما را از دریا گرفته‌ایم و با هوای متراکم کار انجام داده‌ایم. اما کارنو اشتباه نمی‌کرد، چرا که ما همه چیز را مانند قبل باقی نگذاشته‌ایم. اگر هوایی را که اجازه داده‌ایم منبسط شود، مجدداً متراکم کنیم، درمی‌یابیم که داریم کار بیشتری انجام می‌دهیم و در پایان نه تنها کاری از سیستم در دمای T نگرفته‌ایم، بلکه در واقع مقداری کار هم به آن تزریق کرده‌ایم. ما تنها باید دوباره‌ی وضعیت‌هایی صحبت کنیم که در آن‌ها نتیجه‌ی خالص کل فرآیند، خارج کردن گرما و تبدیل آن به کار است. درست همان‌طور که نتیجه‌ی خالص فرآیند انجام کار خلاف اصطکاک، گرفتن کار و تبدیل آن به گرما است. اگر در یک حلقه حرکت کنیم، می‌توانیم سیستم را درست به نقطه‌ی آغازش بازگردانیم؛ با این نتیجه‌ی

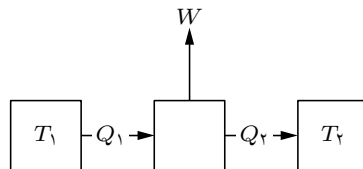
¹⁵The second law

خالص که خلاف اصطکاک کار انجام داده‌ایم و گرما تولید کرده‌ایم. آیا می‌توانیم فرآیند را عکس کنیم؟ یک کلید را بزنیم و همه چیز به عقب برگردد؛ چنان‌که اصطکاک خلاف ما کار انجام دهد و دریا (همان حمام گرمایی) را خنک‌تر کند؟ جواب کارنو این است که نه! پس بیایید فرض کنیم که این کار غیرممکن است.

اگر امکان‌پذیر بود، یکی از معانی آن این می‌شد که می‌توانیم گرما را از یک جسم سرد خارج کنیم و بی هیچ هزینه‌ای به جسم گرم منتقل کنیم تا همه چیز به حالت اولیه برگردد. می‌دانیم به طور طبیعی، یک جسم گرم می‌تواند جسم سردی را گرم کند. اگر تنها دو جسم گرم و سرد را کنار هم قرار دهیم و هیچ تغییر دیگری ایجاد نکنیم، تجربه به ما اطمینان می‌دهد که هرگز جسم گرم، گرم‌تر و جسم سرد، سردتر نخواهد شد! اما اگر بتوانیم مقداری کار به دست آوریم؛ مثلاً با استخراج گرما از اقیانوس یا هر چیز دیگری که فقط در یک دما باشد، آن وقت آن کار مجدداً می‌تواند به وسیله‌ی اصطکاک به گرما تبدیل شود، اما در دمایی دیگر.

برای مثال، بازوی دیگر یک ماشین عملی می‌تواند مالش یک جسم داغ باشد. نتیجه‌ی خالص، گرفتن گرما از جسم سرد (حمام گرمایی) و دادن آن به جسم داغ خواهد بود. امروزه فرضیه‌ی کارنو، قانون دوم ترمودینامیک، گاهی چنین بیان می‌شود: گرما به خودی خود نمی‌تواند از جسم سرد به جسم گرم شارش کند. اما همان‌طور که پیش‌تر هم دیدیم، این دو گزاره معادل یکدیگرند. اولاً اینکه نمی‌توان فرآیندی ابداع کرد که تنها نتیجه‌ی آن تبدیل گرما به کار در دمای ثابت باشد. دوماً اینکه نمی‌توانیم گرما را به‌طور خودبه‌خود از محیط سرد به گرم شارش دهیم. ما معمولاً از فرم اول استفاده خواهیم کرد.

تحلیل کارنو از ماشین‌های گرمایی تقریباً مشابه برهانی است که در مورد ماشین‌های بالابرنده، در بحث پایستگی انرژی، در فصل ۴ مطرح کردیم. در واقع آن تحلیل از روی تحلیل کارنو در مورد ماشین‌های گرمایی الگو گرفته شده‌بود و بنابراین شیوه‌ی پرداختن به موضوع تقریباً مشابه خواهد بود. فرض کنید ماشین گرمایی‌ای



شکل ۳.۴۴: ماشین گرمایی.

بسازیم که شامل یک دیگ بخار^{۱۶} در دمای T_1 ، باشد. مقدار گرمای Q_1 از دیگ بخار گرفته می‌شود، موتور بخار کاری برابر با W_1 انجام می‌دهد و سپس گرمای Q_2 را به خنک‌کننده^{۱۷} می‌دهد که در دمای متفاوت T_2 قرار دارد. (شکل ۳؟). کارنو مقدار این گرما را تعیین نکرد چرا که او قانون اول را نمی‌دانست. همین‌طور از قانون برابری Q_1 و Q_2 هم استفاده نکرد؛ چرا که چنین نمی‌پنداشت. اگر چه همه باور داشتند که بنابر نظریه‌ی کالری^{۱۸}، Q_1 و Q_2 باید برابر باشند؛ کارنو برابری آن‌ها را فرض قرار نداد. این یکی از بخش‌های زیرکانه‌ی

¹⁶boiler

¹⁷condenser

¹⁸Caloric Theory

استدلال وی بود. اگر از قانون اول استفاده کنیم، درمی‌یابیم که گرمای Q_2 برابر با گرمای داده‌شده‌ی Q_1 ، منهای کار انجام‌شده‌ی W است:

$$Q_2 = Q_1 - W. \quad (3.44)$$

(اگر نوعی فرآیند چرخه‌ای داشته باشیم که در آن آب پس از متراکم‌شدن دوباره به درون دیگ بخار برگردد، می‌توانیم بگوییم که در هر چرخه، گرمای Q_1 را دریافت می‌کنیم و کار W را انجام می‌دهیم؛ به‌ازای مقدار معینی از آب که در چرخه می‌گردد.)

اکنون می‌خواهیم ماشین دیگری بسازیم و تحقیق کنیم که آیا می‌توان کار بیش‌تری را با همان گرمای دریافت‌شده، در دمای T_1 و با خنک‌کننده هم‌چنان در دمای T_1 ، به انجام رساند؟ باید از همان گرمای Q_1 دریافت‌شده از دیگ بخار استفاده کنیم و سعی کنیم کاری بیش‌تر از مقدار انجام‌شده با ماشین بخار انجام دهیم؛ احتمالاً با استفاده از سیالی دیگر مثل الکل.

۳.۴۴ ماشین‌های برگشت‌پذیر^{۱۹}

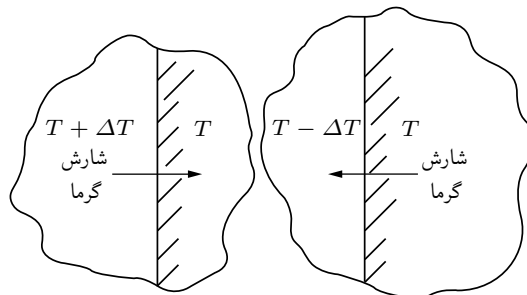
اکنون به تحلیل و بررسی ماشین‌هایمان می‌پردازیم. واضح و روشن است که اگر ماشین از دستگاه‌ها و ابزارهایی تشکیل شده باشد، اصطکاک ایجاد می‌شود و انرژی را هدر می‌دهد. یک ماشین ایده‌آل باید بدون اصطکاک باشد. ما همان فرض آرمانی را که در مطالعه‌ی پایستگی انرژی به کار بستیم، مجدداً در نظر می‌گیریم؛ یک ماشین کاملاً بدون اصطکاک.

هم‌چنین باید متناظر حرکت بدون اصطکاک را در نظر بگیریم که اینجا مبادله‌ی گرمای «بدون اصطکاک» است. اگر یک جسم گرم را در دمای بالا در مقابل جسم سردی قرار دهیم چنان‌که گرما شارش کند، دیگر ممکن نیست گرما را واداریم که با تغییر اندکی در دمای هر یک از اجسام، در جهت معکوس شارش کند. اما وقتی یک ماشین عملاً بی‌اصطکاک داریم، اگر آن را با اندکی نیرو در جهتی برانیم، به همان جهت می‌رود. اگر آن را با اندکی نیرو در جهت معکوس سوق دهیم، در جهت معکوس عمل خواهد کرد. باید بتوانیم متناظر حرکت بی‌اصطکاک را که در بررسی پایستگی انرژی دیده‌بودیم، در این مسئله نیز بیابیم. شارش گرمایی که می‌توانیم جهت آن را تنها با اندکی تغییر برعکس کنیم. اگر اختلاف در دما مقداری متناهی باشد، غیرممکن است بتوان چنین کاری کرد. اما اگر اطمینان حاصل کنیم که گرما همواره میان دو جسم با دمای الزاماً برابر شارش می‌کند (تنها اختلاف دمای ناچیزی دارند که موجب شارش گرما در جهت دل‌خواه می‌شود)، می‌توان گفت که چنین شارشی وارون‌پذیر است. (شکل ۳.۴۴). اگر جسم سمت چپ را اندکی گرم کنیم، گرما به سمت راست شارش خواهد کرد؛ اگر آن را اندکی سرد کنیم، گرما به سمت چپ شارش خواهد کرد. بنابراین درمی‌یابیم که ماشین ایده‌آل یک ماشین به اصطلاح

¹⁹Reversible engines

برگشت پذیر است. در آن هر فرآیندی برگشت پذیر است؛ به این معنی که با تغییراتی جزئی و اندک می توان جهت کار ماشین را برعکس کرد. این یعنی در هیچ یک از قسمت های ماشین، نباید اصطکاک قابل ملاحظه ای وجود داشته باشد. هم چنین در هیچ قسمتی نباید گرمای حمام یا شعله ی دیگ بخار در تماس مستقیم با جسمی قرار داشته باشد که آشکارا گرم تر یا سردتر است.

حال ماشینی ایده آل را تصور می کنیم که در آن تمام فرآیندها برگشت پذیرند. برای اینکه نشان دهیم چنین چیزی از نظر تئوری امکان پذیر است، مثالی از یک چرخه ی ماشین می زنیم. این مثال ممکن است عملی یا غیر عملی باشد، اما دست کم برگشت پذیر است؛ به مفهومی که کارنو مد نظر داشت. فرض کنید گازی داریم که در استوانه ای مجهز به یک پیستون بدون اصطکاک قرار دارد؛ گاز لزوماً یک گاز کامل نیست. حتی سیال موجود لزوماً نباید در فاز گاز باشد. برای آنکه دقیق صحبت کرده باشیم، بیایید فرض کنیم که یک گاز کامل و هم چنین دو سطح گرمایی به دماهای T_1 و T_2 داریم؛ اجسام بزرگی که دمای معین T_1 و T_2 دارند. فرض کنیم که T_1 از T_2 بزرگ تر است. اول گاز را گرم می کنیم و هم زمان آن را منبسط می کنیم؛ در حالی که با سطح گرمایی T_1 در تماس است. چنانچه پیستون را حین شارش گرما به درون گاز، بسیار به آهستگی به بیرون بکشیم، می توانیم اطمینان حاصل کنیم که دمای گاز چندان از T_2 فاصله نمی گیرد. اگر پیستون را خیلی سریع به بیرون بکشیم، دمای گاز به مقدار زیادی از T_2 افت می کند، آن گاه فرآیند کاملاً وارون پذیر نخواهد بود. اما اگر به مقدار کافی به آهستگی این کار را انجام دهیم، دمای گاز چندان از T_2 فاصله نمی گیرد. از سویی دیگر، اگر پیستون را به آهستگی به درون هل دهیم، دما تنها به مقدار ناچیزی بیش تر از T_2 خواهد شد و گرما در جهت عکس شارش خواهد کرد. درمی یابیم که چنین فرآیند انبساط هم دمایی که به اندازه ی کافی آهسته و تدریجی انجام شود، یک فرآیند برگشت پذیر است.



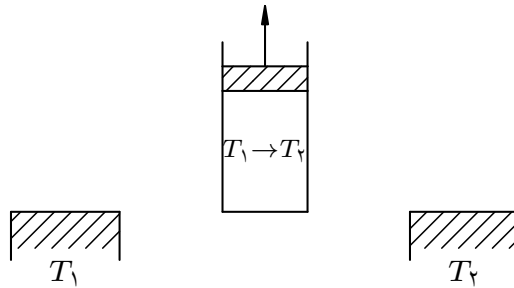
شکل ۴۴.۴: انتقال وارون پذیر گرما.

برای درک بهتر موضوع از نمودار فشار گاز بر حسب حجم آن استفاده می کنیم (شکل ۴۴.۱). با انبساط گاز، فشار افت می کند. منحنی (۱) نمایانگر تغییرات فشار و حجم در حالی است که دما در مقدار T_1 ثابت نگه داشته شده است. برای یک گاز ایده آل این منحنی $PV = KNT_1$ خواهد بود. طی یک انبساط هم دما^{۲۰}، با افزایش حجم، فشار افت می کند تا این که در نقطه ی b می ایستد. هم زمان باید مقدار معینی گرما، Q_1 ، از

²⁰Isothermal expansion



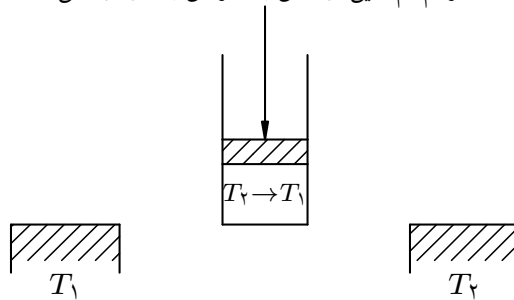
انبساط هم‌دمایی در دمای T_1 گرمای Q_1 را جذب می‌کند. (۱) مرحله



انبساط بی‌دررو، دما از T_1 به T_2 کاهش می‌یابد. (۲) مرحله

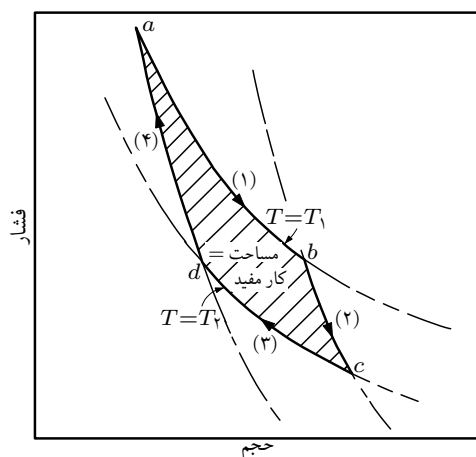


تراکم هم‌دمایی در دمای T_2 گرمای Q_2 را آزاد می‌کند. (۳) مرحله



تراکم بی‌دررو، دما از T_2 به T_1 افزایش می‌یابد. (۴) مرحله

شکل ۵.۴۴: مراحل ماشین کارنو.



شکل ۴۴.۶: چرخه کارنو.

حمام گرمایی به گاز شارش کند؛ چرا که اگر گاز بدون تماس با حمام گرمایی منبسط شود، دمای آن همان طور که می‌دانیم، کاهش خواهد یافت. با تکمیل فرآیند هم‌دمایی و رسیدن به نقطه‌ی b ، محفظه را از حمام گرمایی جدا می‌کنیم. انبساط را ادامه می‌دهیم. این بار اجازه نمی‌دهیم گرما به درون محفظه شارش کند و هم‌چنین فرآیند را به اندازه‌ی کافی به آهستگی انجام می‌دهیم تا مطمئن شویم برگشت‌پذیر است. هم‌چنان فرض می‌کنیم اصطکاکی وجود ندارد. گاز به انبساط ادامه می‌دهد، از آن‌جا که دیگر گرمایی به گاز تزریق نمی‌شود، دما افت می‌کند.

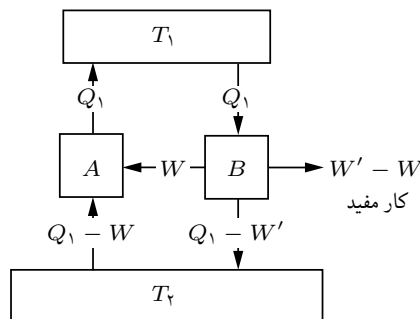
اجازه می‌دهیم گاز منبسط شود. منحنی شماره‌ی (۲) را دنبال می‌کنیم، تا آن‌جا که دما تا γ پایین بیاید؛ در نقطه‌ای که با C نشان داده شده است. این نوع انبساط، بدون گرما دادن، انبساط بی‌دررو^{۲۱} نامیده می‌شود. برای یک گاز ایده‌آل، می‌دانیم که منحنی (۲) به صورت ثابت $PV^\gamma = \text{ثابت}$ است که در آن γ ثابتی بزرگ‌تر از ۱ است؛ چنان‌که شیب فرآیند بی‌دررو منفی‌تر از فرآیند هم‌دمایی باشد.

حال محفظه‌ی گاز به دمای γ رسیده است. به طوری که اگر آن را در تماس با گرم‌کن در دمای γ قرار دهیم، تغییر برگشت‌ناپذیری رخ می‌دهد. حال آرام‌آرام گاز را در حالی که در تماس با حمام گرمایی در T_2 قرار دارد، منقبض می‌کنیم. منحنی شماره‌ی (۳) از شکل؟؟ این مرحله را نشان می‌دهد. چون محفظه با حمام در تماس است، دما بالا نمی‌رود، اما در دمای ثابت T_2 گرما از گاز به سوی حمام شارش می‌کند. پس از انقباض هم‌دمای گاز در طول منحنی (۲) و رسیدن به نقطه‌ی d ، گاز را از روی گرم‌کن در دمای T_2 برمی‌داریم. آن را باز هم منقبض می‌کنیم، بدون آن‌که اجازه دهیم گرمایی از آن به بیرون نشت کند. دما افزایش می‌یابد و فشار منحنی (۲) را خواهد پیمود. اگر تمامی مراحل را به‌درستی انجام دهیم، می‌توانیم به نقطه‌ی a در دمای T_1 برگردیم (همان نقطه‌ی آغاز) و این چرخه را تکرار کنیم.

از این نمودار پیداست که گاز را از یک چرخه‌ی کامل گذرانده‌ایم و در طول یک چرخه، گرمای Q_1 را در دمای T_1 به آن وارد کرده‌ایم و مقدار Q_2 را در دمای T_2 از آن خارج کرده‌ایم. گفتنی است که این چرخه برگشت‌پذیر

²¹adiabatic

است؛ پس تمام مراحل در جهت عکس هم قابل توضیح است. می‌توانستیم به جای پیش‌رفتن در راستای فلش‌ها، مسیر خلاف آن‌ها را طی کنیم. با آغاز از a در دمای T_1 در امتداد منحنی (۴) گاز را منبسط کنیم؛ در دمای T_2 ، با دریافت گرمای Q_2 باز هم به انبساط ادامه دهیم و به همین ترتیب در امتداد چرخه، مسیر عکس را طی کنیم. اگر در یک جهت چرخه را طی کنیم باید روی گاز کار انجام دهیم، در جهت دیگر، گاز برای ما کار انجام می‌دهد. از قضا محاسبه‌ی مقدار کار انجام‌شده هم آسان است؛ به این دلیل که کار در هر انبساطی برابر است با حاصل ضرب فشار در تغییر حجم، در این نمودار $\int P dv$. در این نمودار P را بر محور عمودی و V را بر محور افقی رسم کرده‌ایم. پس اگر فاصله‌ی عمودی Y و فاصله‌ی افقی X باشد، انتگرالمان معادل $\int y dx$ است. به عبارتی، سطح زیر منحنی هر یک از مراحل چرخه، نمایانگر کار انجام‌شده روی گاز در آن مرحله‌ی به‌خصوص است. به‌سادگی می‌توان دریافت که کار خالص برابر با سطح هاشورخورده است.



شکل ۷.۴۴: ماشین برگشت‌پذیر A در عملکرد معکوس توسط ماشین B .

حالا که یک مثال از ماشینی برگشت‌پذیر را بررسی کرده‌ایم، چنین فرض می‌کنیم که وجود ماشین‌های دیگری از این دست نیز امکان‌پذیر است. بیایید فرض کنیم ماشین برگشت‌پذیری داریم به نام A که گرمای Q_1 را در دمای T_1 می‌گیرد، کار W را انجام می‌دهد و مقداری گرما در دمای T_2 به بیرون می‌دهد. حال بیایید ماشین دیگری را فرض کنیم، B ، ساخته‌ی دست بشر که قبلاً طراحی شده‌است یا اینکه اصلاً هنوز اختراع نشده‌است. ماشینی ساخته‌شده از نوارهای لاستیکی و بخار یا هر چیز دل‌خواه دیگری، برگشت‌پذیر یا برگشت‌ناپذیر. این ماشین طوری طراحی شده‌است که همان مقدار گرمای Q_1 را در T_1 دریافت می‌کند و گرما را در دمای پایین‌تر T_2 از دست می‌دهد. (شکل؟؟) فرض کنید ماشین B مقدار W' کار انجام می‌دهد. حال نشان می‌دهیم که W' بزرگ‌تر از W نیست؛ در نتیجه، هیچ ماشینی نمی‌تواند بیشتر از ماشین برگشت‌پذیر کار انجام دهد. این سؤال پیش می‌آید که چرا؟! فرض کنید که W' بزرگ‌تر از W بود، آن وقت ما می‌توانستیم گرمای Q_1 را در دمای T_1 از حمام گرمایی بگیریم. با ماشین B کار W' را انجام دهیم و مقداری گرما را در دمای T_2 به حمام تحویل دهیم؛ مقدار این گرما اهمیتی ندارد. با انجام مراحل بالا، می‌توانیم مقداری از W' را که بزرگ‌تر از W در نظر گرفته شده‌است، ذخیره کنیم. می‌توانیم قسمتی برابر W را مصرف کنیم و باقی‌مانده $W - W'$ ، را برای کار مفید ذخیره کنیم. با مقدار کار W می‌توانیم ماشین A را در جهت عکس به کار بیندازیم؛ چرا که یک ماشین

برگشت‌پذیر است. ماشین طی چرخه‌ی معکوس، مقداری گرما را در دمای T_2 از حمام جذب می‌کند و گرمایی برابر Q_1 را در دمای T_1 به حمام باز پس می‌دهد.

پس از این چرخه‌ی مضاعف، نتیجه‌ی خالص نهایی این است که همه چیز را به حالت اولیه برگردانده‌ایم. به علاوه‌ی اینکه مقداری کار اضافه، برابر با $W - W'$ انجام داده‌ایم و همه‌ی آن‌چه باید انجام دهیم این است که در دمای T_2 از حمام گرمایی انرژی استخراج کنیم. حواسمان بود که گرمای Q_1 را در T_1 به حمام برگردانیم تا حمام بتواند کوچک و «درون» ماشین ترکیبی ما، متشکل از مجموع $A + B$ باشد. ماشینی ترکیبی که حاصل خالص آن استخراج گرمای خالص $W - W'$ از حمام در T_2 و تبدیل آن به کار خواهد بود. اما به‌دست‌آوردن کار سودمند از حمام در یک دمای واحد، بدون هیچ تغییر دیگری، مطابق اصل کارنو غیرممکن است؛ پس این وضعیت فرضی عملی نیست. پس هیچ ماشینی که مقدار معینی گرما را در دمای بالاتر T_1 جذب کند و آن را در دمای T_2 باز پس دهد، قادر نیست بیش‌تر از چرخه‌ی برگشت‌پذیری کار انجام دهد که تحت شرایط دمایی یکسانی عمل می‌کند. حال می‌توان فرض کرد ماشین B هم برگشت‌پذیر باشد. آن‌وقت نه تنها W' نباید از W بزرگ‌تر باشد، بلکه می‌توان استدلال را برعکس کرد و نشان داد که W نیز نمی‌تواند از W' بزرگ‌تر باشد. نتیجه می‌گیریم که اگر دو ماشین برگشت‌پذیر باشند، باید هر دو مقدار کار برابری انجام دهند؛ این ما را به نتیجه‌گیری بی‌نظیر کارنو می‌رساند: مادامی که ماشینی برگشت‌پذیر باشد، دیگر اهمیتی ندارد طراحی آن چگونه است؛ چرا که مقدار کاری که ماشین با دریافت میزان معینی گرما در دمای T_1 و بیرون‌دادن گرما در دمای دیگری مانند T_2 ، می‌تواند انجام دهد، به طراحی ماشین بستگی ندارد. این میزان معین کار، یکی از مشخصه‌های جهان است نه مشخصه‌ی مربوط به یک ماشین خاص.

اگر می‌توانستیم قاعده‌ای را کشف کنیم که مقدار کار به‌دست‌آمده از دریافت گرمای Q_1 در T_1 و پس‌دادن گرما در T_2 را تعیین می‌کند، این کمیت موجودی جهان‌شمول بود که مستقل از ماده‌ی کاری ماشین است. صد البته اگر ویژگی‌های ماده‌ای را در دست داشته‌باشیم، می‌توانیم این کمیت را برای آن ماده‌ی خاص محاسبه کنیم و ادعا کنیم که تمام مواد دیگر نیز می‌بایست در یک ماشین برگشت‌پذیر، همان مقدار کار تولید کنند. این همان ایده‌ی کلیدی ماست! این ایده در پیدا کردن روابطی از قبیل ارتباط مقدار (وقتی یک نوار لاستیکی را گرم می‌کنیم، چه قدر منقبض می‌شود؟ وقتی اجازه می‌دهیم منقبض شود، چه قدر خنک‌تر می‌شود؟) راه‌گشای ما خواهد بود. فرض کنید آن نوار را در یک ماشین برگشت‌پذیر قرار دهیم و از یک چرخه‌ی برگشت‌پذیر بگذرانیم. نتیجه‌ی خالص مقدار کار انجام‌شده برابر همان تابع جهان‌شمول است؛ همان تابعی که پیش‌تر گفتیم از نوع ماده، مستقل است.

از استدلال‌های فوق نتیجه می‌گیریم که ویژگی‌های ماده ناگزیر باید به طریقی محدود باشد؛ نمی‌توان هر نوع ماده‌ی دل‌خواهی را تصور نمود. (شرط محدودکننده آن است که اگر در ماشین برگشت‌پذیری با شرایط دمایی معین قرار گیرد، باید مقدار کاری از پیش معین‌شده را تولید کند.) اگر چنین امکانی وجود داشت، می‌شد ماده‌ای ابداع کرد که در یک چرخه‌ی برگشت‌پذیر بیش از میزان کار مجاز، کار تولید کند. این اصل بنیادین محدودیت، تنها قانون حقیقی‌ای است که از ترمودینامیک حاصل می‌شود.

۴.۴۴ بازده یک ماشین ایده‌آل^{۲۲}

حال باید دنبال قاعده‌ای بگردیم که کار W را به عنوان تابعی از T_1 ، Q_1 و T_2 به دست آورد. روشن است که W با Q_1 متناسب است؛ چرا که دو ماشین برگشت‌پذیر که با هم کار می‌کنند، در مجموع یک ماشین دوگانه به حساب می‌آیند و ترکیب آن‌ها نیز برگشت‌پذیر است. اگر هر یک دمای Q_1 را جذب کند، ترکیب آن‌ها مجموعاً $2Q_1$ را جذب می‌کند و کاری برابر با $2W$ انجام می‌دهد. پس فرض نامعقولی نخواهد بود اگر W را متناسب با Q_1 در نظر بگیریم.

گام مهم بعدی پیدا کردن این قانون جهان‌شمول است. این کار را می‌توانیم (چنان‌که خواهیم دید) با مطالعه‌ی یک ماشین برگشت‌پذیر با یک ماده‌ی کاری انجام دهیم؛ به‌خصوص که تمام ویژگی‌های قوانین حاکم بر آن را می‌دانیم. این‌جا سؤال پیش می‌آید که چه ماده‌ی کاری را انتخاب کنیم؟ جواب یک گاز کامل است. همین‌طور می‌توان این قانون جهان‌شمول را از استدلال منطقی صرف به دست آورد؛ بدون استفاده از هیچ ماده‌ی به‌خصوصی. این یکی از زیباترین استدلال‌ها در فیزیک است که نمی‌توان از آن چشم پوشید؛ به همین دلیل به زودی به آن خواهیم پرداخت. اما ابتدا برگردیم به شیوه‌ی ساده‌تر و ملموس‌تر محاسبه‌ی مستقیم برای یک گاز ایده‌آل: کافی است روابط مربوط به Q_1 و Q_2 را به دست آوریم؛ گرماهای مبادله‌شده با حمام در طی انبساط و انقباض هم‌دمایی. (چرا که W همان $Q_1 - Q_2$ است.) برای مثال چقدر گرما در دمای T_1 طی انبساط هم‌دما از حمام جذب شده‌است؟ (منحنی (۱) در شکل (۲؟)، از نقطه‌ی a در فشار P_a و حجم V_a ، دمای T_1 ، تا نقطه‌ی b با فشار P_b ، حجم V_b و همان دمای T_1 .

برای یک گاز ایده‌آل انرژی هر مولکول، تنها به دما بستگی دارد. از آن‌جا که دما و تعداد مولکول‌ها در نقاط a و b یکسان است. انرژی درونی آن‌ها هم برابر است. تغییری در U رخ نمی‌دهد؛ کار کل انجام‌شده توسط گاز

$$W = \int_a^b p dV,$$

طی فرآیند انبساط، برابر انرژی Q_1 ای است که از حمام می‌گیرد. طی انبساط $pV = NkT_1$ برقرار است؛ به عبارتی:

$$p = \frac{NkT_1}{V}$$

یا

$$Q_1 = \int_a^b p dV = \int_a^b NkT_1 \frac{dV}{V} \quad (۴.۴۴)$$

یا

$$Q_1 = NkT_1 \ln \frac{V_b}{V_a}$$

²²The efficiency of an ideal engine

گرمایی است که در T_1 از حمام دریافت می‌شود؛ روند مشابهی برای انقباض هم‌دما در T_2 (منحنی (۳) در شکل (۴۴.۱))، گرمای منتقل شده به حمام در T_2 را به دست می‌دهد:

$$Q_2 = NkT_2 \ln \frac{V_c}{V_d}. \quad (5.44)$$

برای تکمیل استدلالمان به رابطه‌ای میان $\frac{V_b}{V_a}$ و $\frac{V_c}{V_d}$ نیازمندیم. برای این منظور به این نکته‌ی ساده دقت می‌کنیم که (۲) یک انبساط بی‌دررو از b تا c است که طی آن pV^γ ثابت است؛ چون برای گاز کامل $pV = NkT$ ، می‌توانیم آن را به صورت ثابت $(pV)V^{\gamma-1} = TV^{\gamma-1}$ ؛ یا بر حسب T و V به صورت ثابت $TV^{\gamma-1}$ ، بنویسیم.

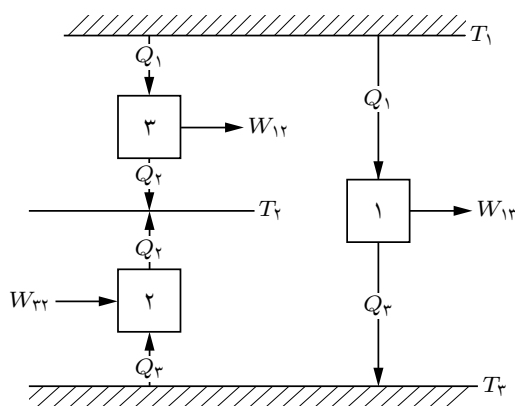
$$T_1 V_b^{\gamma-1} = T_2 V_c^{\gamma-1}. \quad (6.44)$$

به همین ترتیب، از آنجا که (۴) انقباض از d تا a نیز بی‌دررو است، می‌توان به روند مشابهی نشان داد:

$$T_1 V_a^{\gamma-1} = T_2 V_d^{\gamma-1}. \quad (6a.44)$$

اگر این معادله را بر قبلی تقسیم کنیم، در می‌یابیم که $\frac{V_b}{V_a}$ باید با $\frac{V_c}{V_d}$ برابر باشد؛ پس جملات \ln ای در Q_1 و Q_2 برابرند؛ پس:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}. \quad (7.44)$$



شکل ۸.۴۴: ماشین ۱ و ۲ با هم معادل ماشین ۳ هستند.

این همان رابطه‌ای است که دنبالش بودیم. اگر چه برای یک ماشین با ماده‌ی کاری گاز کامل اثباتش کردیم، می‌دانیم که در مورد هر ماشین برگشت‌پذیر دیگری هم صادق است. حال خواهیم دید چطور این قاعده‌ی جهان‌شمول را از استدلال محض نیز می‌توان به دست آورد؛ بی‌آنکه به دانستن ویژگی‌های ماده‌ای خاص نیاز

داشته باشیم. این استدلال چنین است: فرض کنید سه ماشین گرمایی داریم و سه دما؛ T_1, T_2, T_3 . یک ماشین گرمایی Q_1 را از دمای T_1 جذب می‌کند و مقداری کار W_{13} انجام می‌دهد، گرمای Q_2 را به دمای T_2 به بیرون می‌دهد. (شکل ۴۴؟) ماشین دیگری به‌طور معکوس بین T_2 و T_3 کار می‌کند. فرض کنید ماشین دوم را با چنان ابعادی در نظر بگیریم که همان گرمای Q_3 را دریافت کند و Q_2 را به بیرون دهد. باید میزان معینی کار، W_{32} ، به آن وارد کنیم (با علامت منفی) چون ماشین معکوس کار می‌کند. وقتی ماشین اول چرخه‌ای را می‌گذراند، Q_1 را جذب و Q_3 را در T_3 بیرون می‌دهد؛ آن وقت دومی همان گرمای Q_3 را در T_3 از حمام می‌گیرد و در دمای T_2 به آن پس می‌دهد. بنابراین نتیجه‌ی خالص دو ماشین متوالی این است: دریافت Q_1 از T_1 و پس دادن Q_2 در T_2 . پس دو ماشین می‌توانند معادل ماشین سومی در نظر گرفته شوند که Q_1 را در T_1 دریافت می‌کند، کار W_{12} را انجام و گرمای Q_2 را در T_2 به بیرون می‌دهد.

از آن‌جا که $W_{12} = W_{13} - W_{32}$ ، که بلافاصله از قانون اول حاصل می‌شود، در ادامه داریم:

$$W_{13} - W_{32} = (Q_1 - Q_3) - (Q_2 - Q_3) = Q_1 - Q_2 = W_{12}. \quad (۸.۴۴)$$

حال می‌توانیم قوانینی را که بازده ماشین‌ها را به هم ربط می‌دهند، به دست آوریم؛ چرا که به وضوح باید ارتباطی میان بازده ماشین‌هایی که بین T_1, T_2, T_3 و T_3, T_2, T_1 کار می‌کنند، جود داشته باشد.

بیباید این استدلال را روشن‌تر بیان کنیم. دیدیم که می‌توانیم گرمای جذب‌شده در T_1 را به گرمای خارج‌شده در T_2 مربوط کنیم، آن هم با پیدا کردن گرمای خرج‌شده در دمای سومی مانند T_3 . بنابراین اگر یک دمای استاندارد معرفی کنیم و همه چیز را با آن بسنجیم و تحلیل کنیم، می‌توانیم تمام ویژگی‌های ماشین را به دست آوریم. به عبارت دیگر، اگر بازده ماشینی را بدانیم که بین دمای معین T و یک دمای استاندارد کار می‌کند، آن وقت می‌توانیم بازده را برای هر اختلاف دمای دیگری هم محاسبه کنیم. چون فرض ما این است که تنها با ماشین‌های برگشت‌پذیر سروکار داریم، می‌توانیم عملکرد ماشین را از دمای اولیه به دمای استاندارد و از دمای استاندارد به دمای نهایی در نظر بگیریم. دمای استاندارد را به‌طور دل‌خواه یک درجه اختیار می‌کنیم و گرمای خارج‌شده در دمای استاندارد را با نماد Q_s نشان می‌دهیم. به عبارت بهتر، وقتی ماشین برگشت‌پذیر گرمای Q را در دمای T دریافت کند، در دمای واحد، گرمای Q_s را از خود خارج خواهد کرد. اگر یک ماشین که گرمای Q_1 را در T_1 جذب می‌کند، در یک درجه گرمای Q_s را خارج کند و اگر ماشینی که گرمای Q_2 را در T_2 می‌گیرد نیز در یک درجه همان گرمای Q_s را به حمام منتقل کند، نتیجه می‌شود که ماشینی که گرمای Q_1 را در T_1 جذب می‌کند، اگر میان دماهای T_1 و T_2 کار کند، گرمای Q_2 را به بیرون خواهد داد. این همان نتیجه‌ای است که با بررسی ماشین‌هایی که بین سه دما کار می‌کنند، گرفته بودیم. پس کافی است مقدار گرمایی را بیابیم که لازم است در دمای T_1 به ماشین تزریق شود تا در دمای یک درجه، گرمای Q_s را خارج کند. با به دست آوردن این کمیت، دیگر همه چیز معلوم خواهد بود. گرمای Q مشخصاً تابعی از دماست.

به سادگی می‌توان دریافت که با افزایش دما، گرما باید بیش‌تر شود؛ چرا که می‌دانیم به کار انداختن ماشین در جهت عکس و دادن گرما در دمایی بالاتر، مستلزم کار بیش‌تری است. افزون بر این، به سادگی ملاحظه می‌شود که گرمای Q_1 باید با Q_s متناسب باشد. پس قانون اصلی چیزی شبیه به این است: برای مقدار معینی گرمای

Q_s خارج شده در دمای یک درجه، از ماشینی که در دمای T درجه کار می‌کند، گرمای جذب شده Q باید برابر مقدار Q_s ضرب در تابعی صعودی از دما باشد:

$$Q = Q_s f(T). \quad (9.44)$$

۵.۴۴ دمای ترمودینامیکی^{۲۳}

در این مرحله قصد نداریم دنبال فرمول تابع صعودی بالا، بر حسب مقیاس آشنای دمای جیوه‌ای بگردیم. در عوض قصد داریم دما را با مقیاس جدیدی تعریف کنیم. زمانی «دما» به طور دل‌خواه از تقسیم‌کردن انبساط آب بر دماهای زوجی با اندازه‌ی معین تعریف می‌شد. هنگام اندازه‌گیری دما با دماسنج جیوه‌ای، می‌بینیم که درجه‌ها دیگر زوج نیستند. اکنون می‌توانیم تعریفی از دما ارائه دهیم که مستقل از هر نوع ماده‌ی خاصی است. می‌توانیم از آن تابع $F(T)$ استفاده کنیم که به وسیله‌ی مورد استفاده‌ی ما بستگی ندارد؛ چرا که می‌دانیم بازده ماشین‌های برگشت‌پذیر، از ماده‌ی کاریشان مستقل است. از آنجایی که تابعی که پیدا کردیم با دما صعودی است، خود تابع را به عنوان دما تعریف می‌کنیم. که با یکای یک درجه‌ی استاندارد تعریف می‌شود. به این ترتیب:

$$Q = ST, \quad (10.44)$$

به طوری که

$$Q_s = S \cdot 1^\circ. \quad (11.44)$$

این بدان معنی است که میزان داغی یک جسم را می‌توان با به دست آوردن مقدار گرمای جذب شده توسط ماشین برگشت‌پذیری سنجید که میان دمای جسم و دمای واحد کار می‌کند. (شکل ۴۴؟) اگر گرمایی که از یک دیگ بخار گرفته می‌شود، هفت برابر بیشتر از گرمایی باشد که به یک خنک‌کننده در دمای یک درجه داده می‌شود، دمای دیگ بخار مطابق تعریف، هفت درجه در نظر گرفته می‌شود و به همین ترتیب. پس با اندازه‌گیری مقدار گرمای جذب شده در دماهای مختلف، دما را تعیین می‌کنیم. دمایی را که با این شیوه تعریف می‌شود، دمای مطلق ترمودینامیکی^{۲۴} می‌نامند که از ماده مستقل است. این تعریف را بعد از این انحصاراً به این معنی به کار خواهیم برد^{۲۵}. حال در می‌یابیم که وقتی دو ماشین گرمایی داریم که یکی از آن‌ها بین T_1 و یک درجه و دیگری بین T_2 و یک درجه کار می‌کنند و در دمای یک درجه گرمای برابری را به بیرون می‌دهند، گرماهای جذب شده باید از این رابطه پیروی کنند:

$$\frac{Q_1}{T_1} = S = \frac{Q_2}{T_2}. \quad (12.44)$$

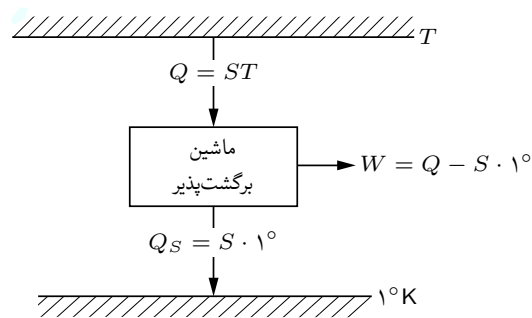
اما این بدان معنی است که اگر یک ماشین واحد داشته باشیم که میان T_1 و T_2 کار بکند، نتیجه‌ی نهایی تحلیل آن است که Q_1 به T_1 باید برابر Q_2 باشد به T_2 ، اگر ماشین گرمای Q_1 را در T_1 جذب کند و Q_2 را در T_2

²³The thermodynamic temperature

²⁴Absolute thermodynamic temperature

²⁵ما قبلاً مقیاس دمایی مان را به شیوه‌ی متفاوتی تعریف کرده‌ایم. چنین که اظهار داشتیم انرژی جنبشی میانگین یک مولکول در گاز کامل با دما متناسب است. یا اینکه قانون گاز کامل می‌گوید pV با T متناسب است. آیا تعریف جدیدی

که ارائه کردیم معادل قبلی هست؟ البته؛ چرا که نتیجه‌ی نهایی(؟؟) به دست آمده از قانون گازها، همان است که این جا هم به دست آوردیم. این نکته را در فصل بعدی مجدداً بحث خواهیم کرد.



شکل ۹.۴۴: دمای مطلق ترمودینامیکی.

خارج کند. مادامی که ماشین برگشت پذیر باشد، باید این رابطه میان گرماها برقرار باشد. مخلص کلام همین است: این مرکز جهان ترمودینامیک است.

اگر ترمودینامیک چیزی جز این نیست، پس چرا چنین مبحث دشواری تلقی می شود؟ در حل یک مسئله در مورد جرم معینی از یک ماده، حالت ماده در هر لحظه با دمای آن و حجم آن توصیف شدنی است. اگر دما و حجم ماده‌ای را بدانیم و اینکه فشار تابعی از این دو است، انرژی درونی را می دانیم. ممکن است کسی بگوید: «نمی خواهم به این شیوه انجامش دهم. دما و فشار را به من بدهید و من حجم را به شما خواهم گفت. می توانم حجم را به عنوان تابعی از دما و فشار در نظر بگیرم، انرژی درونی را به عنوان تابعی از دما و فشار، به همین ترتیب.» این همان عاملی است که موجب پیچیدگی و دشواری ترمودینامیک می شود. چرا که هر کسی رویکرد متفاوتی به کار می برد. اگر بتوانیم لحظه‌ای درنگ کنیم، متغیرهایمان را برگزینیم و بر انتخابمان باقی بمانیم، ترمودینامیک می تواند تا حد زیادی ساده شود.

حال شروع به نتیجه گیری کردن می کنیم. همان طور که $F = ma$ رأس جهان مکانیک است و همه چیز از آن آغاز می شود و به پیش می رود، اصلی هم که به آن دست یافتیم، به نوعی رأس ترمودینامیک است. اما آیا می توان به وسیله‌ی آن نتیجه گیری و استنتاج کرد؟

شروع می کنیم. برای رسیدن به اولین نتیجه گیریمان، باید دو قانون را با هم ترکیب کنیم؛ قانون پایستگی انرژی و همین قانونی که Q_1 و Q_2 را به هم مربوط می کند و به همین سادگی بازده یک ماشین برگشت پذیر را به دست می آوریم. از قانون اول داشتیم: $W = Q_1 - Q_2$. مطابق قانون جدیدمان:

$$Q_2 = \frac{T_2}{T_1} Q_1,$$

پس نتیجه می شود

$$W = Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (13.44)$$

که بازده یک ماشین گرمایی را به ما می دهد؛ اینکه از مقدار معینی گرما، چقدر کار دریافت می کنیم. بازده یک

ماشین گرمایی متناسب است با اختلاف دماهایی که میانشان کار می‌کند، تقسیم بر دمای بزرگ‌تر:

$$\text{بازده} = \frac{W}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (۱۴.۴۴)$$

بازده نمی‌تواند از یک بزرگ‌تر باشد و دمای مطلق هم نمی‌تواند از صفر کوچک‌تر باشد، صفر مطلق. پس از آن جا که T_2 باید مثبت باشد، بازده همیشه کوچک‌تر از یک است. این اولین نتیجه‌گیری ماست.

۶.۴۴ انتروپی ۲۶

از معادله‌های ؟؟ یا ؟؟ می‌توان تعبیر ویژه‌ای کرد. در مورد ماشین‌های برگشت‌پذیر، گرمای Q_1 در T_1 "معادل" Q_2 است در T_2 اگر $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$ ، به این معنی که وقتی یکی جذب شود، دیگری خارج می‌شود. آن چه از جمله‌ی اخیر به ذهن متبادر می‌شود این است که اگر برای $\frac{Q}{T}$ نامی بگذاریم، می‌توانیم چنین بگوییم که در یک فرآیند برگشت‌پذیر همان قدر $\frac{Q}{T}$ جذب می‌شود که آزاد می‌شود. در طول فرآیند $\frac{Q}{T}$ به دست نمی‌آید و از دست هم نمی‌رود. این $\frac{Q}{T}$ انتروپی نامیده می‌شود و جملات اخیر را می‌توان چنین خلاصه کرد: در یک چرخه‌ی برگشت‌پذیر، هیچ تغییر خالص انتروپی‌ای نداریم. اگر یک درجه باشد، آن وقت انتروپی برابر است با $\frac{Q_s}{T_s}$ یا مطابق نشانه‌گذاری‌ای که قبلاً انجام داده‌بودیم: $S = \frac{Q_s}{T_s}$. در اصل S حرفی است که معمولاً به‌عنوان نماد انتروپی قرار داده می‌شود و از لحاظ عددی با گرمایی که به یک حمام گرمایی در یک درجه داده می‌شود (که آن را Q_s نامیده‌بودیم)، برابر است. (انتروپی خود ماهیت گرما ندارد، گرما تقسیم بر دماست و با یکای ژول بر درجه اندازه‌گیری می‌شود.)

جالب است که علاوه بر فشار که تابعی از دما و حجم است و انرژی درونی که تابعی از دما و حجم است، کمیت دیگری نیز یافته‌ایم که تابعی از حالت است؛ انتروپی ماده. بیایید سعی کنیم و توضیح دهیم که چه‌طور آن را محاسبه می‌کنیم و منظورمان از اینکه آن را «تابعی از حالت» می‌نامیم، چیست؟ سیستم را در دو حالت مختلف در نظر بگیرید؛ تقریباً مانند آزمایشی که انبساط‌های بی‌دررو و هم‌دما را انجام دادیم. (از قضا هیچ الزامی نیست که یک ماشین گرمایی، تنها دو حمام گرمایی داشته باشد؛ می‌تواند سه یا چهار دمای مختلف داشته باشد که در آن‌ها گرما می‌گیرد و می‌دهد و غیره.) می‌توانیم یک نمودار pV را دنبال کنیم و از یک حالت به دیگری برویم. به عبارت دیگر، می‌توانیم بگوییم گاز در حالت خاص a است و بعد به حالت دیگری، b ، می‌رود؛ با این شرط که گذار میان این دو حالت برگشت‌پذیر باشد. حال فرض کنید در طول مسیر از a به b حمام گرمایی‌های کوچکی در دماهای مختلف داریم؛ به طوری که گرمای dQ ی گرفته‌شده از ماده در هر گام کوچک، به حمام گرمایی کوچکی داده می‌شود که در دمای متناظر آن نقطه از مسیر است. سپس بیایید همه‌ی این حمام گرمایی‌ها را با ماشین‌های گرمایی برگشت‌پذیر، به فقط یک حمام گرمایی وصل کنیم که در دمای واحد قرار دارد. وقتی گذار ماده از a تا b را به پایان رساندیم، باید تمام حمام‌های گرمایی به شرایط اولیه‌شان برگشته باشند. هر گرمای dQ ای که از ماده در دمای T جذب شده بود، اکنون توسط یک ماشین برگشت‌پذیر تبدیل شده است و مقدار معینی انتروپی ds در

²⁶Entropy

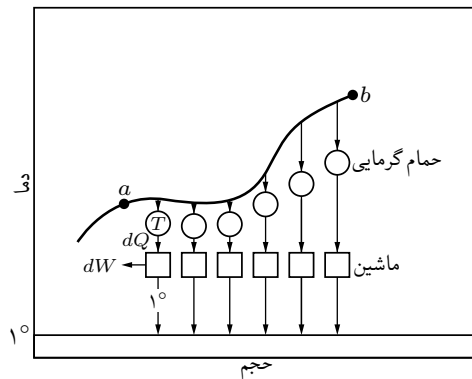
دمای واحد خارج شده است؛ مطابق:

$$dS = dQ/T. \quad (۱۵.۴۴)$$

بیاید مقدار مجموع انتروپی خارج شده را بیابیم. تغییرات انتروپی، یا S مورد نیاز برای رفتن از a به b به وسیلهی این گذار برگشت پذیر خاص، انتروپی کل است. مجموع انتروپی گرفته شده از حمام های کوچک و بیرون داده شده در دمای واحد:

$$S_b - S_a = \int_a^b \frac{dQ}{T}. \quad (۱۶.۴۴)$$

سوال این است که آیا تغییر انتروپی به مسیر انتخاب شده بستگی دارد؟ برای رفتن از a به b بیش از یک راه هست. به یاد بیاورید که در چرخه ی کارنو می توانستیم در شکل؟؟ از a به c برویم؛ به این ترتیب که اول انبساط هم دما و بعد بی دررو داشته باشیم یا بالعکس. پس سؤال این جاست که آیا تغییر انتروپی که در رفتن از a به b در شکل؟؟ رخ می دهد، در طول یک مسیر با دیگری برابر است؟ پاسخ این است که باید برابر باشد. برای اینکه



شکل ۱۰.۴۴: تغییرات انتروپی در طی مسیر برگشت پذیر.

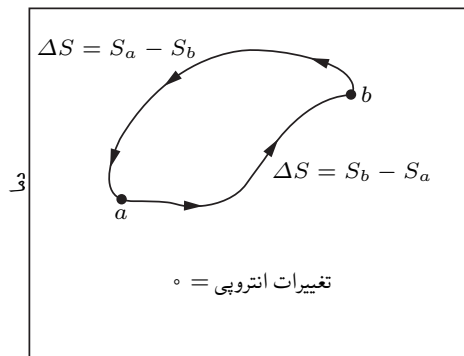
اگر تمام چرخه را بپیماییم، در حالی که مسیری را مستقیم و مسیر دیگری را معکوس طی کرده ایم، یک ماشین برگشت پذیر خواهیم داشت و در دمای واحد، هیچ گرمای انتقالی به حمام نخواهیم داشت. در یک چرخه ی کاملاً برگشت پذیر در دمای واحد، نباید هیچ گرمایی از حمام گرفته شود، پس انتروپی لازم برای رفتن از a به b در طول هر مسیر با دیگری برابر است. به عبارت دیگر، مستقل از مسیر است و تنها به نقاط ابتدایی و انتهایی بستگی دارد. بنابراین می توانیم بگوییم تابعی وجود دارد که آن را انتروپی می نامیم و تنها به حالت ماده، یعنی دما و حجم بستگی دارد. می توانیم تابعی $S(V, T)$ پیدا کنیم که دارای ویژگی خاصی باشد که وقتی تغییرات انتروپی را در طول هر مسیر برگشت پذیری بر حسب گرمای پس داده شده در دمای واحد، محاسبه کنیم، آن وقت:

$$\Delta S = \int \frac{dQ}{T}, \quad (۱۷.۴۴)$$

اختلاف انتروپی نقطه‌ی آغازین و نهایی می‌شود. :

$$\Delta S = S(V_b, T_b) - S(V_a, T_a) = \int_a^b \frac{dQ}{T}. \quad (18.44)$$

این عبارت کاملاً انتروپی را تعریف نمی‌کند؛ بلکه فقط اختلاف انتروپی بین دو حالت را می‌دهد. اگر بتوانیم مقدار انتروپی را برای یک حالت خاص بسنجیم، می‌توانیم مقدار انتروپی را به‌طور خالص تعریف کنیم. برای زمانی طولانی این باور وجود داشت که انتروپی خالص معنایی ندارد؛ بلکه فقط می‌توان تغییر آن را تعریف کرد. اما سرانجام نرنست^{۲۷} آن‌چه را که خود نظریه‌ی گرما می‌نامید، ارائه کرد؛ که قانون سوم ترمودینامیک هم نامیده می‌شود. بسیار ساده است. ما محتوای آن را خواهیم گفت، اما در مورد برهان درست‌اش توضیحی نخواهیم داد. اصل بنیادین نرنست می‌گوید انتروپی هر جسمی در دمای صفر مطلق، صفر است. برای یک T و V یعنی $T = 0$ ، می‌دانیم که S برابر با صفر است؛ بنابراین می‌توانیم انتروپی را در نقطه‌ی دیگری نیز به‌دست آوریم.



شکل ۱۱.۴۴: تغییر انتروپی در یک چرخه‌ی کاملاً برگشت‌پذیر.

به‌عنوان نمونه‌ای از این پدیده‌ها، بیایید انتروپی یک گاز کامل را محاسبه کنیم. در یک انبساط هم‌دما (و در نتیجه برگشت‌پذیر)، $\int \frac{dQ}{T}$ برابر است با $\frac{Q}{T}$ ؛ چرا که T ثابت است. بنابراین از رابطه‌ی «؟» تغییر انتروپی برابر است با:

$$S(V_a, T) - S(V_b, T) = Nk \ln \frac{V_a}{V_b},$$

پس $S(V, T) = Nk \ln V$ ، به‌علاوه‌ی تابعی فقط از T . بستگی S به T چگونه است؟ می‌دانیم که در یک انبساط بی‌درروی برگشت‌پذیر، هیچ گرمایی رد و بدل نمی‌شود. پس با وجود تغییر V ، S ثابت می‌ماند. با در نظر داشتن اینکه T هم خود تغییر می‌کند، به‌طوری که $TV^{\gamma-1} = \text{ثابت}$ است. آیا موافقید که عبارات بالا به نتیجه‌ی زیر منتهی می‌شود؟:

$$S(V, T) = Nk \left[\ln V + \frac{1}{\gamma - 1} \ln T \right] + a,$$

²⁷Nernst

که a ثابتی مستقل از V و T است. $[a]$ را ثابت شیمیایی می‌نامند که به گاز مورد نظر بستگی دارد. محاسبه‌ی آن به‌طور تجربی از نظریه‌ی نرنست ممکن است؛ با اندازه‌گیری گرمای آزاد شده در خنک‌کردن و منقبض‌کردن گاز تا جایی که در دمای صفر، به حالت جامد درآید (در مورد هلیوم، حالت مایع)، با محاسبه‌ی انتگرال $\int \frac{dQ}{T}$. این ثابت را همین‌طور می‌توان به‌صورت تئوری و از ثابت پلانک و مکانیک کوانتومی محاسبه کرد که ما در این درس به آن نمی‌پردازیم.]

حال چندی از ویژگی‌های انتروپی اجسام را ذکر می‌کنیم. اولاً به خاطر بسپارید که اگر در طول یک چرخه‌ی برگشت‌پذیر از a به b برویم، انتروپی ماده با اندازه‌ی $S_b - S_a$ تغییر خواهد کرد. هم‌چنین به یاد داشته‌باشید که در طول مسیر، انتروپی - گرمای داده‌شده در واحد دما - مطابق قاعده‌ی $dS = \frac{dQ}{T}$ افزایش می‌یابد؛ که dQ گرمایی است که وقتی ماده در دمای Q قرار دارد، از آن می‌گیریم.

از قبل می‌دانیم که اگر چرخه‌ی برگشت‌پذیری داشته‌باشیم، انتروپی کل همه چیز، تغییری نمی‌کند. برای اینکه گرمای Q_1 جذب‌شده در T_1 و گرمای خارج‌شده در T_2 ، متناظر تغییرات برابر ولی خلاف جهت هم در انتروپی هستند، پس تغییر خالص انتروپی صفر است. یعنی برای یک چرخه‌ی برگشت‌پذیر، انتروپی هیچ چیز (شامل حمام‌های گرمایی) تغییری نمی‌کند. این قاعده ممکن است شبیه همان پایستگی انرژی به‌نظر برسد، اما نیست. این قاعده تنها برای چرخه‌های برگشت‌پذیر صادق است. اگر چرخه‌های برگشت‌ناپذیر را هم در نظر بگیریم، قانون پایستگی انتروپی برقرار نخواهد بود. دو مثال را بررسی خواهیم کرد. اول، فرض کنید روی جسمی به‌وسیله‌ی اصطکاک، کار برگشت‌ناپذیر انجام دهیم که گرمای Q را در جسمی در دمای T تولید کند. انتروپی به اندازه‌ی $\frac{Q}{T}$ افزایش می‌یابد. گرمای Q برابر کار است، پس وقتی به‌وسیله‌ی اصطکاک، مقدار معینی کار روی جسمی که دمایش T است، انجام می‌دهیم، انتروپی کل جهان به‌ی اندازه $\frac{W}{T}$ افزایش می‌یابد.

مثال دیگری از برگشت‌ناپذیری: اگر دو جسم غیر هم‌دما، مثلاً T_1 و T_2 را کنار هم قرار دهیم، مقداری گرما به‌طور خودبه‌خود میان آن‌ها شارش خواهد کرد. فرض کنید برای مثال، یک سنگ داغ را در آب سرد بیندازیم. وقتی گرمای ΔQ از T_1 به T_2 منتقل می‌شود، انتروپی سنگ داغ چقدر تغییر می‌کند؟ به اندازه‌ی $\frac{\Delta Q}{T_1}$ کاهش می‌یابد. انتروپی آب چه؟ به اندازه‌ی $\frac{\Delta Q}{T_2}$ افزایش می‌یابد. البته گرما فقط از دمای بالاتر T_1 به دمای پایین‌تر T_2 شارش خواهد کرد. به‌طوری که ΔQ بزرگ‌تر از صفر است، اگر T_1 بزرگ‌تر از T_2 باشد. پس تغییر در انتروپی کل جهان مثبت است و اختلاف میان این دو می‌شود:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T_2} - \frac{\Delta Q}{T_1}. \quad (19.44)$$

پس عبارت مقابل صحیح است: در هر فرآیند برگشت‌ناپذیری، انتروپی جهان افزایش می‌یابد. تنها در فرایندهای برگشت‌پذیر است که انتروپی ثابت می‌ماند. از آن‌جا که هیچ فرایندی کاملاً برگشت‌پذیر نیست، جهان همیشه با افزایشی، هرچند کوچک، در انتروپی همراه است. فرایند برگشت‌پذیر، حالت ایده‌آلی است که افزایش انتروپی را کمینه کرده‌ایم. متأسفانه قرار نیست عمیق‌تر و وسیع‌تر وارد وادی ترمودینامیک شویم. هدف ما تنها نشان دادن ایده‌های اصلی و دلایلی است که چنین استدلال‌هایی را ممکن می‌سازند. اما قرار نیست در این دوره خیلی از

ترمودینامیک استفاده کنیم. ترمودینامیک اغلب توسط مهندسان و خصوصاً شیمی دانان به کار گرفته می‌شود. پس باید ترمودینامیک را به طور عملی در مهندسی و شیمی بیاموزیم. چون نوشتن همه چیز از لحاظ زمانی مقرون به صرفه نیست، به جای پرداختن به کاربردهای خاص، به بحثی درباره‌ی ریشه‌ی ترمودینامیک بسنده می‌کنیم.

دو قانون ترمودینامیک اغلب این طور بیان می‌شوند:

قانون اول: انرژی جهان همواره ثابت است.

قانون دوم: انتروپی جهان همواره رو به افزایش است.

این بیان خوبی از قانون دوم نیست. به طور مثال، اصلاً به این اشاره‌ای نمی‌کند که در یک چرخه‌ی برگشت پذیر انتروپی ثابت می‌ماند و از ماهیت انتروپی هم حرفی به میان نمی‌آورد. این تنها راه ساده‌ای برای به خاطر سپردن دو قانون است؛ وگرنه آن قدرها هم راه‌گشای ما نیست. قوانین مورد بحث در این فصل را در جدول؟؟ به طور خلاصه آورده‌ایم. در فصل بعد، این قوانین را به کار خواهیم برد تا رابطه‌ی میان گرمای تولید شده در نوار لاستیکی حین انقباض و تنش اضافی موقع گرم شدنش را به دست آوریم.

Summary

First Law: Heat put in + Work done on = Increase in internal energy
 $dQ + dW = dU$

Second Law: a process whose net result is only to take heat from a reservoir and convert it to work is impossible.

No heat engine taking heat Q_1 from T_1 , and delivering heat at T_2 can do more work than a reversible engine, for which $W = Q_1 - Q_2 = Q_1 \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1} \right)$

Entropy of a system is defined this way (a) If heat ΔQ is added reversibly to a system at temp T , the increase in entropy of system is $\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}$

(b) at $T=0$, $S=0$ (third law)

In reversible change Total Entropy of all parts (system + reservoir) doesn't change always increases

↑ i.e. system + reservoir don't at same temp T

جدول ۱.۴۴: خلاصه‌ی قوانین ترمودینامیک

قانون اول:

افزایش انرژی درونی سیستم = کار انجام شده روی سیستم + گرمای وارد شده به سیستم

$$dQ + dW = dU.$$

قانون دوم:

فرآیندی که تنها نتیجه‌ی خالصش، گرفتن گرما از حمام گرمایی و تبدیل آن به کار باشد، ناممکن است. هیچ ماشینی که گرمای Q_1 را از T_1 می‌گیرد و گرمای Q_2 را در T_2 به بیرون می‌دهد، نمی‌تواند بیش‌تر از ماشین برگشت‌پذیر کار انجام دهد؛ که برابر است با:

$$W = Q_1 - Q_2 = Q_1 \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1} \right).$$

انتروپی یک سیستم این‌طور تعریف می‌شود:

(الف) اگر گرمای ΔQ به‌طور برگشت‌پذیر به سیستمی در دمای T اضافه شده‌است، افزایش انتروپی سیستم $\Delta S = \Delta Q/T$ است.

(ب) در دمای $T = 0$ ، $S = 0$ است. (قانون سوم)

در یک تغییر برگشت‌پذیر، انتروپی کل تمام اجزای سیستم (شامل حمام‌های گرمایی) تغییری نمی‌کند. در تغییر برگشت‌ناپذیر، انتروپی کل سیستم افزایش می‌یابد.