



قطب علمی تبدیل انرژی
گروه تبدیل انرژی
دانشکده مهندسی مکانیک



ترمودینامیک ۱

سیامک کاظم‌زاده حنانی
مهدی کارزار جدی



۱۳۸۴

فهرست نویسی

عنوان: ترمودینامیک ۱

Thermodynamics I: عنوان انگلیسی:

نویسندگان: سیامک کاظمزاده حنانی و مهدی کارزار جدی

تاریخ انتشار الکترونیکی: ۱۳۸۴

آدرس اینترنتی: <http://sina.sharif.edu/~ceec>

Thermodynamics I

Siamak Kazemzadeh Hannani and Mehdi Karzar Jeddi

Center of Excellence in Energy Conversion (CEEC)

Sharif University of Technology, Tehran, Iran

Winter 2006

	فهرست مطالب
۱	فهرست نویسی
۲	فهرست مطالب
۵	مقدمه
۶	فصل اول: تعاریف
۶	تعاریف اصلی
۶	تعریف ترمودینامیک
۶	قانون صفرام یا اصل همدمائی
۷	قانون اول ترمودینامیک
۷	قانون دوم ترمودینامیک
۸	تعاریف فرعی
۸	تعریف سیستم ترمودینامیکی
۱۰	تعریف خاصیت
۱۰	فرآیند
۱۱	خواص متمرکز و گسترده
۱۱	تعادل ترمودینامیکی
۱۱	فرآیند غیر تعادلی و تعادلی
۱۳	فصل دوم: خواص ماده ساده تراکم‌پذیر
۱۳	تعریف ماده خالص
۱۳	تعادل فاز بخار و مایع
۱۶	تعریف کیفیت
۲۱	درونیایی از جداول
۲۳	فصل سوم: کار و گرما
۲۳	تعریف کار
۲۵	کار در فرآیند شبه تعادلی
۲۵	الف) فرآیند حجم ثابت
۲۵	ب) فرآیند فشار ثابت (با در نظر گرفتن رفتار گاز کامل)
۲۵	پ) فرآیند دما ثابت یا ایزوترمال برای گاز کامل (یعنی $PV=Const$)
۲۶	ت) فرآیند پلی‌تروپیک

۲۶	تشابه بین کار و گرما
۲۷	فصل چهارم: قانون اول ترمودینامیک
۲۷	قانون اول ترمودینامیک
۲۹	قانون اول ترمودینامیک برای یک فرآیند
۲۹	تعریف آنتالپی
۲۹	آنتالپی برای گاز ایده آل
۲۹	گرمای ویژه گاز ایده آل بر حسب واحد جرم
۳۱	گرمای ویژه گاز ایده آل
۳۱	گرمای ویژه در حجم ثابت
۳۱	گرمای ویژه در فشار ثابت
۳۲	آزمایش ژول
۳۲	تغییرات گرمای ویژه با دما
۳۳	یک رابطه بسیار مهم بین C_{v_o} و C_{p_o}
۳۳	طرق محاسبه اختلاف انرژی داخلی و آنتالپی گاز کامل
۳۴	قانون بقاء جرم برای حجم کنترل
۳۵	محاسبه دبی برای جریان یک بعدی یکنواخت در لوله‌ها
۳۶	اصل بقاء انرژی (قانون اول ترمودینامیک) در مورد حجم کنترل
۳۷	فرآیند حالت دائمی - جریان دائمی
۳۸	فرآیند حالت یکنواخت - جریان یکنواخت
۳۹	فصل پنجم: قانون دوم ترمودینامیک
۳۹	ماشین یا موتور حرارتی
۴۰	پمپ حرارتی
۴۱	منبع حرارتی
۴۱	راندمان یا بازده حرارتی
۴۱	تعریف ضریب کارائی برای پمپ حرارتی
۴۲	بیان قانون دوم ترمودینامیک
۴۲	بیان کلاسیوس
۴۴	بیان کلوین پلانک
۴۴	اثبات معادل بودن بیان کلاسیوس و کلوین پلانک
۴۵	ماشین حرکت دائمی نوع دوم
۴۷	فرآیند برگشت پذیر

۵۲	فرآیند برگشت پذیر داخلی
۵۲	نامعادله کلاسیوس
۵۷	انتروپی خاصیت سیستم بسته
۵۸	تغییرات انتروپی برای یک فرآیند برگشت ناپذیر
۵۹	اصل افزایش انتروپی
۶۰	قابلیت کاردهی
۶۳	تغییرات انتروپی جامدات و مایعات
۶۶	روش ساده برای محاسبات فرآیند آدیاباتیکی برگشت پذیر گازهای کامل
۶۷	محاسبه کار در فرآیند آدیاباتیکی برای گاز کامل و C_{Po}, C_{vo} ثابت
۶۷	فرآیند پلی تروپیک برگشت پذیر برای گاز کامل
۶۷	فرآیند برگشت پذیر همدمای گاز کامل
۶۸	تعمیم قانون دوم ترمودینامیک برای حجم کنترل
۶۹	کار فرآیند حالت دائمی جریان دائمی برگشت پذیر
۶۹	اصل افزایش انتروپی برای حجم کنترل
۷۱	سیکل کارنو
۷۷	مراجع برای مطالعه بیشتر

مقدمه

جزوه حاضر خلاصه ای از برخی از فصول مباحث درسی ترمودینامیک ۱ است که در دوره کارشناسی مهندسی مکانیک توسط همکاران ارجمند تدریس می گردد. هدف از تدوین این جزوه راهنمایی دانشجویان در خلاصه نمودن مباحث مهم و مفاهیم اصلی درس می باشد که امیدوارم بتواند دانشجویان را در درک مطالب کمک کرده و عاملی جهت موفقیت در آزمونهای کلاسهای مربوطه باشد. شایان ذکر است که درک عمیق مفاهیم ترمودینامیک صرفاً توسط مطالعه با حوصله کتب مرجع امکان پذیر می باشد. لذا، این جزوه به تنهایی نمی تواند بدین منظور قابل استفاده باشد.

در تهیه این جزوه آقای مهندس مهدی کارزار جدی به عنوان مولف و سرکار خانم فرشته پورشریفی به عنوان تایپیست مرا یاری کرده اند که از این بزرگواران سپاسگزاری می گردد.

سیامک کاظمزاده حنانی

تهران - اسفند ۱۳۸۴

دانشگاه صنعتی شریف

فصل اول: تعاریف

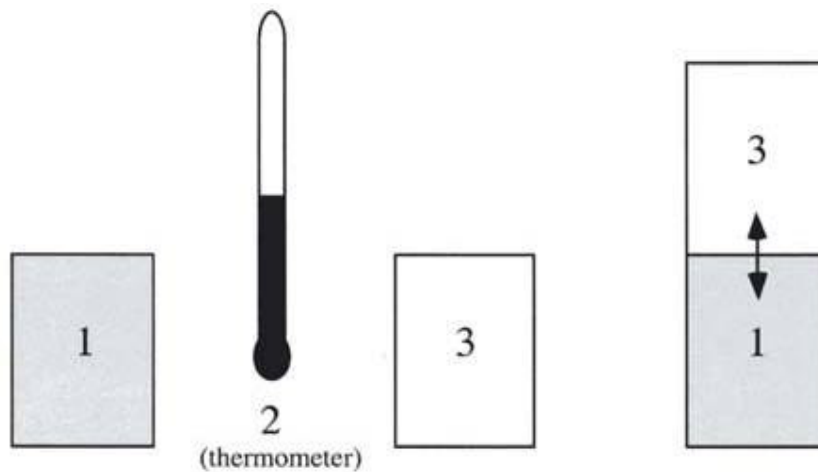
۱-۱ تعاریف اصلی

تعریف ترمودینامیک

علمی است که در مورد روش های تبدیل انرژی و تغییرات خواص ماده در اثر تبدیل انرژی، تغییر فاز و یا تماس با ماده دیگر بحث می کند. این تعریف بسیار کلی است و در واقع هنگامی می توان این تعریف را واقعاً درک کرد که با جوانب کاربردی آن آشنا شده باشیم. بعبارت دیگر تجربه و حوصله خواننده نقش مهمی در فهم مطالب دارد. خواننده نباید انتظار داشته باشد که در طول یک ترم تحصیلی کلیه مفاهیم این درس را مانند دروس استاتیک یا مقاومت مصالح درک کند بلکه یادگیری دروس دیگر مانند انتقال حرارت، سیالات و کاربردهای این دروس دریچه جدیدی را می گشاید و ابهامات درس ترمودینامیک در طول زمان و طی دوره چهارساله کارشناسی تا حدود زیادی از بین می رود. با این وجود، مشکلات فوق الذکر نباید منجر به بی علاقهی دانشجویان به این درس گردد. ترمودینامیک کلاسیک بر پایه سه قانون اصلی که از تجربه نتیجه گرفته شده است بنا نهاده شده است.

قانون صفرام یا اصل همدمائی

هرگاه دو جسم با جسم سومی در تعادل حرارتی باشند آنگاه آن دو جسم با هم در تعادل حرارتی یعنی همدمای خواهند بود.



$$\text{if } T_1 = T_2$$

$$\text{and } T_2 = T_3$$

$$\text{then } {}_1Q_3 = 0$$

شکل بیان قانون دوم ترمودینامیک برای سه جسم همدمای (دو جسم ۱ و ۲ در تعادل حرارتی هستند همچنین دو

جسم ۲ و ۳ در تعادل حرارتی هستند در نتیجه دو جسم ۱ و ۳ خود در تعادل حرارتی می باشند).

برای درک بهتر بیان قانون صفرام نیاز به آشنایی با عبارات و تعاریف خاص این قانون می باشد. به همین منظور باید پاره ای تعاریف در زیر ارائه گردد. مثلاً منظور ما از تعادل حرارتی باید مشخص

گردد. ولی هنوز حرارت را تعریف نکرده‌ایم. پس در این قسمت گریزی می‌زنیم به تعریف پایه‌ای حرارت: حرارت شکلی از جریان انرژی است که در اثر اختلاف دمای بین دو محیط صورت می‌گیرد. پس باید اختلاف دما وجود داشته باشد تا انتقال حرارت صورت پذیرد. در این صورت قانون صفرام را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

هرگاه جسم A، با جسم B (که اختلاف دما ممکن است داشته باشد) در کنار یکدیگر قرار بگیرند یعنی در تبادل حرارتی باشند و به دمای تعادل T برسند و سپس جسم B با جسم C نیز به دمای تعادل T برسد یعنی در انتها بین آنها هیچگونه حرارتی منتقل نشود آنگاه دو جسم A و B قبل از دخالت ما همدما بوده‌اند.

تذکر: در بیان قانون فوق جسم A، B و C نباید با هم از فیزیکی مخلوط یا از نظر شیمیایی ترکیب شوند.

قانون اول ترمودینامیک

اصل بقاء انرژی یا اصل ثابت بودن کمیت انرژی است. در بیان فوق ملاحظه می‌شود که به انرژی صفتی اطلاق کرده‌ایم و گفته‌ایم انرژی کمیت دارد. می‌دانیم که انرژی جنبشی یک جسم بوسیله رابطه $E = \frac{1}{2}mV^2$ که m جرم و V سرعت آن است محاسبه می‌شود یعنی کمیت انرژی جنبشی مقدار E است. قانون اول می‌گوید که این کمیت E را نمی‌توان از بین برد بلکه از شکلی به شکل دیگر تبدیل می‌شود مثلاً در اثر صعود به ارتفاع h، جسم دارای انرژی پتانسیل می‌شود که کمیت آن اگر سرعت در ارتفاع h صفر شود، همان E است یا داریم:

$$\frac{1}{2}mV^2 = E = mgh \quad (1-1)$$

در رابطه فوق g شتاب ثقل است.

قانون دوم ترمودینامیک

به نظر می‌رسد که قانون اول ترمودینامیک از آنچه در مورد انرژی هنگامی که از یک نوع به نوعی دیگر تبدیل می‌شود، تصویر کاملی نمایش نمی‌دهد. برای احساس ما همواره تبدیل شدن و از شکلی به شکلی دیگر درآمدن منجر به گم شدن یا ناپدید شدن یک چیزی است که براحتی قابل تعریف نمی‌باشد. بدن انسان در طول سالیان پیر می‌شود. به نظر می‌رسد که انرژی نیز در هنگام زندگی خود و از شکلی به شکلی دیگر تبدیل شدن باید یک خاصیت منفی پیدا کند. آن خاصیت که پیرشدن انرژی را بیان می‌کند توسط قانون دوم ترمودینامیک بیان می‌شود. عبارت دیگر قانون دوم ترمودینامیک قانون اول را به این صورت تکمیل می‌کند. اگر چه کمیت انرژی در جهان ثابت است (E) ولی کیفیت آن هر لحظه در اثر تبدیل یا انتقال انرژی کاهش پیدا می‌کند. آنچه که بیانگر و ارزیابی کننده میزان کاهش کیفیت انرژی است خاصیتی دیگری است که انتروپی (Entropy) نامیده می‌شود.

۱-۲ تعاریف فرعی

تعریف سیستم ترمودینامیکی

سیستم بسته به مجموعه ای معین از جرم را گویند (Closed System) یا (Control Mass). سیستم باز منطقه مشخص از فضا را گویند (Open System) یا (Control Volume) که جرم می تواند از مرز آن عبور نماید. برای مثال هوای موجود در درون یک توپ را می توان به عنوان یک سیستم بسته در نظر گرفت، و یا یک پمپ باد را می توان یک حجم کنترل در نظر گرفت که هوا از آن عبور می نماید.



شکل ۱-۱. هوای موجود در درون توپ فوتبال به عنوان سیستم بسته و پمپ هوا که هوا از آن عبور می نماید به عنوان سیستم باز

هر سیستمی توسط مرز (Boundary) مشخص می شود. این مرز می تواند حقیقی یا مجازی باشد. مرز سیستم می تواند تغییر شکل دهد یا حرکت کند. در سیستم بسته جرم از مرزها عبور نمی کند. ولی در سیستم باز جرم از مرز سیستم عبور خواهد کرد. فضای خارج هر سیستمی را محیط (Environment) گویند. کار و گرما (که بعداً تعریف می شود) می تواند از مرز سیستم بسته یا باز با محیط یا با سیستم بسته و باز دیگری مبادله شود.

مثال ۱: فرض کنید بخواهیم گازی را از حجم V_1 و فشار P_1 توسط انتقال گرما در محفظه سیلندر پیستونی تا فشار P_2 بصورت همدمتا تا دو برابر حجم اولیه منبسط کنیم و هدف یافتن فشار P_2 باشد.

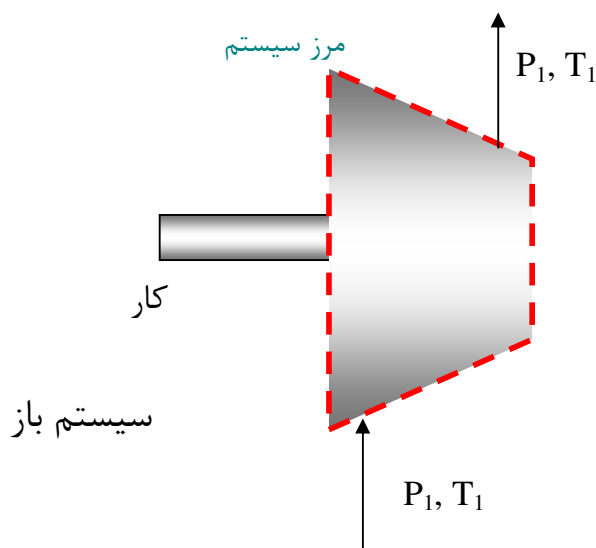


شکل ۱-۲. مثال ۱

به سیلندر گرما می دهیم و وزنه نیز از روی پیستون بر می داریم تا دما بتواند ثابت بماند. فرض کنید سیستم که گاز است رفتار گاز کامل را داشته باشد.

$$P_2 V_2 = P_1 V_1 \rightarrow P_2 = \frac{P_1}{2} \quad (2-1)$$

مثال ۲: فرض کنید گازی را از فشار P_1 و T_1 تا فشار P_2 و T_2 متراکم می‌کنیم و هدف محاسبه کار کمپرسور است.



شکل ۱-۳. مثال ۲

$$W_{\text{کمپرسور}} = C_p (T_2 - T_1)$$

C_p گرمای ویژه گاز در فشار ثابت است.

مثال ۳: فرض کنید گازی در مخزنی قرار داشته باشد و با باز کردن شیر مخزن بخواهیم جرم خروجی از مخزن را در یک مدت زمان (فاصله معینی از زمان) حساب کنیم.



شکل ۱-۴. مثال ۳

در این مثال ملاحظه می‌کنید که می‌توان گاز را به صورت سیستم باز در نظر گرفت و جرمی که از شیر عبور می‌کند تعریف آن را کامل می‌کند. بعداً خواهیم دید که می‌توان با استفاده از روابط جرم خروجی را محاسبه کرد. با این وجود، از دیدگاه نظری می‌توان جرم معینی را نیز در داخل مخزن بعنوان سیستم بسته اختیار کرد و تغییر شکل یا انبساط آن را تحلیل کرده و جرم خروجی را محاسبه نمود.

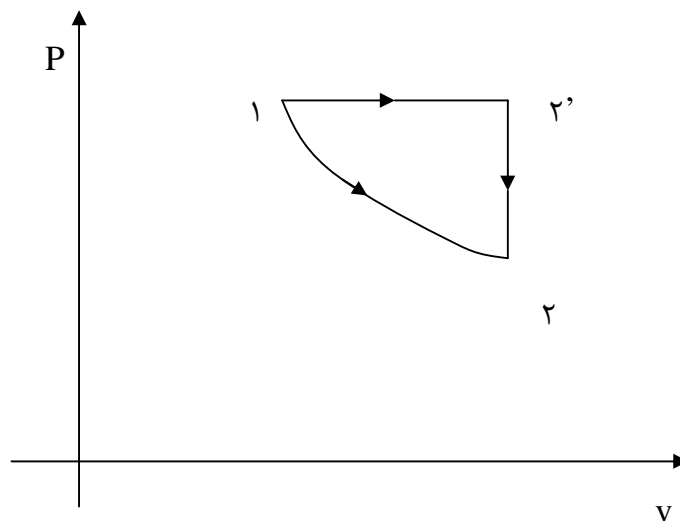
تعریف خاصیت (Property): مشخصه قابل اندازه‌گیری مستقیم و یا غیر مستقیم سیستم را گویند مانند P و V و T (قابل اندازه‌گیری مستقیم) و U (انرژی داخلی) و H (انتالپی) و S (انتروپی) (خواص قابل اندازه‌گیری یا محاسبه غیر مستقیم بوسیله روابط ریاضی). کار و گرما خاصیت یک سیستم نیستند چون سیستم در یک حالت معینی دارای مقدار معینی کار یا گرما نیست بلکه کار و گرما در اثر تغییر حالت یک سیستم می‌تواند با سیستم دیگر یا محیط مبادله شود.

فرآیند Process: اگر سیستمی تغییر حالت بدهد (یعنی خواص آن تغییر کند) به مسیر تغییر حالتها فرآیند گویند.

مثال ۴: در مثال اول برای گاز کامل داریم:

$$PV = mRT$$

$$T = \text{ثابت} \rightarrow PV = \text{ثابت} \rightarrow P = \frac{\text{ثابت}}{V}$$



شکل ۱-۵. مثال ۴

پس اگر نمودار P, V برای این فرآیند رسم شود بصورت هذلولی خواهد بود. می‌توانیم از حالت ۱ به ۲ طی یک مسیر دیگری برسیم مثلاً ابتدا گرم کنیم ($1-2'$) و سپس وزنه را برداریم تا فشار کم شود و گاز سرد شود ($2'-2$).

تذکر: بعبارت دیگر خاصیت سیستم کمیتی است که تغییرات آن فقط بستگی به حالت ابتدائی و انتهائی فرآیند دارد و به مسیر تغییرات بستگی ندارد، مانند فشار و دما. کار و گرما به مسیر فرآیند بستگی دارند و در نتیجه خاصیت سیستم محسوب نمی‌شوند.

خواص متمرکز و گسترده

خواص بر دو نوع هستند: خواص متمرکز (Intensive) و خواص گسترده (Extensive). اگر سیستمی را به چند قسمت (مساوی یا نامساوی) تقسیم کنیم و مقدار یک خاصیت برای کل سیستم برابر مجموع مقادیر خاصیت در قسمت‌های مختلف باشد آن خاصیت گسترده است مانند جرم و یا حجم.

خواص متمرکز خواصی هستند که در یک نقطه قابل تعریف باشند مانند فشار P و دمای T و حتی حجم مخصوص $v = V/m$ ، بطور کلی هر خاصیت گسترده را با تقسیم بر جرم بشرط آنکه پیوستگی ماده از بین نرود می‌توان به خاصیت متمرکز تبدیل کرد مانند حجم مخصوص:

$$v = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta m} \quad (3-1)$$

تعادل ترمودینامیکی (Thermodynamic Equilibrium) ترمودینامیک کلاسیک سیستم‌های در حالت تعادل را بررسی می‌کند. منظور از تعادل ترمودینامیکی یعنی اولاً در سیستم اختلاف فشار (گردایان فشار) نباشد (تعادل مکانیکی) زیرا در غیر این صورت با قراردادن یک پیستون در بین دو قسمت گردایان فشار، می‌تواند کار انجام شود و فشارهای اولیه تغییر می‌کنند. ثانیاً اختلاف دما وجود نداشته باشد (تعادل حرارتی) بعبارت دیگر سیستمی در حالت تعادل است که هرگاه آن را از محیط منزوی (Isolate) کنیم هیچگونه تغییر فیزیکی در آن پدید نیاید و خواص آن تغییر نکنند.

فرآیند غیر تعادلی و تعادلی Equilibrium and Non-equilibrium Process در بخش

قبلی گفتیم که ترمودینامیک کلاسیک فقط قادر به بررسی و مطالعه سیستم‌های در حالت تعادل می‌باشد. در این صورت در طی فرآیند که حالت سیستم در تغییر است چگونه می‌توان از ترمودینامیک کلاسیک استفاده کرد؟ رمز کار در این است که برای هر فرآیند واقعی یک فرآیند مرجع (ایده‌آل) که به نوعی سایه فرآیند واقعی است تعریف می‌کنیم. این فرآیند ایده‌آل بسیار آهسته انجام می‌شود بطوریکه در مسیر فرآیند تغییر حالت‌ها از حالت (۱) به حالت (۲) فرض می‌کنیم که از بی‌نهایت حالت تعادل تشکیل شده باشد. بعبارت دیگر فرآیند آنقدر آهسته انجام می‌شود که در اثر تغییرات جزئی ابتدا بلافاصله کلیه خواص ماده در حالت یکنواخت (تعادل ترمودینامیکی) قرار می‌گیرد و سپس تغییرات جزئی بعدی انجام می‌شود تا اینکه به حالت نهائی ۲ برسد. به این فرآیند ایده‌آل که صرفاً در ذهن قابل تصور است فرآیند شبه تعادلی یا Quasi-Equilibrium می‌گویند. ممکن است در اینجا سؤال شود که چه کاربردی تعریف چنین فرآیندی دارد؟ همانطور

که قبلاً اشاره شد فرآیند شبه تعادلی مرجع به ما امکان بررسی از طریق ترمودینامیک تعادلی یا ترمودینامیک کلاسیک را فراهم می‌سازد و بگونه‌ای که می‌توان مثلاً برای فرآیند ایده‌آل مقایسه کار و گرمای مبادله شده را محاسبه کرد. اکنون فقط لازم است که با اعمال یک ضریب تصحیح که از تجربه و آزمایش بدست می‌آید مقادیر کار و گرما واقعی را محاسبه کرد. چنین روشی یک قرن است که در عمل استفاده می‌شود و اعتبار کاربردی خود را ثابت کرده است.

تذکر: گاهی فرآیند چنان سریع انجام می‌شود که فرآیند شبه تعادلی نظیر آن متصور نخواهد بود. در این صورت مسیر فرآیند توسط ترمودینامیک کلاسیک نمی‌تواند بیان شود. البته نقاط (حالات) ابتدائی و انتهائی فرآیند که در آن نقاط (حالات) ماده در تعادل ترمودینامیکی است قابل بررسی می‌باشد.

فصل دوم: خواص ماده ساده تراکم پذیر

تعریف ماده خالص

ماده‌ای است که ترکیب شیمیایی آن همگن و تغییر ناپذیر است مانند آب یا مخلوط آب و یخ و بخار آب. هوا را هم در فاز گازی با تقریب می توان ماده خالص فرض کرد چون در هر نقطه فیزیکی هوا از ۲۱٪ حجمی O_2 و ۷۹٪ N_2 تشکیل می‌شود و اگر از درصد گازهای دیگر صرف نظر کنیم این ترکیب در همه نقاط ثابت است.

ماده خالص ساده تراکم پذیر

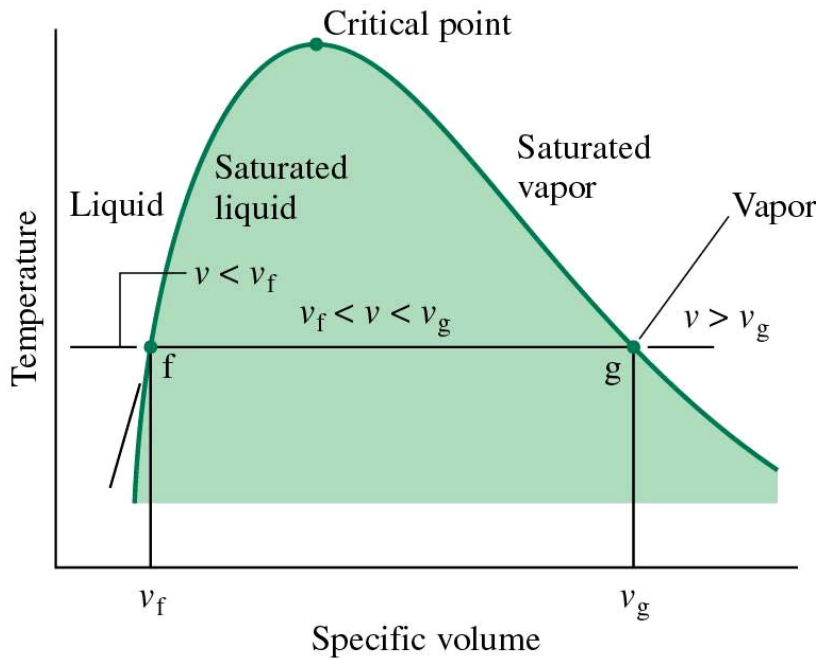
ماده خالصی است که از اثر میدان های ثقل، الکتریکی، مغناطیسی و اثرات کشش سطحی در آن صرف نظر می‌شود یعنی مثلاً انرژی ماده تابعی از شدت میدان مغناطیسی نباشد. تجربه نشان می‌دهد که برای تعیین حالت یک ماده خالص ساده تراکم پذیر معلوم بودن فقط دو خاصیت مستقل کفایت می‌کند مثلاً برای گاز کامل با رابطه حالت $PV=mRT$ اگر P و V معلوم باشد می‌توان T را محاسبه کرد و در نتیجه حالت ماده معلوم می‌شود.

تعادل فاز بخار و مایع

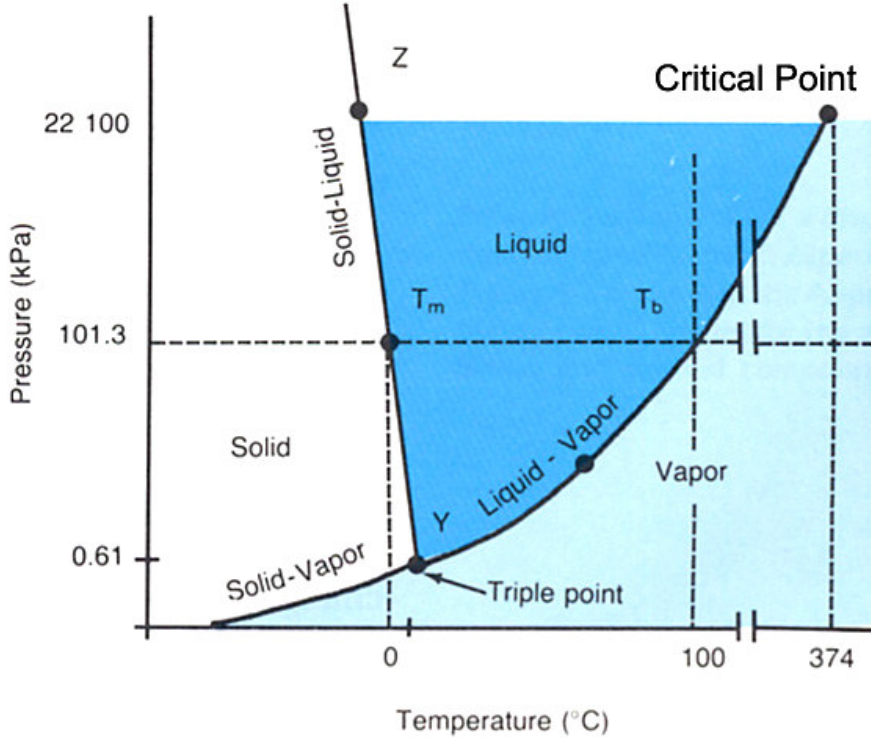
تعریف دمای اشباع Saturation Temp

در یک فشار معین، دمای اشباع ماده خالص دمائی است که در آن تبخیر یا میعان شروع می‌شود. این فشار را فشار اشباع Saturation Pressure در آن دما گویند. مایع را در دما و فشار اشباع، مایع اشباع Saturated liquid می‌نامند. اگر در یک فشار معین دمای ماده از دمای اشباع کمتر باشد یا حجم مخصوص آن از حجم مخصوص اشباع کمتر باشد مایع را مادون سرد Sub-cooled گویند. همچنین اگر در یک دمای معین فشار از فشار اشباع بیشتر باشد مایع متراکم Compressed خوانده می‌شود. توجه کنید که حالت Compressed, Sub-cooled از نظر ترمودینامیکی یکسان هستند فقط بستگی دارد که تعریف نسبت به دما انجام می‌شود یا نسبت به فشار.

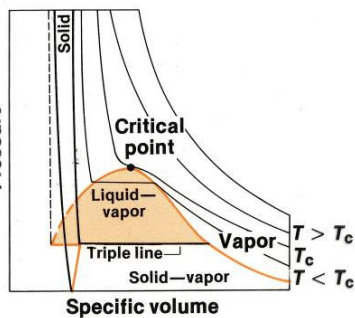
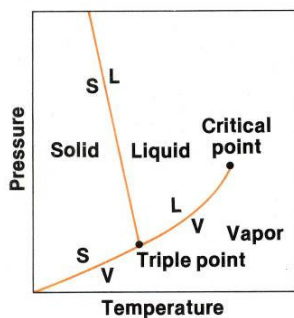
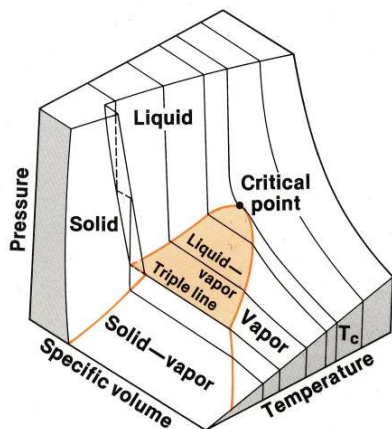
بخار را در دما و فشار اشباع، بخار اشباع یا بخار خشک خوانند (Dry or Saturated Steam) اگر بخار و مایع در تعادل با یکدیگر داشته باشیم به آن بخار مرطوب Wet Steam گفته می‌شود. اگر در یک فشار معین دمای بخار از دمای اشباع بیشتر باشد یا حجم مخصوص آن از حجم مخصوص بخار اشباع بیشتر باشد به آن بخار فوق گرم گویند (Super-heated Steam). عبارت دیگر در یک دمای معین، فشار بخار از فشار اشباع کمتر باشد به آن بخار فوق گرم گویند. رسم نمودارهای $(P-v)$ ، (T,v) کمک زیادی به درک مطلب می‌کند، در صفحات بعدی با ذکر مثالهایی نکات فوق روشن خواهد شد.



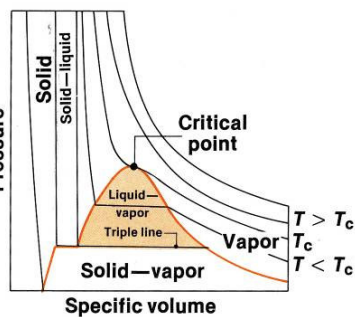
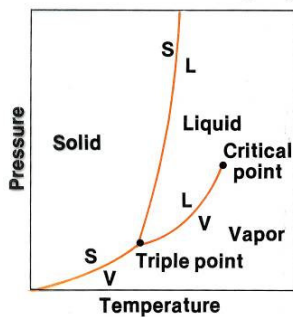
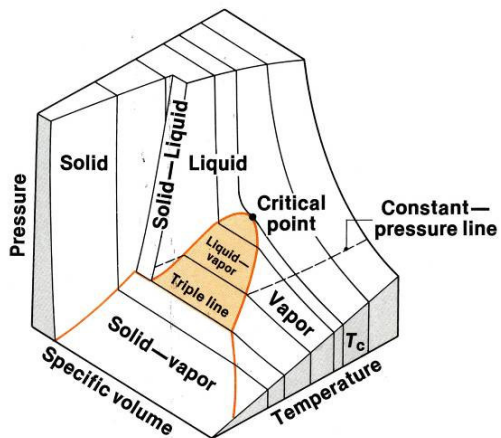
شکل ۱-۲. دیاگرام دما-حجم مخصوص



شکل ۲-۲. دیاگرام تعادل گاز مایع، جامد و بخار برای آب



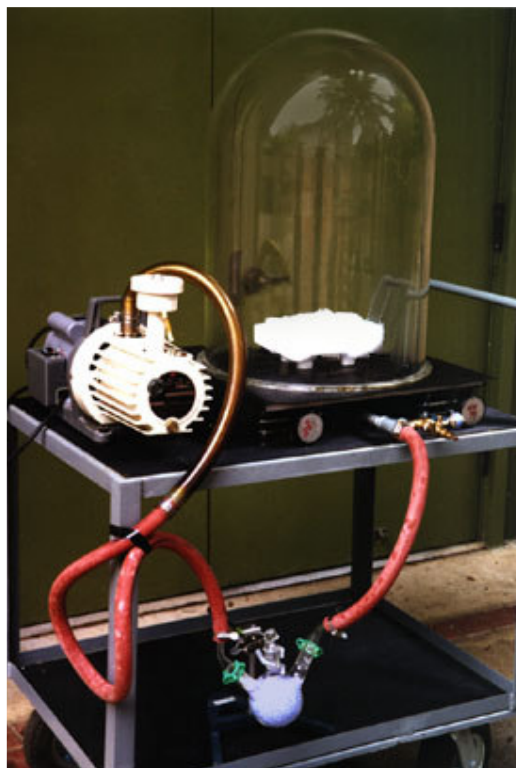
شکل ۲-۳. دیاگرام فشار، دما و حجم ماده‌ای که هنگام انجماد منبسط می‌شود



شکل ۲-۴. دیاگرام فشار، دما و حجم ماده‌ای که هنگام انجماد منقبض می‌شود

دربالتر از نقطه بحرانی هیچگونه تعادلی بین دو فاز مایع با بخاریعی تعادل بین دو فاز با ویژگیهای فیزیکی کاملاً متفاوت نمی تواند تعریف گردد. درپائین تراز نقطه بحرانی می توانیم در یک ظرف سر بسته تعادلی از مایع و بخار داشته باشیم ویژگی مایع آن است که افزایش فشارحجم آنرا خیلی کم تغییر می دهد و از ویژگی بخار آن است که افزایش فشارحجم آن را زیاد تغییر می دهد. در بالاتر از نقطه بحرانی بطور پیوسته و به تدریج می توان فاز مایع را به فازی که حجم آن نسبتاً متاثر از فشار است و سپس به فاز گازی شکل تبدیل کرد. توجه می کنید که از نظر فیزیکی تفاوت بین بخار و گاز نمی توان قائل شد ولی عموماً بخار به ماده ای گفته می شود که در تعادل با مایع باشد یا اینکه از حالت اشباع خیلی دور نباشد و یا درجه فوق گرم آن کم باشد و یا بالاتر از دمای بحرانی قرار نداشته باشد.

نقطه سه گانه عبارتست از دما و فشار خاصی که در آن هر سه حالت بخار، مایع و جامد همزمان در تعادل وجود دارند. برای ایجاد این حالت شرایط آزمایشگاهی خاصی مورد نیاز است. در شکل بستر آزمایش مربوط به ایجاد نقطه سه گانه آب مشاهده می گردد.



شکل ۲-۵. بستر آزمون ایجاد نقطه سه گانه آب با استفاده از پمپ خلاء

تعریف کیفیت: کیفیت را می توان به صورت نسبت جرمی بخار به کل جرم بخار و مایع در حالت اشباع تعریف نمود.

$$x = \frac{m_g}{m_f + m_g} \quad \begin{matrix} \text{جرم} & \text{بخار} \\ \text{جرم} & \text{مایع} \end{matrix} \quad (1-2)$$

$$v = \frac{V}{m} = \frac{V_f + V_g}{m_g + m_f} = \frac{m_f v_f + m_g v_g}{m_g + m_f} \quad (2-2)$$

$$v = \frac{m_f}{m_g + m_f} v_f + \frac{m_g}{m_g + m_f} v_g \quad (3-2)$$

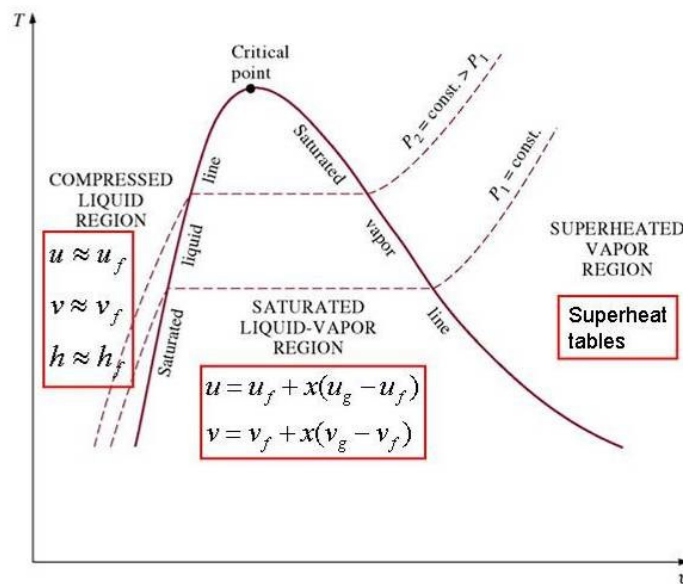
$$v = (1-x)v_f + xv_g \quad (4-2)$$

$$v = v_g + x(v_g - v_f)$$

$$v_{fg} = v_g - v_f$$

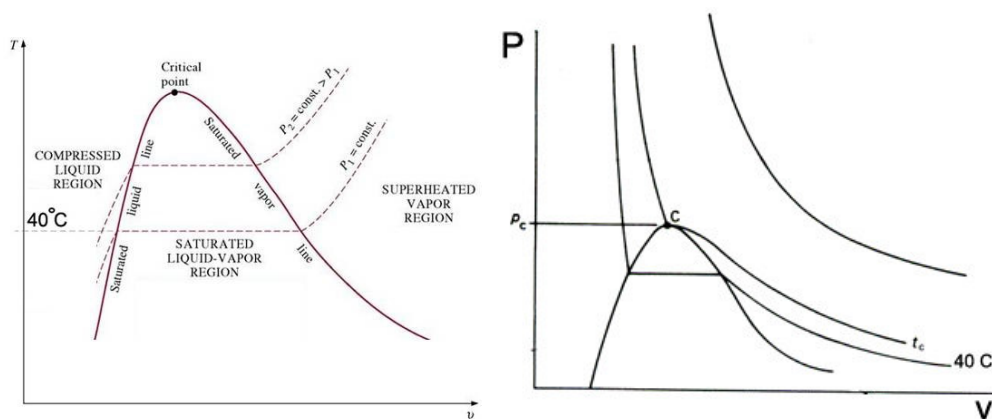
$$v = v_f + xv_{fg}$$

استفاده از جداول A.1.1 و A.1.2 و A.1.3 و A.1.4



شکل ۲-۶. دیاگرام دما و حجم مخصوص

مثال: در یک ظرف سر بسته به حجم 2m^3 مایع اشباع در دمای 40°C موجود است مطلوبست فشار و جرم آب.

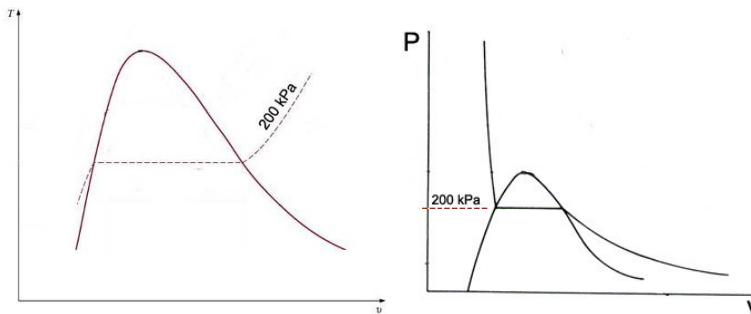


شکل ۲-۷. مثال

$$A.1.1 \Rightarrow T_{\text{Saturation}} = 40^{\circ}\text{C} \Rightarrow P|_{T_s} = 7.384 \text{ kPa}$$

$$v_f|_{T_s=40} = 0.001008 \Rightarrow m = \frac{V}{v} = \frac{2}{0.001008} \cong 1985 \text{ kg}$$

مثال: در یک ظرف سربسته 2kg بخار اشباع در فشار 200kPa موجود است. مطلوبست حجم ظرف و دمای بخار.



شکل ۲-۸. مثال

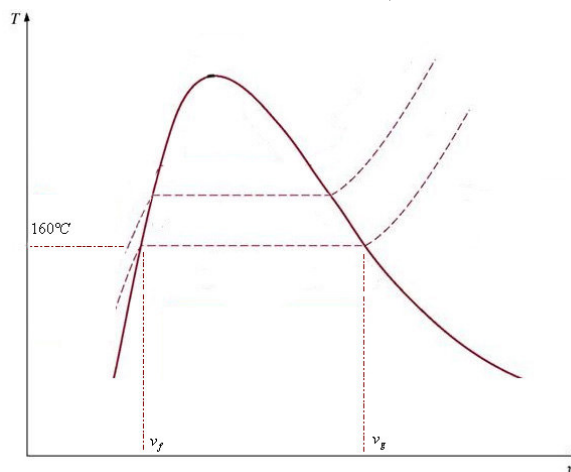
$$A.1.2 \quad P_s = 0.2 \text{ MPa}$$

$$T|_{P_s=0.2} = 120.23^{\circ}\text{C}$$

$$v_g = 0.8857$$

$$V = (m)(v_g) = 2 \times 0.8857 \cong 1.77 \text{ kg}$$

مثال: در ظرفی به حجم 2lit مخلوطی از بخار مایع در دمای 160°C موجود است. اگر حجم مایع 0.05 باشد مطلوبست جرم و کیفیت مخلوط و فشار مخلوط.



شکل ۲-۹. مثال

$$A.1.1 \rightarrow T_s = 160^\circ C \rightarrow \begin{cases} v_f \rightarrow 0.001102 \\ v_g \rightarrow 0.3071 \end{cases}$$

$$m_{\text{بخار}} = \frac{0.95 \times 2 \times 10^{-3}}{0.3071} = 0.0062$$

$$m_{\text{مایع}} = \frac{0.05 \times 2 \times 10^{-3}}{0.001102} = 0.09$$

$$m_{\text{کل}} = 0.0062 + 0.09 = 0.0962$$

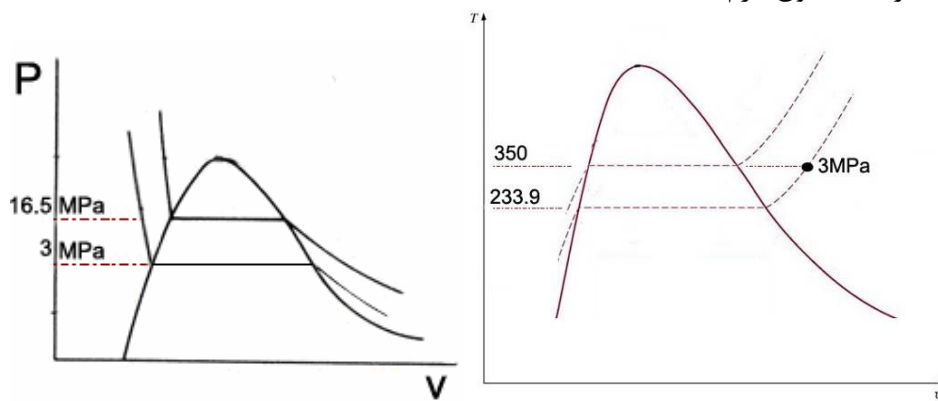
$$x = \frac{0.0062}{0.0962} = 0.064$$

$$P|_{T_s=160} = 0.6178 \text{ MPa}$$

مثال: در ظرفی 2kg آب در دمای 350°C و فشار 3 MPa داریم مطلوبست حجم ظرف:

$$A.1.2 \rightarrow P_s = 3 \text{ MPa} \Rightarrow T_s = 233.9 < 350^\circ C$$

پس آب در حالت فوق گرم است.

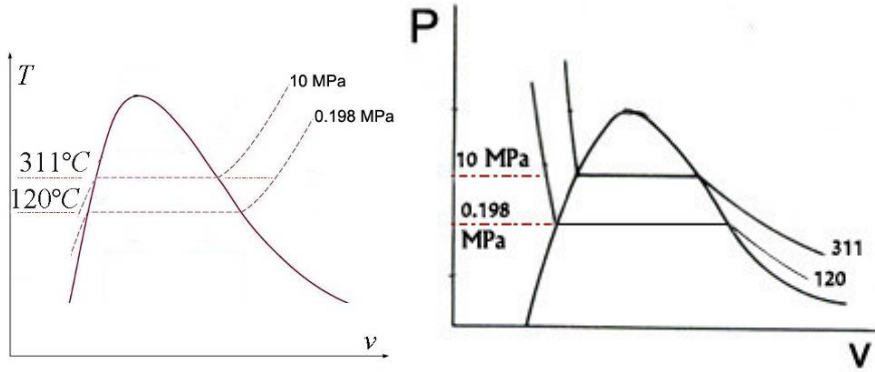


شکل ۲-۱۰. مثال

$$A.1.3 \quad P = 3 \text{ MPa} \Rightarrow v = 0.09053 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$V = (0.09053)(2) = 0.18106 \text{ m}^3$$

مثال: در ظرفی به حجم 30 lit آب در دمای 120°C و فشار 10 MPa داریم مطلوبست جرم آب.



شکل ۲-۱۱. مثال

از A.1.4

$$v = 0.0010549$$

$$m = \frac{30 \times 10^{-3}}{0.0010549} = 28.4 \text{ kg}$$

مثال: در ظرفی به حجم 20lit، 0.03kg آب در دمای 110°C داریم مطلوبست فشار:

$$v = \frac{20 \times 10^{-3}}{0.03} = 0.67 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$$

$$T = 110^\circ\text{C} \quad A.1.1 \begin{cases} v_f = 0.001052 \\ v_g = 1.2102 \end{cases}$$

$$v_f < v < v_g \Rightarrow v = v_f + x(v_g - v_f), P = 0.14327 \text{ MPa}$$

$$0.67 = 0.001052 + x(1.2102 - 0.001052)$$

$$x = 0.553$$

مثال: در ظرفی به حجم 30 lit، 0.03kg آب در فشار 100 kPa داریم، مطلوبست دما و کیفیت بخار:

$$v = \frac{30 \times 10^{-3}}{0.03} = 1$$

$$P_s = 100 \text{ kPa} \rightarrow \begin{cases} v_f = 0.001043 \\ v_g = 1.694 \end{cases}$$

$$v = v_f + xv_{fg} \rightarrow x = 0.59$$

$$T = 99.63^\circ\text{C}$$

که همان دمای اشباع در فشار ۱۰۰ کیلو پاسکال می باشد.

مثال: در ظرفی به حجم 50lit، 0.9162kg آب در فشار 4MPa داریم مطلوبست دما:

$$v = \frac{50 \times 10^{-3}}{0.9162} = 0.05457$$

$$v_g \Big|_{P_s=4MPa} = 0.04978 < v \quad \text{پس فوق گرم است}$$

$$A.1.3., \begin{cases} v = 0.05457 \\ P = 4MPa \end{cases} \rightarrow T = 275^\circ C$$

مثال: در ظرفی به حجم 100lit، 1.712kg آب در دمای 350°C داریم مطلوبست فشار:

$$v = \frac{100 \times 10^{-3}}{1.712} = 0.0584$$

$$v_g \Big|_{T=350^\circ C} \xrightarrow{A.1.1} 0.008813 < v$$

$$A.1.3 \begin{cases} v = 0.0584 \\ T = 350 \end{cases} \rightarrow P = 4.5MPa$$

مثال: در ظرفی به حجم 150 lit، 146.08kg آب در فشار 5 MPa داریم مطلوبست دمای آب؟

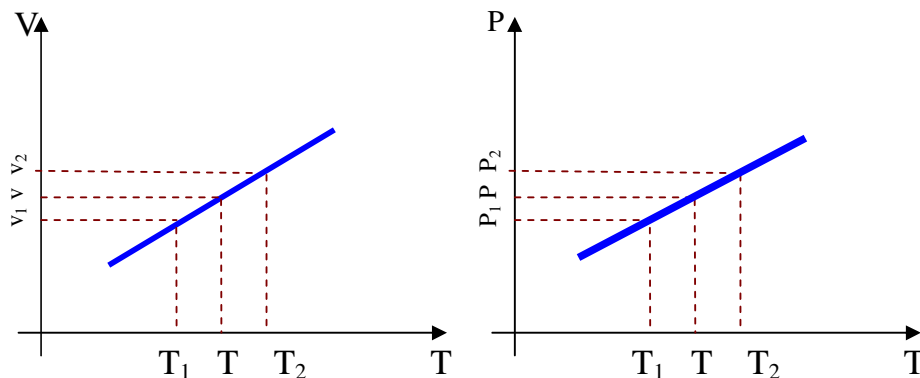
$$v = \frac{150 \times 10^{-3}}{146.08} = 0.0010268$$

$$A.1.2 \quad P_s = 5MPa \rightarrow v_f = 0.001263 < v \quad \text{پس مایع متراکم است}$$

$$A.1.4 \begin{cases} v = 0.0010268 \\ P = 5MPa \end{cases} \Rightarrow T = 80^\circ C$$

درونیابی از جداول

برای پیدا نمودن اعدادی که مثلا دمای آن‌ها ما بین دمای دو نقطه مجاور در جدول خواص ترمودینامیکی می‌باشد از درونیابی خطی استفاده می‌شود. برای این منظور فرض می‌گردد که خواص مورد نظر مابین این دو نقطه بصورت خطی تغییر نماید با توجه به شکل خواهیم داشت:



شکل ۲-۱۲. درونیابی خطی خواص با توجه به مشخصات آن در دمای بین دو دمای موجود

$$v = v_1 + \frac{v_2 - v_1}{T_2 - T_1} (T - T_1) \quad (5-2)$$

$$P = P_1 + \frac{P_2 - P_1}{T_2 - T_1} (T - T_1) \quad \text{یا} \quad T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{P_2 - P_1} (P - P_1)$$

مثال: مطلوبست دما و حجم مخصوص مایع اشباع در فشار 0.223 MPa.

P	T	v_f
0.2	120.23	0.001001
0.225	124	0.001004

$$T = 120.23 + \frac{124 - 120.23}{0.225 - 0.2} (0.223 - 0.2) = 123.7$$

$$v = 0.001001 + \frac{0.001004 - 0.001001}{0.225 - 0.2} (0.223 - 0.2) = 0.0010013$$

مثال: مطلوبست حجم مخصوص بخار فوق گرم در فشار 6MPa و دمای 420°C

$$P = 6 \text{ MPa}$$

$$400 \quad 0.04138$$

$$450 \quad 0.05214 \quad \rightarrow v = 0.049284$$

مثال: مطلوبست دمای بخار فوق گرم در فشار 5MPa و حجم مخصوص 0.042

$$5 \text{ MPa}$$

$$275 \quad 0.04141$$

$$300 \quad 0.04532$$

$$T = 275 + \frac{300 - 275}{0.04532 - 0.04141} (0.042 - 0.04141) = 278.8^\circ\text{C}$$

مثال: مطلوبست حجم مخصوص بخار فوق گرم ورودی 670°C و فشار 7.2MPa

7MPa		8 MPa	
T	v	T	v
600	0.05565	600	0.04845
700	0.06283	700	0.05481

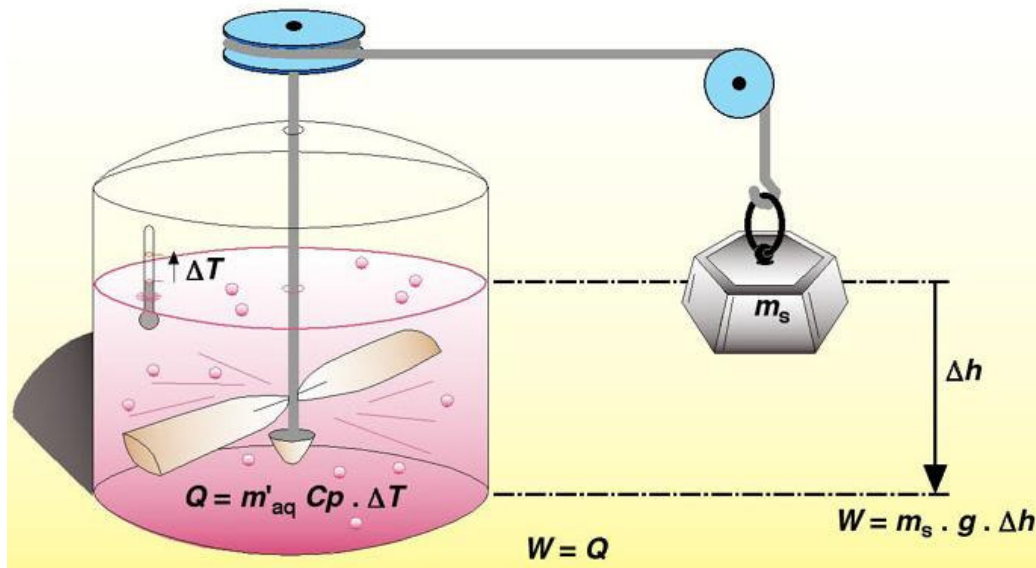
$$v|_{7,670^\circ\text{C}} = 0.060676$$

$$v|_{8,670} = 0.052902$$

$$v|_{7.2,670} = 0.05912$$

فصل سوم: کار و گرما

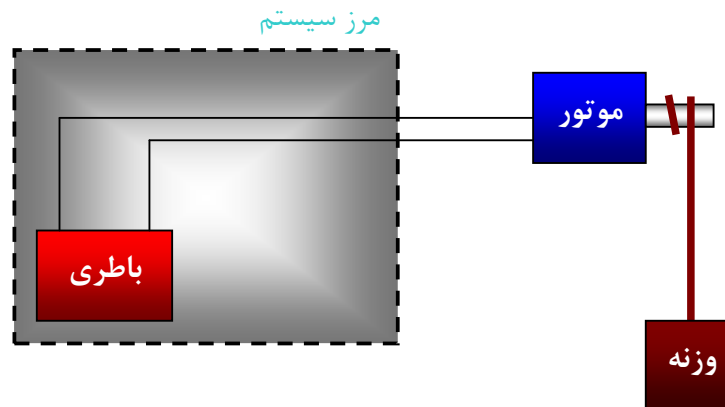
در شکل آزمایشی که توسط ژول برای بررسی تبدیل انرژی طراحی شده است را مشاهده می‌کنید. در طی این آزمایش با پایین رفتن وزنه انرژی پتانسیل آن (که اندازه‌ای معادل $\Delta E = m_s g \Delta h$ دارد) آزاد شده و باعث انجام کار (چرخش پره درون مایع درون ظرف) می‌شود و به همین میزان، مقدار انرژی داخلی مایع درون ظرف افزایش می‌یابد ($\Delta E = m_{ab} \Delta T C_p$). در نتیجه انرژی مایع بالا رفته و درجه حرارت آن افزایش می‌یابد.



شکل ۳-۱. آزمایش ژول

تعریف کار:

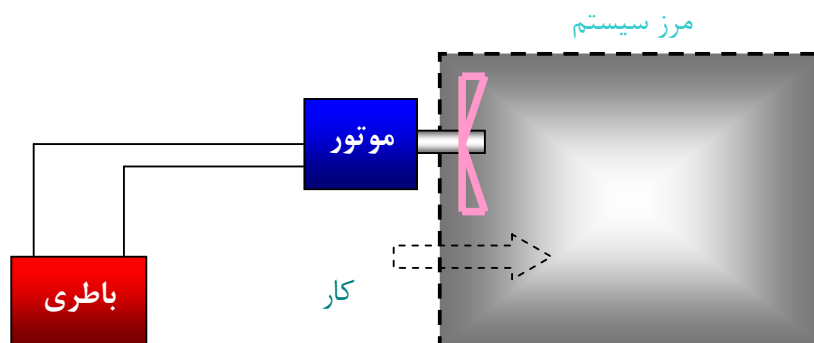
کار توسط سیستمی انجام می‌شود هرگاه اثر منحصر به فرد آن (روی محیط یا روی سیستم دیگری) به صورت بلند کردن وزنه‌ای باشد. کار اگر توسط سیستم انجام شود علامت آن مثبت خواهد بود.



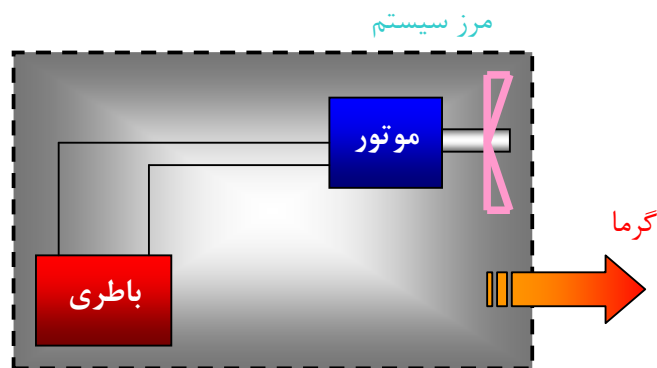
شکل ۳-۲. انجام کار توسط سیستم (کار مثبت)

نکته: اغلب دانشجویان دلیل اصلی دقت و وسواس در تعریف کار را درک نمی‌کنند. در فصل پنجم در مورد قانون دوم ترمودینامیک مشاهده خواهید کرد که کار نسبت به گرما انرژی باارزش‌تری

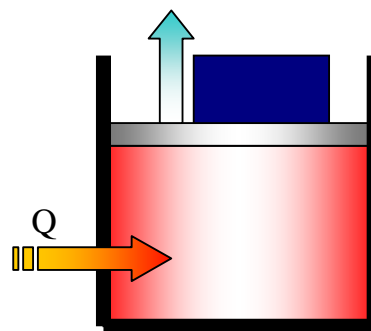
می باشد، یعنی به موجب قانون دوم ترمودینامیک نمی توان در یک سیکل یا موتور حرارتی تمام گرما را به کار تبدیل نمود در حالیکه عکس این مطلب امکان پذیر می باشد. لذا برای آنکه هنگام بررسی ماشین های حرارتی و برودتی از دیدگاه قانون دوم ترمودینامیک بتوان بین کار و گرما تفکیک قائل شد لازم است که تعریف دقیق تری مانند تعریف فوق الذکر از کار ارائه شود. ملاحظه می کنید که در شکل ۳-۴ با تغییر مرز سیستم نسبت به شکل ۳-۳ کار به گرما تبدیل شده است. تذکر: اگر حرارت به سیستم منتقل شود در محاسبات علامت آن مثبت در نظر گرفته می شود.



شکل ۳-۳. انجام کار بر روی سیستم (کار منفی)



شکل ۳-۴. تولید گرما در درون سیستم و انتقال گرما به بیرون از سیستم

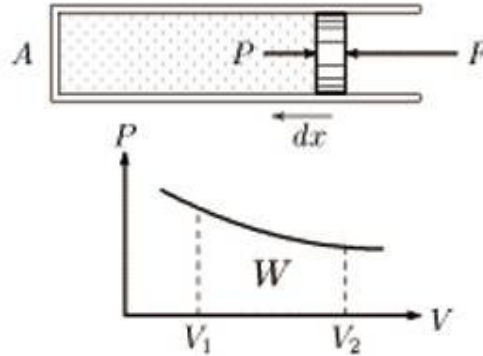


شکل ۳-۵. بالا رفتن پیستون و وزنه روی آن در اثر حرارت دادن به سیلندر

یک مثال دیگر بالا رفتن پیستون است که در سیلندر به گاز حرارت داده می شود و وزنه در اثر انبساط گاز بالا می رود.

کار در فرآیند شبه تعادلی:

در این فرآیند تغییرات فشار گاز به آهستگی انجام می‌شود بطوریکه در هر لحظه از فرآیند می‌توان فشار گاز را در داخل سیلندر نسبت به مکان ثابت فرض نمود.



شکل ۳-۶. کار شبه تعادلی در درون سیلندر

$$\delta_w = Fdl \quad (۱-۳)$$

$$\delta_w = PAdL = PdV = Pd(mv) = mPdv$$

در رابطه فوق A, L به ترتیب تغییر مکان و سطح مقطع پیستون می‌باشند.

$$w_{1-2} = \int Pdv \quad (۲-۳)$$

وقتی می‌توان از تابع فوق انتگرال گرفت که $P = f(v)$ تعریف شده باشد و آن وقتی است که بتوان منحنی را برای تمام نقاط سیستم رسم کرد (از وضعیت کل سیستم در هر لحظه اطلاع داشت). اگر مسیری طی نشود کاری نمی‌تواند صورت بگیرد.

(a) فرآیند حجم ثابت

$$w_{1-2} = \int Pdv = 0 \quad (۳-۳)$$

(b) فرآیند فشار ثابت (با در نظر گرفتن رفتار گاز کامل)

$$w_{1-2} = P(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1) \quad (۴-۳)$$

(c) فرآیند دما ثابت یا ایزوترمال برای گاز کامل (یعنی PV=Const)

$$w_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{const}{V} dV = const \ln \frac{V_2}{V_1} = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = P_2 V_2 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (۵-۳)$$

(d) فرآیند پلی تروپیک Polytropic

$$PV^n = \text{const}$$

(۶-۳)

$$P = \frac{\text{Const}}{V^n} \Rightarrow W_{1-2} = \int \frac{\text{Const}}{V^n} dV = \int \text{Const} V^{-n} dV = \frac{1}{1-n} \text{Const} V^{1-n} \Big|_{V_1}^{V_2}$$

$$= \frac{\text{Const}}{1-n} [V_2^{1-n} - V_1^{1-n}] = \frac{P_1 V_1^n}{1-n} [V_2^{1-n} - V_1^{1-n}]$$

$$W_{1-2} = \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{1-n} \quad n \neq 1$$

تشابه بین کار و گرما

۱. گرما و کار هر دو پدیده‌های انتقالی هستند. سیستم هرگز حاوی گرما و کار نبوده ولی هر دو از مرز سیستم در اثر وقوع یک فرآیند منتقل می‌شوند.
۲. گرما و کار پدیده‌های مرزی هستند و در مرز سیستم شناسائی می‌شوند.
۳. کار و گرما تابع مسیر بوده و دیفرانسیل کامل نمی‌باشند.

فصل چهارم: قانون اول ترمودینامیک

قانون اول ترمودینامیک

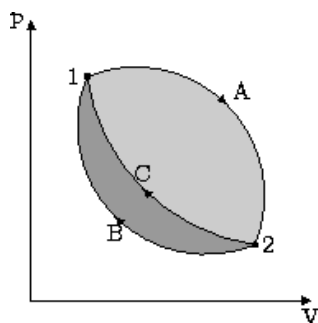
طی هر سیکل که سیستم می‌پیماید، انتگرال سیکیلی گرما با انتگرال سیکیلی کار متناسب است. J ضریب تناسب و بستگی دارد به واحد بکار رفته برای کار و گرما. در سیستم SI واحد J برابر 1 است.

$$\oint \delta Q = J \oint \delta w \quad (1-4)$$

برای مثال فرض کنید سیستمی دو سیکل مجزا را طی می‌کند یعنی مطابق شکل ۱-۴ یکبار مسیر ۱-۲ از طریق A طی شود و هنگام برگشت از طریق مسیر B ۲-۱ طی شود و در سیکل دوم مسیر ۱-۲ از طریق A طی گردد و هنگام برگشت از طریق مسیر C ۲-۱ فرآیند ۱-۲ انجام گردد. خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \int_{1A}^{2A} \delta Q + \int_{2B}^{1B} \delta Q &= \int_{1A}^{2A} \delta w + \int_{2B}^{1B} \delta w & \oint \delta w &= \oint \delta Q & (2-4) \\ \int_{1A}^{2A} \delta Q + \int_{2C}^{1C} \delta Q &= \int_{1A}^{2A} \delta w + \int_{2C}^{1C} \delta w \\ \int_{2B}^{1B} \delta Q - \int_{2C}^{1C} \delta Q &= \int_{2B}^{1B} \delta w - \int_{2C}^{1C} \delta w \\ \Rightarrow \int_{2B}^{1B} (\delta Q - \delta w) &= \int_{2C}^{1C} (\delta Q - \delta w) = \int_{\text{روی هر مسیر}} (\delta Q - \delta w) = \int dE \Rightarrow \delta Q - \delta W = dE \end{aligned}$$

نتیجه: برای یک سیستم بسته اختلاف گرمای مبادله شده و کار انجام شده روی هر مسیر دلخواه برابر مقداری مانند dE که خاصیت سیستم بوده و فقط بستگی به نقاط ابتدائی و انتهائی آن فرآیند دارد.

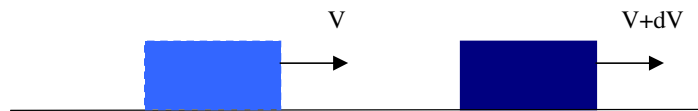


شکل ۱-۴. مسیرهای طی شده حین انجام کار

مثال: فرض کنید جسمی به جرم m را با نیروی F از سرعت V به $V+dV$ برسانیم آنگاه:

$$\delta Q = 0$$

$$\delta w = -F dx = -m a dx = -m \frac{dV}{dt} dx$$



شکل مثال

$$\delta w = -m \frac{dV}{dx} \frac{dx}{dt} \cdot dx \Rightarrow \delta w = -mVdV \Rightarrow w = -\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2)$$

که از جنس انرژی جنبشی است، آنگاه با توجه به صفر بودن مقدار گرما می توان نوشت:

$$\delta Q - \delta w = \Delta E \Rightarrow +\frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) = E_2 - E_1 = K.E_2 - K.E_1$$

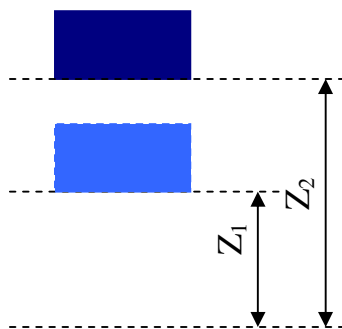
K علامت انرژی جنبشی است (Kinetic Energy)

مثال: تغییر حالت فقط و فقط تغییر ارتفاع است. کار و گرما را حساب کنید.

$$\delta Q = 0, \delta w = -Fdy = -mgdy \Rightarrow w = -mg(z_2 - z_1)$$

$$W_{1-2} = E_2 - E_1 = P.E_2 - P.E_1 = mg(z_2 - z_1)$$

PE معرف انرژی پتانسیل (Potential Energy) است.



شکل ۴-۲. مثال

قانون اول ترمودینامیک بصورت تفکیک شده

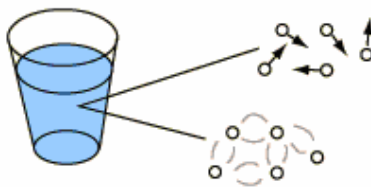
اکنون با توجه به نکات فوق مقدار انرژی E را با سه قسمت PE, KE, U نشان می دهیم.

$$\delta Q - \delta W = dU + dKE + dPE$$

$$dE = dU + dKE + dPE$$

U: نشانگر انرژی داخلی (Internal Energy) می باشد که شامل انرژی ناشی از موارد زیر می شود:

۱. انرژی جنبشی مولکولها: انتقالی، دورانی
۲. انرژی ارتعاشی مولکولها.
۳. انرژی پتانسیل ناشی از نیروهای بین مولکولی.
۴. انرژی حاصل از سوختن (انرژی شیمیایی).
۵. انرژی هسته ای.



شکل ۴-۳. انرژی داخلی درون آب

عبارت قانون اول برای یک فرآیند

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + \frac{1}{2}m(V_2^2 - V_1^2) + W_{1-2} + mg(z_2 - z_1) \quad (3-4)$$

$$u = \frac{U}{m} \left[\frac{kJ}{kg} \right] \quad \text{انرژی داخلی واحد جرم} \quad (4-4)$$

$$u = u_f + xu_{fg} \quad (5-4)$$

$$u = u_g - (1-x)u_{fg}$$

$$u = \psi(v, P)$$

$$P = f(v, u)$$

توجه کنید که انرژی داخلی نیز تابع دو خاصیت دیگر مانند v , P است همانطور که فشار می‌تواند تابع انرژی داخلی و حجم مخصوص باشد.

تعریف آنتالپی (Enthalpy)

هنگام نوشتن قانون اول ترمودینامیک برای بسیاری از فرآیندهای ترمودینامیکی بخصوص در حالت سیستم‌های باز عبارتی بصورت ترکیبی از سه خاصیت سیستم بدست می‌آید به این ترتیب برای تحلیل بسیاری از فرآیندها تعریف خاصیت جدیدی بصورت زیر کار را راحت‌تر خواهد نمود:

$$H = U + PV \quad (6-4)$$

$$h = u + Pv \quad \text{انتالپی واحد جرم} \quad (7-4)$$

H یا همان آنتالپی خاصیت سیستم است، چون u , v , P هر سه خاصیت سیستم هستند.

مثال: می‌خواهیم انرژی داخلی آمونیاک را در 40°C را حساب کنیم:

$$\begin{cases} h_g = 1389 \\ v_g = 1.55 \quad u = h - Pv = 1389 - (71.77)(1.55) \\ P = 71.77 \text{ kPa} \end{cases}$$

مثال:

$$P = 700 \text{ kPa} \quad H_2O$$

$$1 \text{ kg}, 65^\circ\text{C} \quad Q_{1-2} = U_2 - U_1 + W_{1-2}$$

$$P_2 = 75 \text{ kPa}$$

مایع متراکم است، چون در 65°C فشار برابر 25.03 باید باشد.

$$\Rightarrow U_2 = U_1 \Rightarrow u_2 = u_1$$

$$u = u_f = 272.02 \text{ kJ/kg} = \text{اشباع در دمای مسئله} \quad \text{مابع} \quad \text{مترکم}$$

$$u_2 = u_1 = 272.02 \text{ kJ/kg} \Rightarrow \begin{cases} P = 15 \text{ kPa} \\ u_2 = 272.02 \Rightarrow T_2 = ? \end{cases}$$

چون u_2 بین u_f و u_g است پس دو فازی است.

$$P = 15 \text{ kPa} \Rightarrow \begin{cases} u_f = 225.92 \\ u_g = 2448.7 \end{cases}$$

$$272.02 = 225.92 + (x)(2448.7 - 225.92) \Rightarrow x = 0.021$$

$$v = v_f + xv_{fg}$$

$$v = 0.00104 + (0.021)(10.02 - 0.001) = 0.211$$

$$V = mv = (1)v = v = 0.211 \text{ m}^3$$

آنتالپی برای گاز ایده آل

$$h = u + Pv \quad (۸-۴)$$

$$\begin{cases} u = g(T) \\ Pv = RT = f(T) \end{cases} \Rightarrow h = \psi(T) \quad (۹-۴)$$

بنابراین آنتالپی گاز ایده آل هم فقط تابعی است از دما.

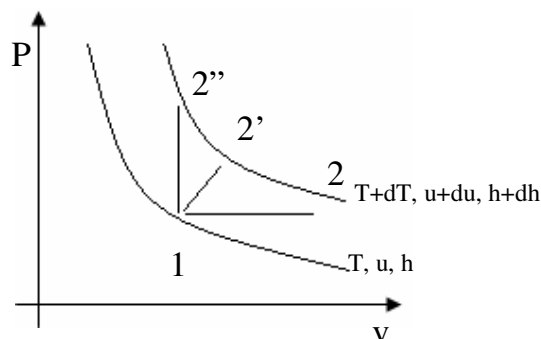
گرمای ویژه گاز ایده آل بر حسب واحد جرم

$$C_V = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \Rightarrow C_V = \frac{du}{dT} \Rightarrow du = C_V dT \quad (۱۰-۴)$$

اگر گاز ایده آل نباشد خواهیم داشت: $dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp$ چنانچه گاز ایده آل باشد

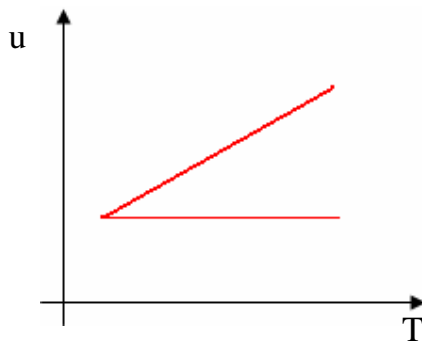
آنگاه $\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T$ برابر صفر میگردد و داریم $dh = C_p dT$. برای تعریف C_p به رابطه (۴-۱۳) مراجعه

نمایید.



شکل ۴-۴. تغییر آنتالپی و انرژی در گاز ایده آل

در فرآیندهای "1-2, 1-2', 1-2" مقادیر du و dh برای رفتار گاز کامل ثابت می‌مانند چون تغییرات دما در این فرآیندها مشابه است.



شکل ۴-۵. تغییرات انرژی داخلی با دما

گرمای ویژه گاز ایده آل (ادامه)

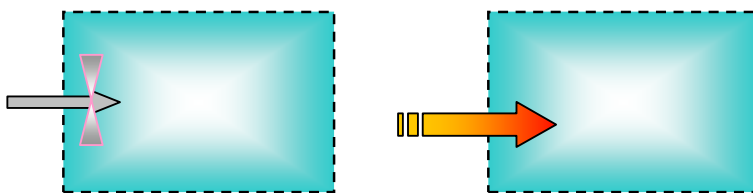
همانطور که از شکل مشاهده می‌شود تغییرات انرژی داخلی با دما برای گاز ایده‌آل خطی است. بنابراین گرمای ویژه ثابت می‌ماند. گفتیم که انرژی داخلی گازها در حالت کلی ناشی از انرژی جنبشی، انتقال و دورانی آنهاست. در حالت رفتار گاز ایده‌آل (آرمانی) مولکول‌ها مستقل از یکدیگر در نظر گرفته شده و صرفاً انرژی جنبشی انتقالی گاز تک اتمی در نظر گرفته می‌شود که متناسب با دما تغییر می‌کند.

گرمای ویژه در حجم ثابت

$$(۱۱-۴)$$

$$C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$$

تعریف



شکل ۴-۶. انتقال کار و گرما به سیستم (علامت گرما مثبت و علامت کار منفی در نظر گرفته می‌شود).

$$Q = u_2 - u_1 + w \quad (۱۲-۴)$$

$$Q = u_2 - u_1 \quad -w = u_2 - u_1$$

$$C_v = \frac{\partial u}{\partial T} = \frac{\delta Q}{\delta T} \quad C_v = \frac{\delta w}{\delta T} = \frac{\partial u}{\partial T}$$

گرمای ویژه در فشار ثابت

$$(۱۳-۴)$$

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

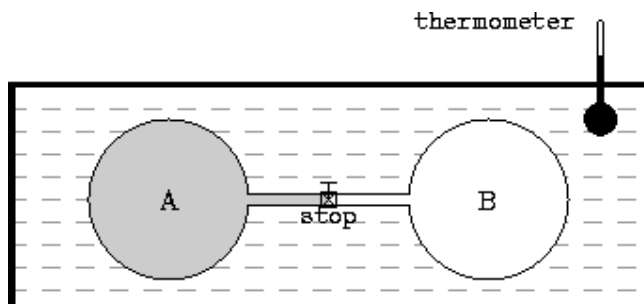
آزمایش ژول

در حالت کلی انرژی داخلی تابع دو خاصیت مستقل مانند P, T است ولی در رفتار گاز آرمانی می توان فرض نمود که انرژی داخلی صرفاً تابع دما باشد. آزمایش ژول صحت فرض فوق را اثبات می نماید.

انرژی داخلی برای گاز واقعی: $u = f(T, P)$

برای گاز ایده آل $u = g(T)$

(۴-۱۴)



شکل ۴-۷. آزمایش ژول

فرض کنید که دو مخزن A, B در یک حمام آب قرار گرفته اند. هنگامی که شیر باز می شود هوا از مخزن A به مخزن B می رود ولی دما تغییر نمی کند بنابراین گرمائی از دو مخزن به آب منتقل نمی گردد:

$$Q = u_2 - u_1 + w \quad (Q = 0, w = 0)$$

(۴-۱۵)

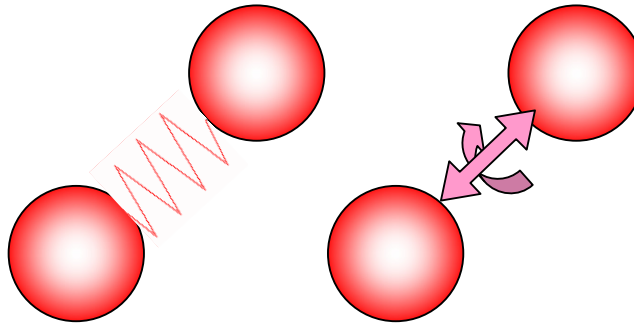
$$\Rightarrow u_2 = u_1$$

$$\Rightarrow u \neq \psi(P, V) \Rightarrow u = g(T)$$

بنابراین انرژی هوا فقط تابعی از دما می باشد و چون هم فشار و هم حجم تغییر کرده ولی انرژی داخلی ثابت مانده بنابراین u تابعی از V, P نیست.

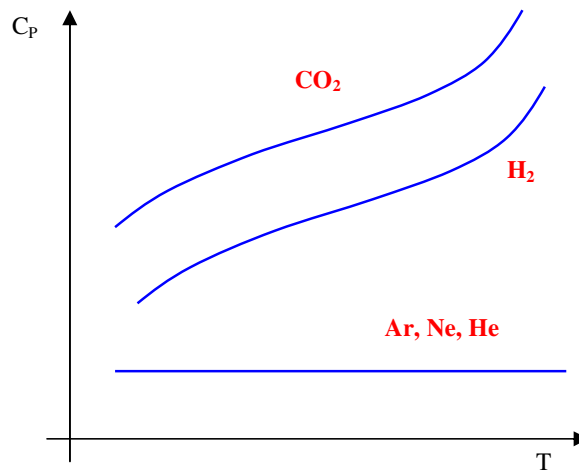
تغییرات گرمای ویژه با دما

انرژی داخلی گاز تک اتمی فقط ناشی از انرژی جنبشی مولکولی است که آن هم متناسب با دما تغییر می کند پس: $C_v = \frac{\partial u}{\partial T} = Const., u \sim T$ انرژی داخلی گاز دو اتمی یا چند اتمی تابعی از انرژی جنبشی مولکولی و همچنین ارتعاشی و دورانی مولکولی می باشد.



شکل ۴-۸. مدل ارتعاشی گاز

انرژی های ارتعاشی و دورانی در دمای بالا تاثیر بیشتری بر روی کل انرژی داخلی دارد بنابراین با افزایش دما C_p یا C_v نیز باید افزایش یابد.



شکل ۴-۹. تغییرات گرمای ویژه با دما

یک رابطه بسیار مهم بین C_{p_o} و C_{v_o}

به ترتیب گرمای ویژه در فشار ثابت و حجم ثابت گاز آرمانی می باشند.

$$h = u + Pv$$

(۴-۱۶)

$$dh = du + d(Pv)$$

$$dh = du + d(RT) = du + RdT$$

$$C_{p_o} dT = C_{v_o} dT + RdT$$

$$C_{p_o} - C_{v_o} = R$$

طرق محاسبه اختلاف انرژی داخلی و انتالپی گاز با رفتار گاز کامل

فرض کنید $h=h(T)$ باشد آنگاه:

روش اول: گرمای ویژه تابعی از دما نباشد: C_p و $C_v = Const.$

جدول A.8 برای گازها ارائه شده است در دمای 300K

$$dh = \int C_{p_o} dT \rightarrow h_2 - h_1 = C_{p_o} (T_2 - T_1)$$

(۴-۱۷)

روش دوم: تابع تغییرات C_p و C_v با دما از جدول A.9 استفاده شود.

$$dh = \int_{T_1}^{T_2} C_{p_0} dT \quad (18-4)$$

روش سوم: از جدول A.10 و A.11 نیز می توان استفاده کرد. در این جدول مقادیر h در هر دما نسبت به دمای مرجع 25°C داده شده است. فرض شده انتالپی در 25 صفر باشد. با استفاده از

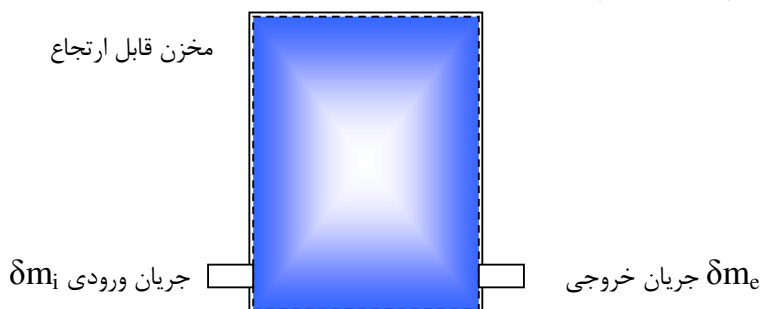
انتگرالگیری از رابطه $dh = \int_{25}^T C_{p_0} dT$ مقادیر h محاسبه شده است:

$$h_T = \int_{T_0}^T C_{p_0} dT \quad (19-4)$$

$$h_{T_2} - h_{T_1} = \int_{T_0}^{T_2} C_p \cdot T - \int_{T_0}^{T_1} C_{p_0} dT \quad (20-4)$$

از نظر کارائی به ترتیب روش سوم، سپس روش دوم و بعد روش اول دارای دقت بیشتری می باشد.

قانون بقاء جرم برای حجم کنترل



شکل ۴-۱۰. تبادل جرم حجم کنترلی با محیط اطراف

قانون بقاء جرم برای سیستم:

$$\frac{dm_{sys}}{dt} = 0 \quad (21-4)$$

خط چین مرز حجم کنترل
 سیستم و حجم کنترل در زمان t
 جرم سیستم در لحظه t (جرم داخل مخزن + جرم ورودی)
 $m_i + \delta m_i =$
 جرم سیستم در لحظه $t + \delta t$ (جرم مخزن + جرم خروجی)
 $m_{t+\delta} + \delta m_e =$
 از بقاء جرم

$$m_{t+\delta} + \delta m_e = m_t + \delta m_i \quad (۲۲-۴)$$

$$(m_{t+\delta} - m_t) + (\delta m_e - \delta m_i) = 0$$

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{m_{t+\delta} - m_t}{\delta} = d \frac{m_{C.V.}}{dt}$$

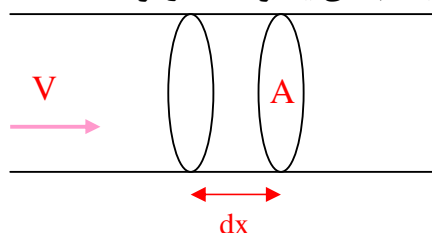
$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\delta m_e}{\delta t} = \dot{m}_e$$

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\delta m_i}{\delta t} = \dot{m}_i$$

اگر چندین جریان ورودی و خروجی داشته باشیم، قانون بقا جرم برای حجم کنترل بصورت زیر خلاصه می‌گردد:

$$\frac{dm_{C.V.}}{dt} + \sum \dot{m}_e - \sum \dot{m}_i = 0 \quad (۲۳-۴)$$

محاسبه دبی برای جریان یک بعدی یکنواخت در لوله‌ها



شکل ۴-۱۱. جریان عبوری از مقطع یک لوله

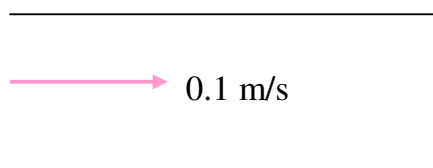
$$\delta m = \frac{dV'}{v} = \frac{A dx}{v} \quad (۲۴-۴)$$

V' حجم سیال در فاصله dx است. برای مقطع ثابت خواهیم داشت:

$$\frac{\delta m}{\delta t} = \frac{A dx}{v dt} \quad (۲۵-۴)$$

$$\dot{m} = \frac{\delta m}{\delta t} = \frac{A \vec{V}}{v}$$

مثال:



شکل ۴-۱۲. مثال

$$D = 0.2m$$

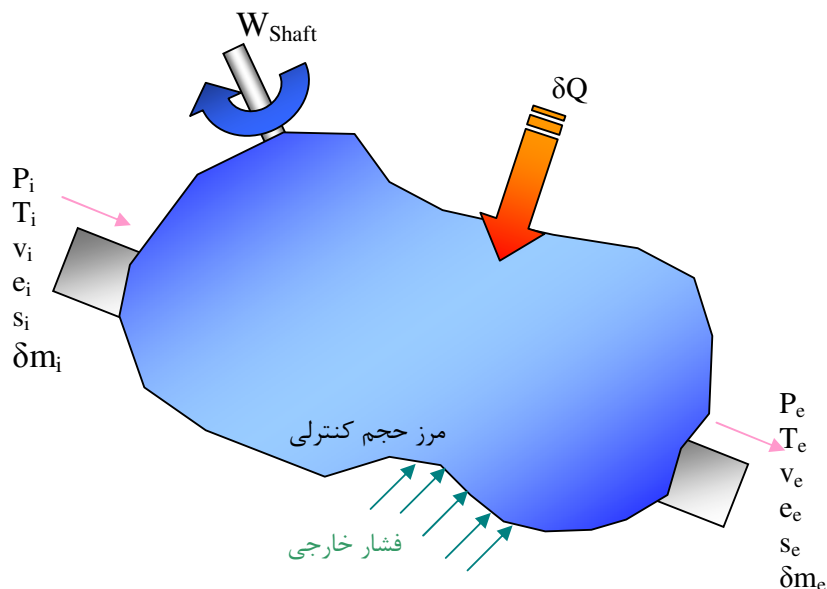
$$\vec{V} = 0.1m/s$$

$$\begin{aligned} & \left. \begin{array}{l} 25^\circ\text{C} \\ 150\text{kPa} \end{array} \right\} \\ \dot{m} &= \frac{A\bar{V}}{v}, v = \frac{RT}{P^*} = \frac{0.287 \times 298.2}{150} = 0.5705 \text{ m}^3/\text{kg} \\ A &= \frac{\pi d^2}{4} = 0.0314 \text{ m}^2 \\ \dot{m} &= \frac{0.0314 \times 0.1}{0.5705} = 0.0055 \text{ kg/s} \end{aligned}$$

اصل بقاء انرژی (قانون اول ترمودینامیک) در مورد حجم کنترل

$$Q_{1-2} = E_2 - E_1 + W_{1-2} \quad (۲۶-۴)$$

مرز حجم کنترل و سیستم می تواند تغییر کند بنابراین کار مرز متحرک نیز در حالت کلی می تواند وجود داشته باشد.



شکل ۴-۱۳. تبادل انرژی با محیط پیرامون حجم کنترلی

انرژی سیستم در لحظه $t =$ انرژی حجم کنترل در لحظه $t + \delta t$ + انرژی جرم ورودی،

$$E_t + e_i \delta m_i$$

انرژی سیستم در لحظه $t + \delta t =$ انرژی حجم کنترل در لحظه $(t + \delta t)$ + انرژی جرم خروجی.

$$E_{t+\delta t} + e_e \delta m_e$$

$$E_2 - E_1 = (E_{t+\delta t} - E_t) + (e_e \delta m_e - e_i \delta m_i)$$

جریان خالص انرژی که طی δt از سطح کنترل عبور می کند.

$$\text{کار ورود جرم} = P_i V_i = P_i v_i \delta m_i, \text{ کار خروج} = P_e V_e = P_e v_e \delta m_e \quad (۲۷-۴)$$

$$\delta W = \delta W_{C.V.} + P_e v_e \delta m_e - P_i v_i \delta m_i \quad (۲۸-۴)$$

در رابطه فوق ترم W_{cv} شامل مجموع کار محوری و کار مرز متحرک توسط حجم کنترل می‌باشد.

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_i}{\delta t} (e_i + P_i v_i) = \frac{E_{t+\delta t} - E_t}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} (e_e + P_e v_e) + \frac{\delta W_{c.v.}}{\delta t} \quad (29-4)$$

$$e + P v = u + \frac{V^2}{2} + g z + P v = h + \frac{V^2}{2} + g z \quad (30-4)$$

$$\frac{\delta Q}{\delta t} + \frac{\delta m_i}{\delta t} \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \frac{(E_{t+\delta t} - E_t)}{\delta t} + \frac{\delta m_e}{\delta t} \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + \frac{\delta W_{c.v.}}{\delta t} \quad (31-4)$$

$$\frac{\delta Q}{\delta t} = \dot{Q}_{c.v.} \quad (32-4)$$

تغییرات زمانی انرژی حجم کنترل:

$$\text{حدا} \quad \frac{(E_{t+\delta t} - E_t)}{\delta t} = \frac{dE_{c.v.}}{dt} \quad (33-4)$$

$$\text{حدا} \quad \frac{\delta W_{c.v.}}{\delta t} = \dot{W}_{c.v.} \quad (34-4)$$

$$\text{حدا} \quad \left[\frac{\delta m_i}{\delta t} \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) \right] = \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) \quad (35-4)$$

فرض کردیم که خواص جرمها در ورود و خروج با زمان تغییر نکنند.

$$\text{حدا} \quad \left[\frac{\delta m_e}{\delta t} \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) \right] = \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) \quad (36-4)$$

اگر چندین جریان ورودی و خروجی داشته باشیم:

$$\dot{Q}_{c.v.} + \sum \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \frac{dE_{c.v.}}{dt} + \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + \dot{W}_{c.v.} \quad (37-4)$$

فرآیند حالت دائمی - جریان دائمی

Steady State Steady Flow (SSSF)

فرضیات

۱. حجم کنترل نسبت به چارچوب مختصات حرکتی نمی‌کند. پس کارمرز متحرک نداریم.
۲. همانند جرم داخل حجم کنترل حالت جرم در هر نقطه از حجم کنترل با زمان تغییر نمی‌کند

پس:

$$\frac{dE_{c.v.}}{dt} = 0 \text{ و } \frac{dm_{c.v.}}{dt} = 0 \quad (38-4)$$

در نتیجه:

$$\sum \dot{m}_i = \sum \dot{m}_e \quad (39-4)$$

و

$$\dot{Q}_{c.v.} + \sum \dot{m}_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + g z_i \right) = \sum \dot{m}_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + g z_e \right) + \dot{W}_{c.v.} \quad (40-4)$$

۳. همانند جرم که از سطح کنترل عبور می کند شار جرم و حالت آن در هر نقطه از سطح کنترل با جریان تغییر نمی کند. همچنین شدت گرما و شدت کار (توان) با زمان، ثابت است. با این فرض می توان رابطه فوق را در هر لحظه از زمان بنویسیم.

اگر تنها یک جریان ورودی و خروجی داشته باشیم:

$$\dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m} \quad (41-4)$$

$$\dot{Q}_{C.V.} + \dot{m}\left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i\right) = \dot{m}\left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e\right) + \dot{W}_{C.V.} \quad (42-4)$$

با تعریف:

$$q = \frac{\dot{Q}_{C.V.}}{\dot{m}} \text{ و } w = \frac{\dot{W}_{C.V.}}{\dot{m}} \quad (43-4)$$

قانون اول ترمودینامیک به شکل زیر تبدیل می گردد:

$$q + h_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i = h_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e + w \quad (44-4)$$

فرآیند حالت یکنواخت - جریان یکنواخت

Uniform State Uniform Flow (USUF)

فرضیات

۱. حجم کنترل نسبت به چارچوب مختصات حرکتی نمی کند. پس کارمرز متحرک نداریم.
۲. حالت جرم در هر نقطه از حجم کنترل ممکن است با زمان تغییر نماید ولی در هر لحظه حالت جرم در تمام مختصات داخل سیستم، یکسان است.
۳. حالت جرم در مرز سیستم با زمان ثابت است، اگر چه مقدار نرخ جرم عبوری با زمان تغییر نماید.

با اعمال فرضیات فوق قانون اول ترمودینامیک برای فرآیند USUF به شکل زیر خلاصه

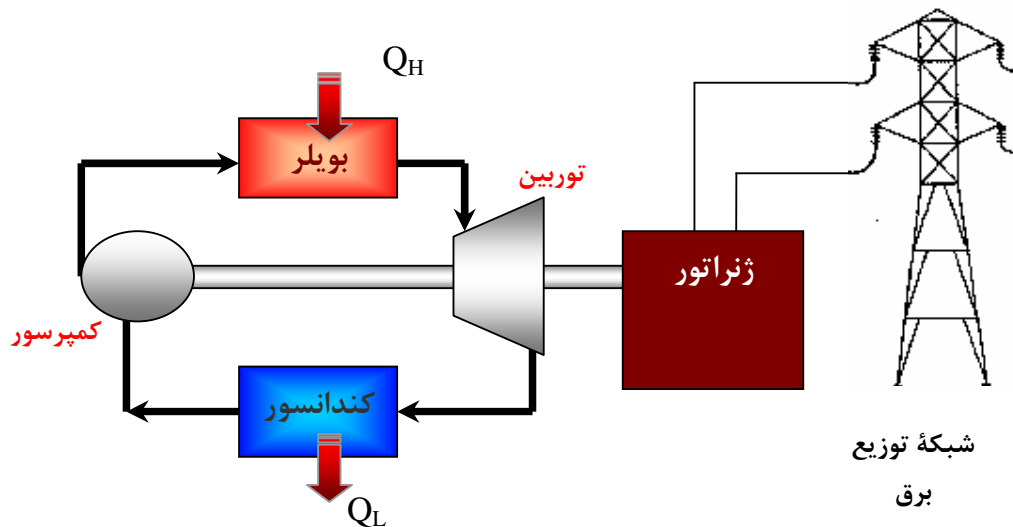
می گردد:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{cv} + \sum m_i \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + gZ_i \right) & \\ = \sum m_e \left(h_e + \frac{V_e^2}{2} + gZ_e \right) & \\ + \left[m_2 \left(u_2 + \frac{V_2^2}{2} + gZ_2 \right) - m_1 \left(u_1 + \frac{V_1^2}{2} + gZ_1 \right) \right] + \dot{W}_{cv} & \end{aligned} \quad (45-4)$$

فصل پنجم: قانون دوم ترمودینامیک

در این فصل به بیان قانون دوم ترمودینامیک خواهیم پرداخت. برای این منظور دانشجو باید با برخی از تعاریف متداول در ترمودینامیک آشنا گردد. برای این منظور قبل از پرداختن به ادامه بحث به بیان این تعاریف خواهیم پرداخت.

ماشین یا موتور حرارتی **Heat Engine**: سیستمی است که در یک سیکل کار می کند و کار و گرما با محیط مبادله می کند بطوریکه کار خالص سیستم مثبت باشد مانند نیروگاه بخار، موتور اتومبیل و موتور جت.



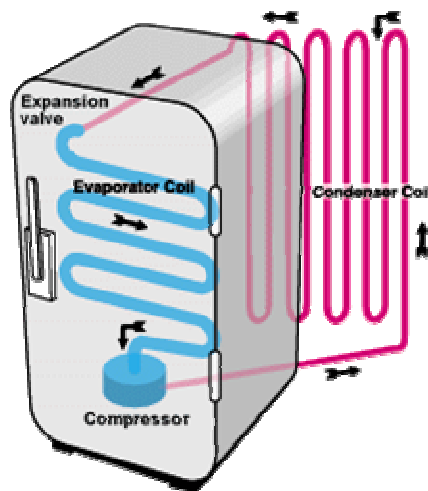
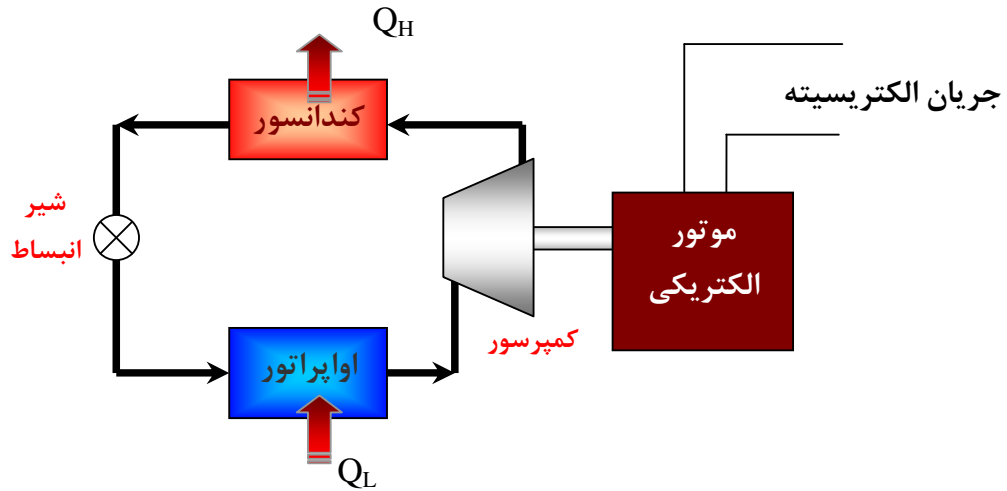
شکل ۵-۱. نیروگاه بخار و چرخه کاری آن

$$\oint \delta w = W_{Net} = W_T - W_P > 0 \quad (1-5)$$

$$\oint \delta Q = Q_H - Q_L$$

Q_H مقدار حرارت داده شده، Q_L مقدار حرارت گرفته شده، لذا علامت در هنگام محاسبه اضافه می شود.

پمپ حرارتی **Heat Pump**: سیستمی است که در یک سیکل کار می کند و کار و گرما، با محیط مبادله می کند بطوریکه کار خالص منفی و حرارت مبادله شده خالص نیز منفی باشد. مانند سیکل یخچال و یا کولر گازی.



شکل ۵-۲. چرخه یخچال

$$W_{Net} = -W_C < 0 \quad (2-5)$$

$$\oint \delta Q = -Q_H + Q_L$$

Q_H حرارت گرفته شده از سیستم، Q_L حرارت داده شده به سیستم.

منبع حرارتی: جسم یا سیستمی است که می توان از آن مقدار متنابهی گرما گرفت یا به آن داد بدون آنکه دمای آن تغییر کند. مانند جو یا دریاچه و نظایر آن. منبع حرارتی یک سیستم ایده آل و فرضی است یا سیستمی است با جرم بسیار بزرگ است بطوریکه:

$$Q = mC_p(T_2 - T_1)$$

در مورد نیروگاه دو منبع حرارتی در تبادل حرارتی با سیستم هستند یکی کوره یا شعله در تماس با دیگ بخار دومی آب خنک کن کندانسور می باشد که البته سیال گرم کننده (دود) و سیال سرد کننده (آب خنک کن) در تماس غیر مستقیم با بخار آب تغییر دما می دهند یعنی دود سرد شده و از دودکش خارج و آب گرم شده و از کندانسور خارج می شود ولی بهرحال منبع حرارتی حالت ایده آل و حدی است که برای بیان قانون دوم ترمودینامیک از آن استفاده می کنیم و بعداً این قانون را به منبع حرارتی حقیقی تعمیم می دهیم.

راندمان یا بازده حرارتی (Thermal Efficiency)

بازده یا راندمان یک موتور گرمایی عبارتست از مقدار کاری که موتور انجام می دهد به مقدار انرژی گرمایی که باید صرف شود (هزینه می شود) تا این کار بدست آید به عبارت ریاضی

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_H} \quad (3-5)$$

با استفاده از قانون اول ترمودینامیک

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \Rightarrow Q_H - Q_L = W_{net} \quad (4-5)$$

$$\eta_{th} = \frac{Q_H - Q_L}{Q_H} \Rightarrow \eta_{th} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \quad (5-5)$$

$$\text{برای } \eta_{th} = 100\% \Rightarrow Q_L = 0 \quad (6-5)$$

همانگونه که مشاهده می گردد برای داشتن بازده صد در صد باید مقدار Q_L مساوی صفر باشد که در بخش بعد خواهیم دید طبق قانون دوم ترمودینامیک غیر ممکن است. هر چه η بزرگتر باشد بهتر است یعنی یا به ازاء مصرف گرمای معینی کار بیشتری بدست آمده است.

تعریف ضریب کارایی برای پمپ حرارتی (Coefficient of Performance)

ضریب کارایی پمپ حرارتی عبارتست از نسبت انرژی مفیدی که منتقل می گردد به مقدار انرژی (کاری) که صرف انتقال این انرژی می گردد. در سیستم های تبرید انرژی مفید عبارتست از مقدار گرمایی که از محیط با دمای پایین منتقل می گردد به مقدار کاری که باید برای انتقال این انرژی صرف شود به عبارت دیگر

$$\beta_{ref} = \frac{Q_L}{W_c} = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} = \frac{1}{\frac{Q_H}{Q_L} - 1} \quad (7-5)$$

اگر از یک سیستم پمپ حرارتی به منظور گرمایش یک محیط استفاده شود در اینصورت انرژی مفید عبارتست از مقدار گرمایی که به محیط با دمای بالا منتقل می‌گردد به مقدار کاری که باید برای انتقال این انرژی صرف شود به عبارت دیگر

$$\beta_{H.P} = \frac{Q_H}{W_c} = \frac{Q_H}{Q_H - Q_L} = \frac{1}{1 - Q_L/Q_H} \quad (8-5)$$

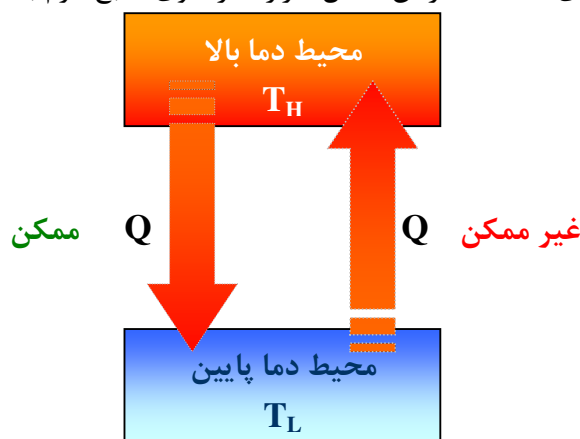
$$\beta_{H.P} = \frac{W_c + Q_L}{W_c} = 1 + \frac{Q_L}{W_c} \quad (9-5)$$

$$\beta_{H.P} = 1 + \beta_{ref}$$

هرچه β بزرگتر باشد بهتر است یعنی با صرف مقدار کارمینی گرمای بیشتری از منبع حرارتی سرد گرفته شده یا به منبع حرارتی گرم داده شده است. برای آنکه ضریب کارایی چرخه پمپ حرارتی بینهایت شود باید کار مورد نیاز مساوی صفر گردد که همانگونه که خواهیم دید طبق قانون دوم غیر ممکن است ($\beta = \infty \rightarrow W_c = 0$).

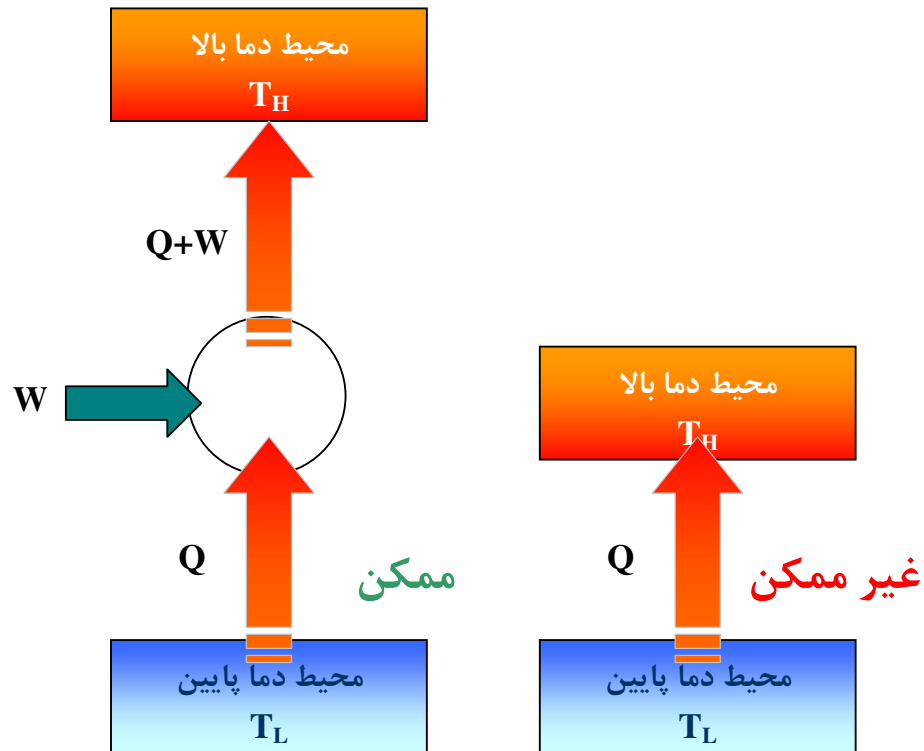
بیان قانون دوم ترمودینامیک

برای دو سیستمی که در تبادل حرارتی قرار دارند و از محیط خارج منزوی هستند غیرممکن است که گرما از سیستم سرد (منبع در دمای پائین) به سیستم گرم (منبع در دمای بالا) انتقال یابد بلکه فرآیند ممکن فرآیندی است که در آن انتقال حرارت از سوی منبع گرم به منبع سرد باشد.

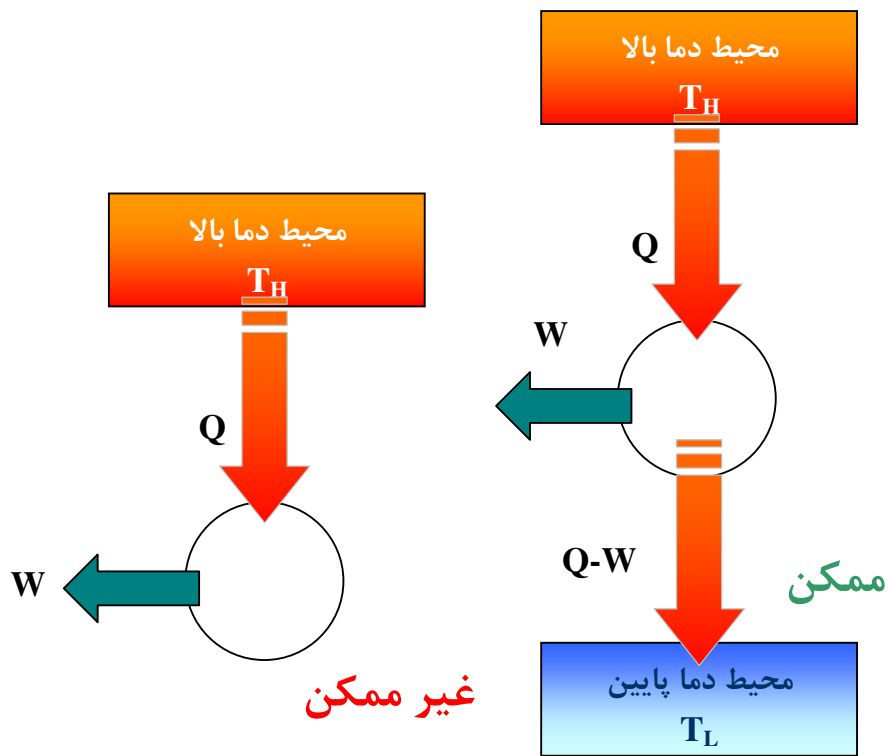


شکل ۵-۳. قانون دوم ترمودینامیک

بیان کلاسیوس: غیرممکن است که بتوان دستگاهی ساخت که در یک سیکل کار کند، حرارت از منبع سرد به منبع گرم منتقل کند و هیچ اثر دیگری روی محیط نگذارد. بلکه دستگاه ممکن دستگاهی است که به منظور انتقال گرما از محیط سرد به محیط گرم به آن کار بدهیم. بعبارت دیگر سیکل یخچال بدون کمپرسور غیرممکن است و یا ضریب عملکرد بی نهایت غیرممکن است.



شکل ۴-۵. قانون دوم ترمودینامیک به بیان کلاسیوس



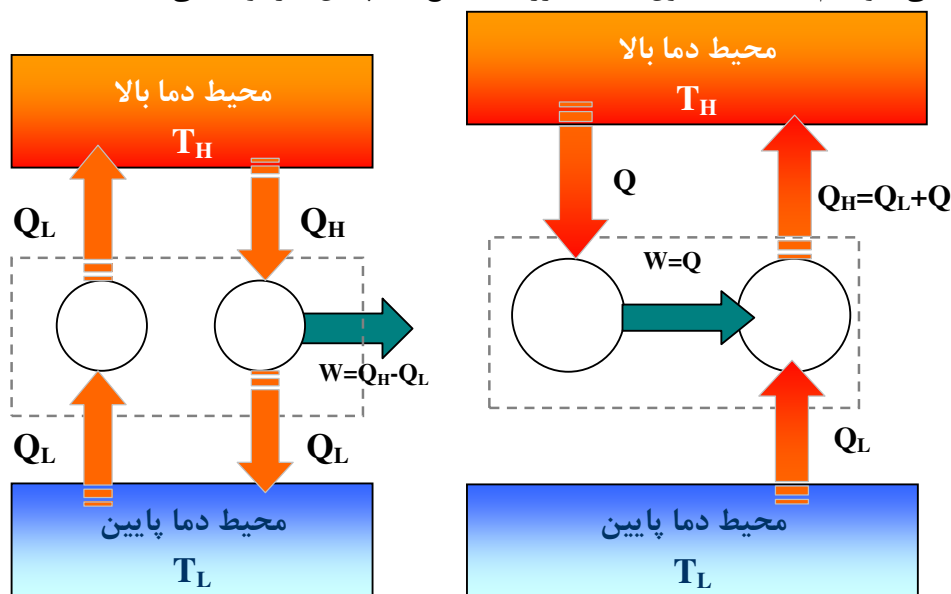
شکل ۵-۵. قانون دوم ترمودینامیک به بیان کلین پلانک

بیان کلوین پلانک: غیرممکن است که بتوان دستگاهی ساخت که در یک سیکل کار کند، از یک یا چند منبع حرارتی گرما گرفته و همهٔ این گرما را به کار تبدیل کند بلکه یکدستگاه ممکن دستگاهی است که بخشی از گرمای گرفته از منبع گرم را به منبع حرارتی سرد پس می دهد عبارت دیگر سیکل نیروگاه بخار بدون کندانسور غیرممکن است و یا بازدهٔ حرارتی ۱۰۰٪ غیرممکن است.

اثبات معادل بودن بیان کلاسیوس و کلوین پلانک

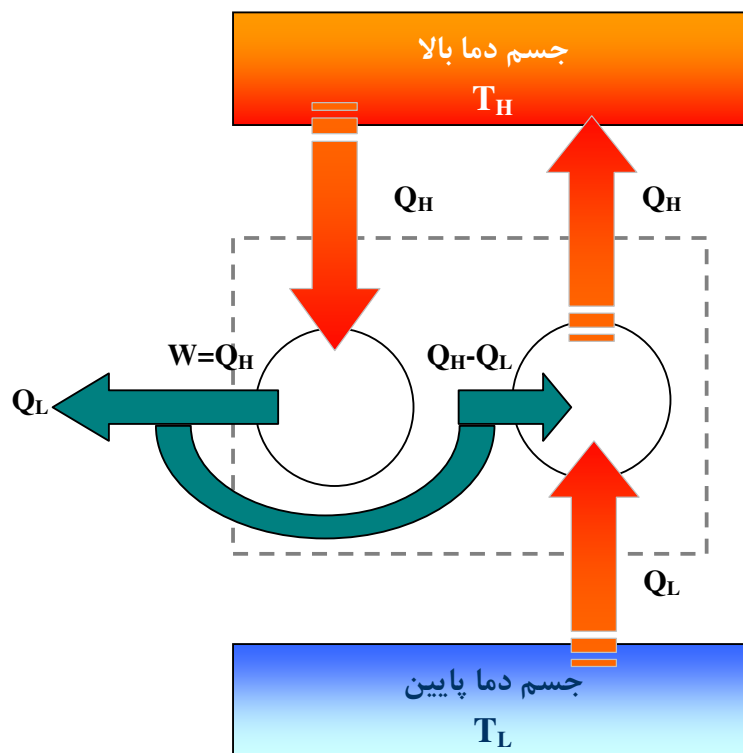
دو بیان کلوین پلانک و کلاسیوس در واقع هر دو بیان یک قانون واحد (قانون دوم ترمودینامیک) می باشند. با توجه به شکل (۵-۶) اگر موتوری وجود داشته باشد که بتواند بدون تبادل با منبع دما پایین کار تولید نماید می توان با استفاده از کار تولید شده یک یخچال را به کار انداخت که مقدار کار خود را تنها از طریق همین موتور تامین کند با در نظر گرفتن کل سیستم ما در واقع یک پمپ حرارتی خواهیم داشت که بدون گرفتن کار از بیرون می تواند گرما را از منبع دما پایین به منبع دما بالا منتقل نماید که البته مطابق با بیان کلوین پلانک غیر ممکن است.

حال در نظر بگیرید پمپ حرارتی موجود باشد که بتواند بدون دریافت کار گرما را از منبع دما پایین گرفته و به منبع دما بالا تحویل دهد. با در نظر گرفتن موتوری که در حین انجام کار با دریافت مقدار انرژی Q_H مقداری کار تولید نماید و به اندازهٔ مقدار گرمای منتقل شده توسط پمپ حرارتی توصیف شده گرما به منبع دما پایین تحویل دهد با در نظر گرفتن مجموع دو سیستم موتور و پمپ ماشینی خواهیم داشت که بدون مبادلهٔ انرژی با منبع دما پایین کار تولید می نماید.



شکل ۵-۶. بیان معادل بودن کلاسیوس با کلوین پلانک

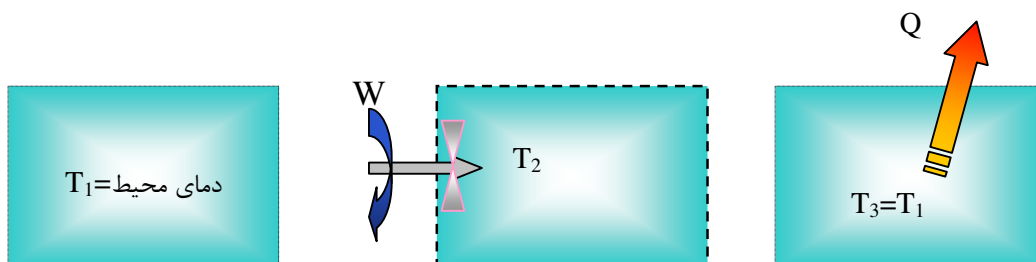
در شکل ۵-۶ (سمت راست) مجموع دو ماشین بدون دریافت کار به اندازهٔ Q_L حرارت از منبع سرد به منبع گرم انتقال می دهد که همان نقض قانون کلاسیوس می باشد. در مورد شکل سمت چپ مجموع دو ماشین $Q_H - Q_L$ گرما را به کار تبدیل می نماید و این غیر ممکن است.



شکل ۵-۷. ماشین حرکت دائمی نوع دوم

ماشین حرکت دائمی نوع دوم (Perpetual Motion Machine of the Second Kind)

مطابق شکل (۵-۷) یک ماشین ترکیبی به مقدار Q_L حرارت از اتمسفر گرفته و به کار تبدیل می‌نماید و می‌تواند تا به نهایت حرکت کند. در واقع با نقض قانون دوم به بیان کلون پلانک منجر به ساخت ماشینی شده‌ایم که می‌تواند انرژی مجانی اتمسفر را گرفته و تا ابد کار نماید. لازم به ذکر است که ماشین حرکت دائمی نوع اول ماشینی است که بدون مصرف انرژی کار تولید می‌کند و در واقع قانون اول را نقض می‌کند.



شکل ۵-۸. مخرنی که از سیالی پر شده در تعادل با محیط قرار دارد (سمت چپ)، با انجام کار بر روی حجم کنترلی که در این مرحله عایق شده دمای سیستم افزایش می‌یابد (وسط)، در نهایت با برداشتن عایق گرما از سیستم به محیط منتقل شده و سیستم با محیط به تعادل حرارتی می‌رسد.

خلاصه مطالب فوق

۱. سیستمی که یک سیکل را طی می‌کند و کار تولید می‌کند حتماً با دو منبع حرارتی سرد و گرم در تبادل حرارتی قرار دارد.

۲. سیستمی که یک سیکل را طی می کند و فقط بایک منبع حرارتی گرما مبادله کند حتماً کار صفر یا منفی دارد. کار صفر یعنی غیر ممکن است مانند ماشین حرکت دائمی نوع دوم و کار منفی مانند حالت زیر (به شکل ۵-۸) توجه کنید:

$$Q_{2-3} = u_3 - u_1 + W_{1-2} \quad (10-5)$$

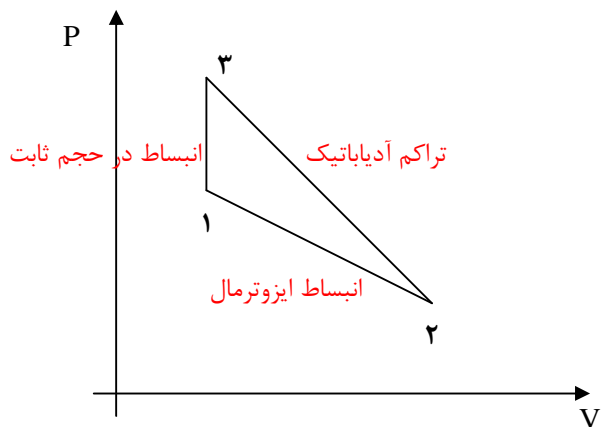
$$T_3 = T_1 \rightarrow u_3 = u_1$$

$$Q_{2-3} = W_{1-2}$$

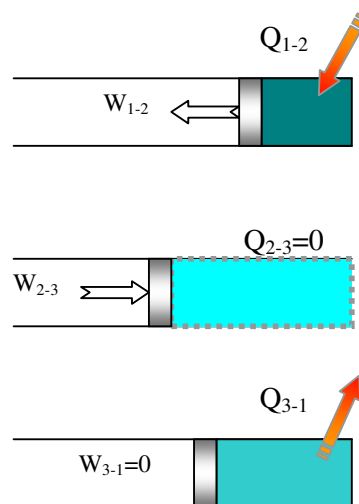
همه کار پروانه به گرما تبدیل شده و کار منفی است.

۳. کار نسبت به گرما انرژی با ارزش تری است چون می توان همه کار را به گرما تبدیل کرد در حالیکه بر عکس آن غیر ممکن است.

یک مثال دیگر: فرض می کنیم گاز کاملی داریم که مطابق شکل ۵-۹ یک سیکل را طی می کند.



شکل ۵-۹. مثال



برای فرآیند ایزوترمال خواهیم داشت:

$$Pv = const. \quad (11-5)$$

$$Pdv + vdP = 0 \quad (12-5)$$

$$\frac{dP}{dv} = -\frac{P}{v} \quad (13-5)$$

برای فرآیند آدیاباتیکی خواهیم داشت:

$$Pv^k = c \rightarrow v^k dP + (k-1)Pv^{k-1} dv = 0 \quad (14-5)$$

$$\frac{dP}{dv} = -\frac{kv^{k-1}P}{v^k} = -k\frac{P}{v} \quad (15-5)$$

برای هوا مقدار

$$k = 1.4$$

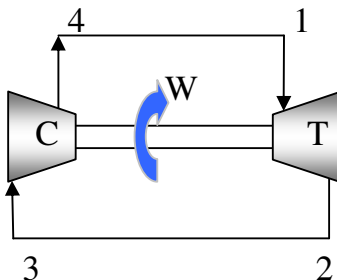
پس شیب فرآیند آدیباتیک بزرگتر است یا از نظر فیزیکی چون کار بطور آدیباتیک انجام می شود پس T_3 باید از T_1 بزرگتر باشد:

ملاحظه می شود که برای طی یک سیکل کار خالص داده ایم $W_{2-3} > W_{1-2}$ و گرما نیز از دمای $T_1 = T_2$ گرفته و به منبع حرارتی در دمای بین T_1, T_3 داده ایم:

$$W_{3-1} = 0 \text{ و } Q_{3-1} < 0 \quad (۱۶-۵)$$

نکته: در فرآیند 1-2 همه گرما را به کار تبدیل کرده ایم چون $u_1 = u_2$. این در تناقض بیان کلونین-پلانک نیست چون همه گرما در یک فرآیند و نه در یک سیکل به کار تبدیل شده است.

فرآیند برگشت پذیر: فرآیندی است که اگر انجام شود می توان سیستم و محیط را به حالت اولیه برگرداند مثلاً اگر سیستم در فرآیند رفت به محیط کار داده و گرما بگیرد می توان سیستم را به وضع اول برگرداند و در مسیر برگشت کار داده شده را از محیط گرفته و گرما گرفته شده از محیط را به آن پس داد.



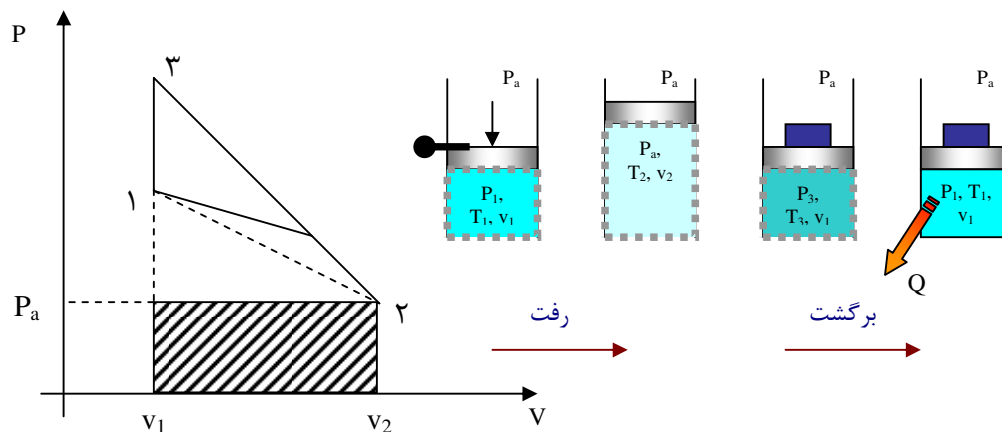
شکل ۵-۱۰. مثال

مثال ۱:

حالت ۱ در توربین به ۲ تبدیل شده و کار تولید می کند. حالت ۳ مانند ۲ است اگر بتوانیم با مصرف کار توربین حالت ۳ را در کمپرسور به حالت ۴ درآوریم و ۴ مانند ۱ باشد آنگاه سیستم به وضع اول برگشته و محیط نیز به حالت اول برمی گردد. چون کار توربین به محیط داده می شود و از محیط به اندازه کار توربین صرف کار کمپرسور خواهد شد. در واقعیت به علت اصطکاک داخلی توربین و کمپرسور کار مورد نیاز کمپرسور بیش از توربین خواهد بود و لذا باید مقداری از محیط کار گرفت تا فرآیند فوق امکان پذیر باشد.

فرآیند برگشت پذیر فرآیندی است ایده آل که حد فرآیندهای واقعی در طبیعت می باشد لذا ابتدا فرآیندهای برگشت ناپذیر را مثال زده و آنگاه حد این فرآیند را بصورت فرآیند برگشت پذیر تعریف می کنیم.

مثال ۲. فرآیند انبساط غیر تعادلی از فشار P_1 تا فشار P_a .



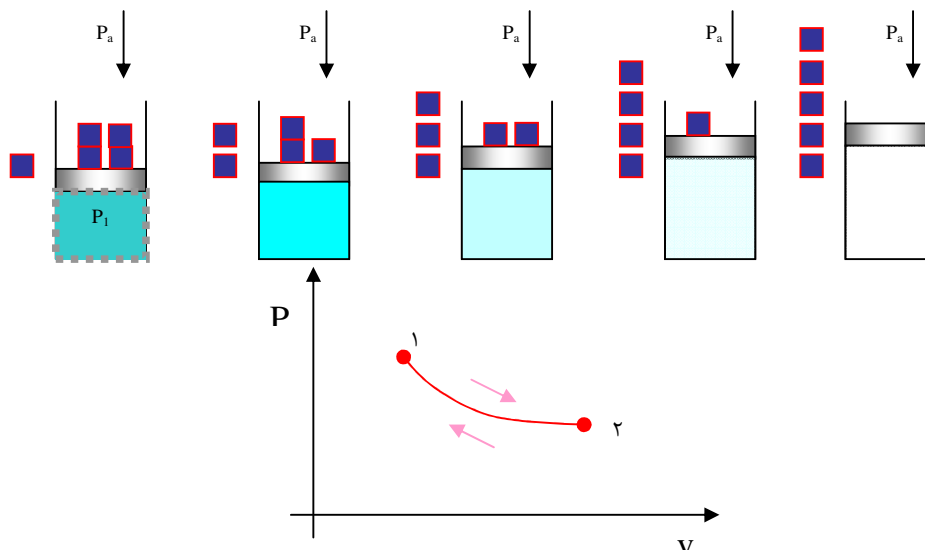
شکل ۵-۱۱. مثال

$$W_{1-2} < W_{3-2}, W_{3-1} = 0 \Rightarrow \oint \delta W < 0 \quad (17-5)$$

$$Q_{1-2}, Q_{2-3} = 0, Q_{3-1} < 0 \Rightarrow \oint \delta Q < 0 \quad (18-5)$$

$$\oint \delta Q = \oint \delta W \quad (19-5)$$

پس Q حرارت به محیط داده و W کار از محیط گرفته ایم برای آنکه محیط به وضع اول برگردد باید همهٔ گرمای داده شده را به کار تبدیل کنیم که غیر ممکن است.



شکل ۵-۱۲. انبساط برگشت ناپذیر

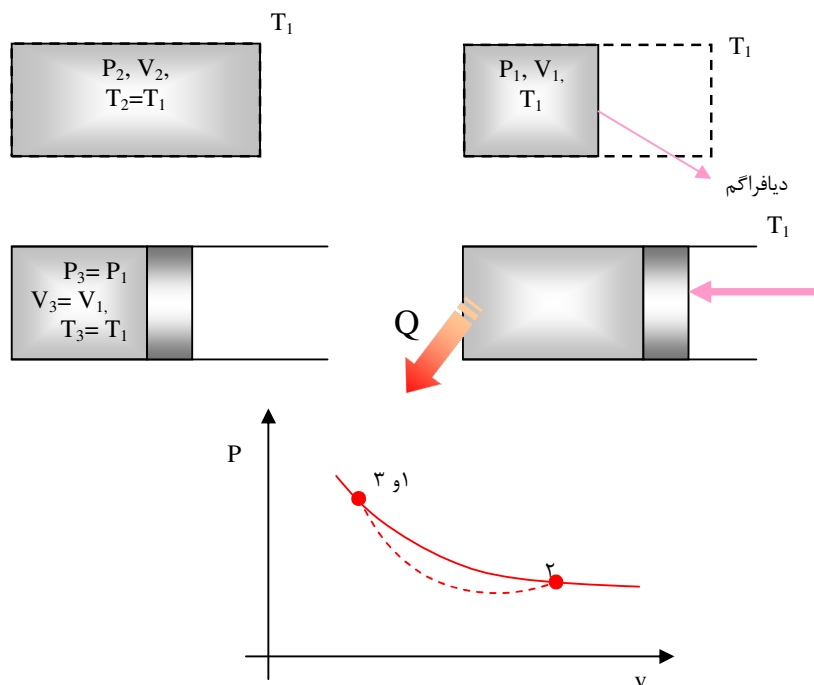
مثال ۳. فرآیند انبساط برگشت پذیر یا شبه تعادلی از فشار P_1 تا فشار P_a

$$P_1 = P_a + \frac{mg}{A_p} \quad (20-5)$$

$$P_2 = P_a$$

سطح مقطع پیستون، P_a فشار جو می‌باشد. به شرطی که جرمهای کوچک به سمت صفر میل کنند یا به عبارت دیگر به شرط آنکه فرآیند بسیار آهسته انجام شود می‌توان از بلند کردن جرم کوچک به اندازه ارتفاع جابجائی کوچک صرف‌نظر کرد و محیط را در مسیر برگشت بدون تغییر فرض کرد.

مثال ۴. فرآیند برگشت ناپذیر انبساط در خلاء حالت خاص انبساط غیر تعادلی گاز کاملی را در نظر بگیرید که مطابق شکل ۵-۱۳ یک فرآیند انبساط در خلاء را از نقطه ۱ به ۲ طی کند. در این حالت کار انجام شده صفر است و چون سیستم عایق است خواهیم داشت $u_2 = u_1$. حال در مسیر برگشت اگر بخواهیم گاز را به حالت اول برگردانیم لازم است کار تراکم انجام گردد و برای کاهش دما باید از سیستم گرما گرفته شود. ملاحظه می‌گردد که در طول فرآیند برگشت کار داده‌ایم و گرما گرفته‌ایم یعنی:



شکل ۵-۱۳. انبساط برگشت‌ناپذیر در خلاء

$$Q_{1-2} = u_2 - u_1 + W_{1-2} \quad (21-5)$$

$$u_2 = u_1 \Rightarrow T_2 = T_1$$

$$Q_{3-2} = u_3 - u_2 + W_{2-3}$$

$$\begin{cases} T_2 = T_3 \\ T_1 = T_2 \end{cases} \Rightarrow T_3 = T_1$$

$$v_3 = v_1 \quad \text{چون}$$

$$P_3 = P_1 \quad \text{پس}$$

لذا

$$u_3 = u_2$$

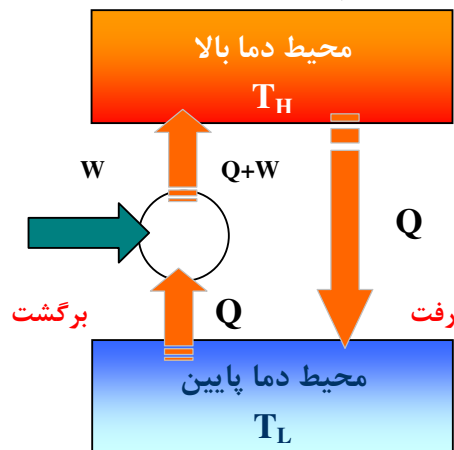
و

$$Q_{3-2} = W_{2-3}$$

بنابراین W_{2-3} کار از محیط گرفته و Q_{3-2} گرما به آن داده ایم و بنا به قانون دوم ترمودینامیک نمی‌توانیم همه گرما را به کار تبدیل کنیم. بنابراین فرآیند برگشت ناپذیر است، چون محیط تغییر کرده‌است.

تذکره: مسیر رفت خط چین رسم شده‌است که بیانگر آن است که مسیر رفت از نظر ترمودینامیکی نامشخص است و صرفاً نقاط ابتدا و انتهای آن معلوم هستند.

مثال ۵. فرآیند انتقال حرارت برگشت ناپذیر



شکل ۵-۱۴. فرآیند انتقال حرارت برگشت ناپذیر

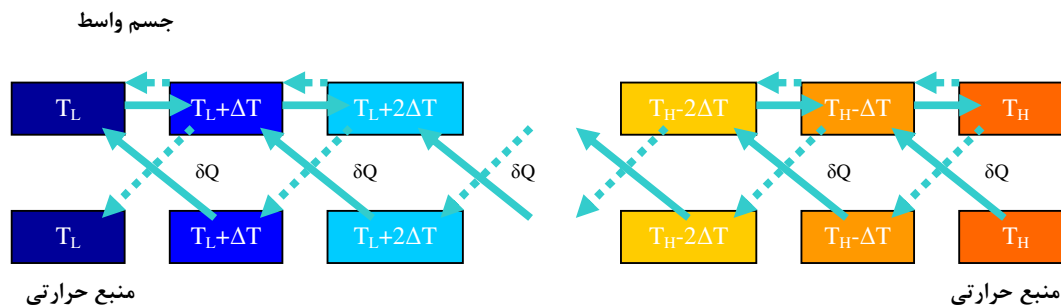
ملاحظه می‌گردد که در مسیر رفت حرارت Q از T_H به T_L رفته و برای برگرداندن Q به منبع گرم لازم است به مقدار W کار انجام دهیم. پس در حالت کلی از محیط W کار گرفته و به منبع گرم داده‌ایم ولی به موجب قانون دوم ترمودینامیک نمی‌توان کار داده‌شده به منبع را که به شکل گرما در آمده دوباره تماماً به کار تبدیل نمود.

مثال ۶. فرآیند انتقال حرارت برگشت پذیر

$$T_2 > T_1$$

(22-5)

به شکل ۵-۱۶ توجه نمایید. در رفت در مجموع توانسته ایم به جسم واسطه $n\delta Q$ حرارت بدهیم و در برگشت $n\delta Q$ از آن حرارت بگیریم. در مسیر رفت منبع T_L تبادل حرارت ندارد و در برگشت δQ حرارت می گیرد. در مسیر رفت از منبع T_H گرم گرفته در مسیر برگشت تبادل حرارت ندارد. جسم واسطه در مسیرهای رفت و برگشت تبادل حرارت مساوی دارد بنابراین به وضع اول برگشته است. پس در مجموع δQ حرارت از منبع T_H گرفته و آنرا به منبع T_L داده ایم لذا محیط اندکی دستخوش تغییر شده است در حد اگر تعداد منبع های حرارتی به بی نهایت میل کند فرآیند برگشت پذیر خواهد شد لذا فرآیند انتقال حرارت برگشت پذیر فرآیندی است که از آن اختلاف درجه حرارت بسیار کوچک باشد که در عمل بشرطی ممکن است که سطح تبادل حرارت بین دو منبع بی نهایت بزرگ باشد تا بتوان مقدار معین Q مبادله کرد.



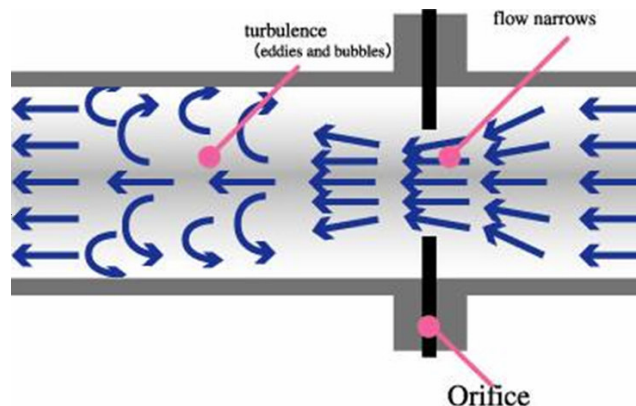
شکل ۵-۱۶. انتقال حرارت برگشت پذیر

مثال ۷. فرآیند توام با اصطکاک یا تلفات

در مسیر رفت و برگشت اگر اصطکاک در لوله را در نظر بگیریم نمی توان حالت ۱ را به حالت اول برگردانید.

$$\begin{aligned} P_2 < P_1 \\ P_3 < P_2 \end{aligned} \Rightarrow P_3 < P_1 \quad (۵-۲۳)$$

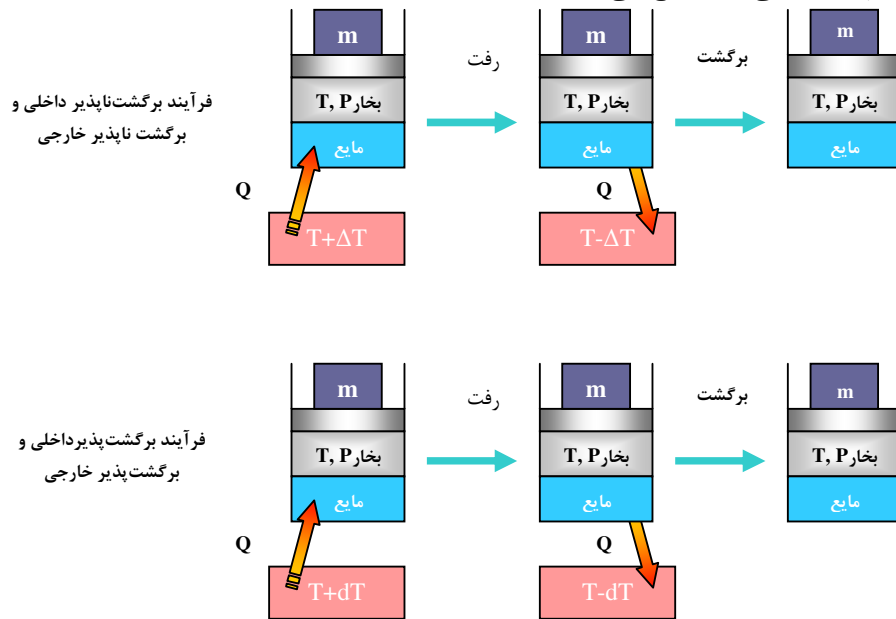
اختلاف فشارها در روابط فوق به دلیل افت فشار ناشی از اصطکاک در رفت و برگشت می باشد. در مورد جریان اریفیس (Orifice) نیز از هر طرف حرکت کنیم افت فشار خواهیم داشت، پس مسیر رفت برگشت ناپذیر است.



شکل ۵-۱۷. جریان از درون اریفیس

فرآیند برگشت پذیر داخلی

فرآیندی است که عامل برگشت ناپذیری از خارج به سیستم تحمیل می شود و به عبارت دیگر ذات تغییرات حالت سیستم نمی باشد یا دقیق تر سیستم در مسیر رفت و برگشت عیناً از یک سری شرایط یا حالت‌های تعادلی مشابه عبور می کند و مسیر رفت دقیقاً روی مسیر برگشت منطبق است. بعنوان مثال فرآیند انبساط غیرتعادلی یک فرآیند برگشت ناپذیر داخلی است، زیرا که مسیر رفت و برگشت مشابه نبوده و یا سیستم در رفت از حالت‌های تعادلی عبور نمی کند مثال زیر یک فرآیند برگشت پذیر داخلی را تشریح می کند.



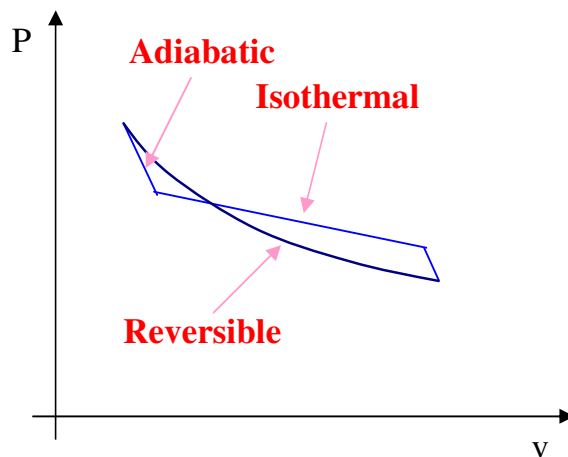
شکل ۵-۱۸. فرآیند انتقال حرارت برگشت پذیر داخلی و برگشت ناپذیر

اختلاف درجه حرارت به صفر میل کرده یا سطح تماس برای انتقال حرارت بی نهایت شده است، ملاحظه می شود که سیستم (مایع و بخار) در هر فرآیند دستخوش تغییرات مشابهی می شود و برای هر دو فرآیند مسیرهای رفت و برگشت عیناً نظیر هم است. پس فرآیند از نظر داخلی برگشت پذیر است.

نامعادله کلاسیوس

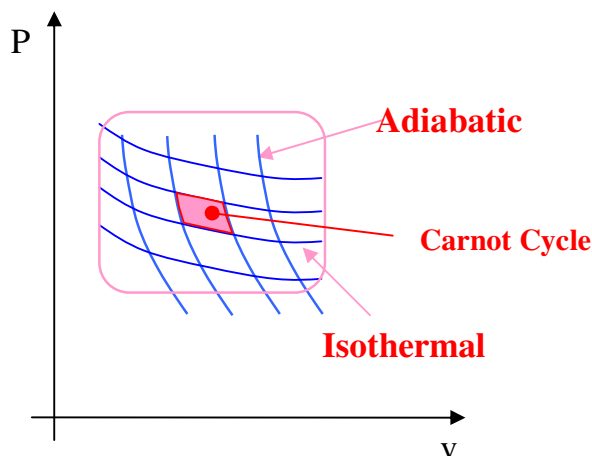
مقدمه

هر فرآیند برگشت پذیری را می توان بصورت مجموع دو فرآیند برگشت پذیر ایزوترم و آدیاباتیک در نظر گرفت.



شکل ۵-۱۹. فرآیند بازگشت پذیر بصورت مجموع دو فرآیند همدمای و آدیاباتیکی

در این صورت هر ماشین برگشت پذیری مجموعه‌ای از چندین ماشین کارنو است. سیکل کارنو در ادامه مطالب بحث خواهد شد (به صفحه ۷۲ مراجعه نمایید).



شکل ۵-۲۰. فرآیند بازگشت پذیر را می‌توان به عنوان مجموع فرآیندهای آدیاباتیکی و ایزوترمال در نظر گرفت

نامعادله کلاسیوس

با توجه به شکل (۵-۲۱) داریم:

$$\oint \delta Q = Q_H - Q_L > 0 \quad (۵-۲۴)$$

فرض کنید که ماشین برگشت پذیر باشد آنگاه همانطور که بعداً خواهیم دید در مورد سیکل کارنو

داریم $\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_H}{T_L}$ پس با فرض اینکه هر ماشین برگشت پذیری مجموعه‌ای از چندین کارنو است

می‌نویسیم:

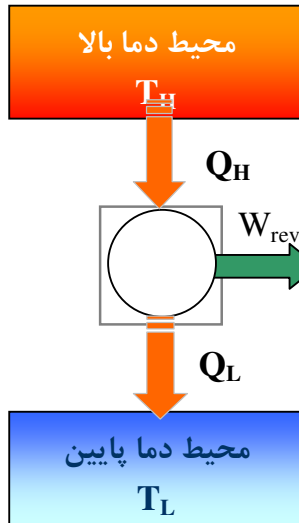
$$\int_{rev} \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} = 0 \quad (۵-۲۵)$$

با فرض آنکه رابطه فوق برقرار باشد داریم:

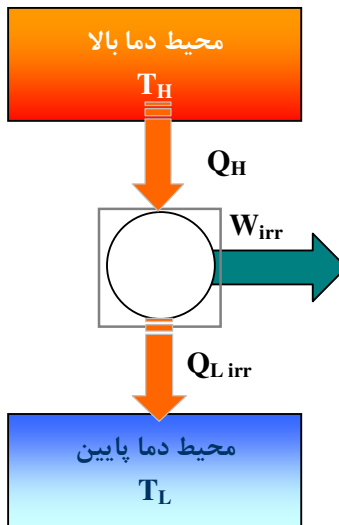
$$T_L \rightarrow T_H \text{ اگر } \Rightarrow \oint_{rev} \delta Q = 0, \oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (26-5)$$

پس همواره داریم:

$$\oint_{rev} \delta Q \geq 0 \Rightarrow \oint_{rev} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (27-5)$$



شکل ۵-۲۱. موتور برگشت پذیر



شکل ۵-۲۲. موتور بازگشت ناپذیر

حال فرض کنید موتور را بازگشت ناپذیر کنیم در اینصورت کار آن نسبت به حالت بازگشت پذیر کمتر خواهد شد:

$$W_{irr} < W_{rev} \quad (28-5)$$

$$Q_H - Q_{L_{irr}} < Q_H - Q_{L_{rev}} \quad (29-5)$$

$$Q_{L_{irr}} > Q_{L_{rev}} \quad (30-5)$$

$$\int_{irr} \delta Q = Q_H - Q_{L_{irr}} > 0 \quad (31-5)$$

$$\int_{irr} \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{Lirr}}{T_L} < 0 \quad (32-5)$$

$$Q_H, T_H, T_L \text{ ثابت} \quad (33-5)$$

بنابراین هنگامی که موتور بازگشت‌ناپذیر شد معادله $\oint_{rev} \frac{\delta Q}{T} = 0$ به نامعادله تبدیل شد. هرچه ماشین بیشتر برگشت‌ناپذیر باشد مثلاً اصطکاک داخلی خیلی زیاد باشد کار خالص کمتر خواهد بود تا جائیکه برگشت‌ناپذیری به حدی است که کار خالص صفر داریم.

$$\oint_{irr} \delta Q = 0 \quad (34-5)$$

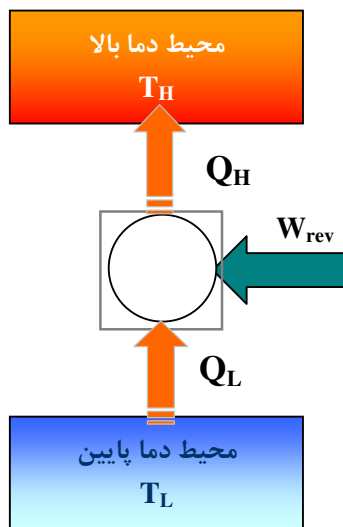
ولی داریم

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{Lirr}}{T_L} < 0 \quad (35-5)$$

مقدار فوق بیشتر صفر می‌شود بنابراین همواره داریم:

$$\oint_{irr} \delta Q \geq 0 \quad (36-5)$$

$$\oint_{irr} \frac{\delta Q}{T} < 0$$



شکل ۲۳-۵. پمپ حرارتی برگشت‌پذیر

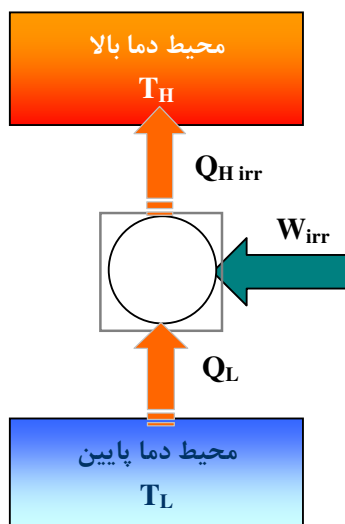
در مورد پمپ حرارتی شکل ۲۳-۵ می‌توان نوشت:

$$\oint_{rev} \delta Q = -Q_H + Q_L < 0 \quad (37-5)$$

$$\oint_{rev} \frac{\delta Q}{T} = -\frac{Q_H}{T_H} + \frac{Q_L}{T_L} = 0$$

$$T_H \rightarrow T_L \Rightarrow \begin{cases} \oint \delta Q = 0 \\ \oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \end{cases}$$

پس همواره داریم $\oint \delta Q \leq 0$



شکل ۵-۲۴. پمپ حرارتی برگشت‌ناپذیر

اکنون پمپ حرارتی را برگشت‌ناپذیر می‌کنیم (شکل ۵-۲۴) خواهیم داشت:

$$W_{irr} > W_{rev} \quad (۳۸-۵)$$

$$Q_{H_{ir}} - Q_L > Q_{H_{rev}} - Q_L$$

$$Q_{H_{ir}} > Q_{H_{rev}}$$

$$\oint_{ir} \delta Q = -Q_{H_{irr}} + Q_L < 0$$

$$\oint_{ir} \frac{\delta Q}{T} = -\frac{Q_{H_{irr}}}{T_H} + \frac{Q_L}{T_L} < 0$$

ثابت T_H, T_L, Q_L

هرچه ماشین را برگشت‌ناپذیر کنیم مقدار $Q_{H_{irr}}$ بزرگتر می‌شود.

$$\oint \delta Q < 0 \quad (۳۹-۵)$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

$$\oint \delta Q < 0, \oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

برای کلیه ماشین‌های برگشت‌پذیر داریم:

$$\oint_{rev} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (۴۰-۵)$$

برای کلیه ماشین‌های برگشت‌ناپذیر داریم:

$$\oint_{irr} \frac{\delta Q}{T} < 0$$

در حالت کلی برای هر ماشینی می‌توان نوشت:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

رابطه فوق نامساوی کلاسیوس نامیده می‌شود.

تذکر: از نظر تاریخی نامعادله کلاوسیوس از تجربه حاصل شده است. به عبارت دیگر برای هر ماشین حرارتی که بشر ساخته است اندازه گیری ها نشان می دهد که $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$ است. طبیعی است که حد این معادله برای فرآیندهای ایده آل به تساوی تبدیل می شود.

انترپی خاصیت سیستم بسته

$$\int_{rev} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (41-5)$$

تشابه بین انترپی سیستم و انرژی سیستم:

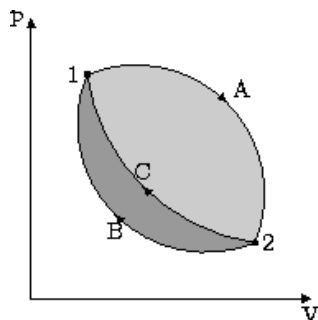
$$\oint \delta Q = \oint \delta w \quad (42-5)$$

$$(\delta Q - \delta w) \Rightarrow \delta Q - \delta w = dE \quad (43-5)$$

چون سیکل 1A2B1 برگشت پذیر است.

$$\int_{rev} \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow \int_{1 rev} \frac{\delta Q}{T} \text{ ندارد} \Rightarrow \frac{\delta Q}{T} = ds \quad (45-5)$$

خاصیت سیستم



شکل ۵-۲۵. مسیرهای یک سیکل بسته برگشت پذیر

$$A \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + B \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (46-5)$$

$$A \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + C \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$B \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = C \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = \dots = x \int_2^1 \frac{\delta Q}{T}$$

پس مقدار انتگرال $\frac{\delta Q}{T}$ روی مسیر برگشت پذیر به مسیر بستگی ندارد یعنی مقدار $\frac{\delta Q}{T}$ خاصیت سیستم است چون تغییرات آن به مسیر بستگی ندارد و آنرا با S نشان می دهیم و انترپی می نامیم و داریم:

$$ds = \frac{\delta Q}{T} \quad (47-5)$$

$$\Delta S = \int_1^2 ds = S_2 - S_1 = \int_{1 \text{ rev}}^2 \frac{\delta Q}{T}$$

مثال: مطلوبست محاسبه $u_2 - u_1$ برای فرآیندهای غیر تعادلی و تعادلی (برگشت ناپذیر) 1-2 با توجه به اطلاعات ذیل.

$$T_1 = T_2 = 3000 \text{ و } Q_{1-2, \text{irr}} = 0 \text{ و } W_{1-2, \text{irr}} = ?$$

$$Q_{1-2, \text{rev}} = 300 \text{ kJ و } W_{1-2, \text{rev}} = 350 \text{ kJ}$$

$$300 = u_2 - u_1 + 350$$

$$u_2 - u_1 = -50$$

محاسبه از طریق فرآیند برگشت پذیر انجام شده ولی مقدار Δu به مسیر بستگی ندارد. پس این مقدار برای فرآیند برگشت ناپذیر نیز صادق است.

مطلوبست محاسبه $S_2 - S_1$ برای فرآیند فوق: با فرض اینکه در فرآیند برگشت پذیر داریم:

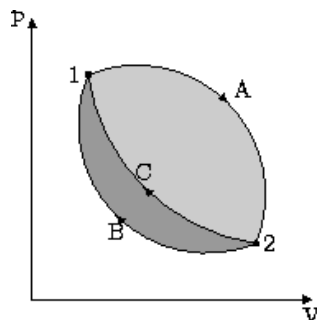
$$s_2 - s_1 = \int_{\text{rev}} \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T} \int \delta Q = \frac{1}{300} \times 300 = 0.1$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} = \int \frac{0}{T} = 0 \text{ برای فرآیند برگشت ناپذیر}$$

که با مقدار قبل مغایرت دارد چون نمی توان تغییرات انتروپی را بوسیله مسیر برگشت ناپذیر محاسبه کرد اما چون $S_2 - S_1$ خاصیت سیستم هستند و توابع نقطه ای هستند پس تغییرات آن اگر برای یک مسیر برگشت پذیر دلخواه بین آن دو نقطه بدست آید این تغییرات برای هر مسیر دیگری هر چند برگشت ناپذیر صادق است. لذا برای مسیر برگشت ناپذیر نیز داریم:

$$s_2 - s_1 = 0.1$$

تغییرات انتروپی برای یک فرآیند برگشت ناپذیر



شکل ۵-۲۶. مسیرهای یک سیکل بسته با فرآیند برگشت ناپذیر

$$A \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + B \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \quad (48-5)$$

$$A \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + C \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} < 0 \quad (49-5)$$

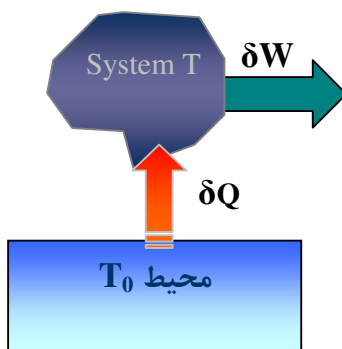
$$B \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} > C \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \quad (50-5)$$

$$s_1 - s_2 = B \int_{2^{rev}}^1 \frac{\delta Q}{T} \quad (51-5)$$

$$\int_2^1 ds > \int \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_c \quad (52-5)$$

$$ds \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (53-5)$$

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (54-5)$$



شکل ۵-۲۷. تغییر آنتروپی محیط و سیستم

اصل افزایش آنتروپی

$$ds_{System} \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (55-5)$$

$$ds_{Environment} = -\frac{\delta Q}{T_o} \quad (56-5)$$

$$ds_{خالص} = ds_{System} + ds_{محیط} \geq \frac{\delta Q}{T} - \frac{\delta Q}{T_o} \quad (57-5)$$

$$\geq \delta Q \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o} \right)$$

$$T_o > T \Rightarrow \Delta s_{خالص} \geq 0 \quad (58-5)$$

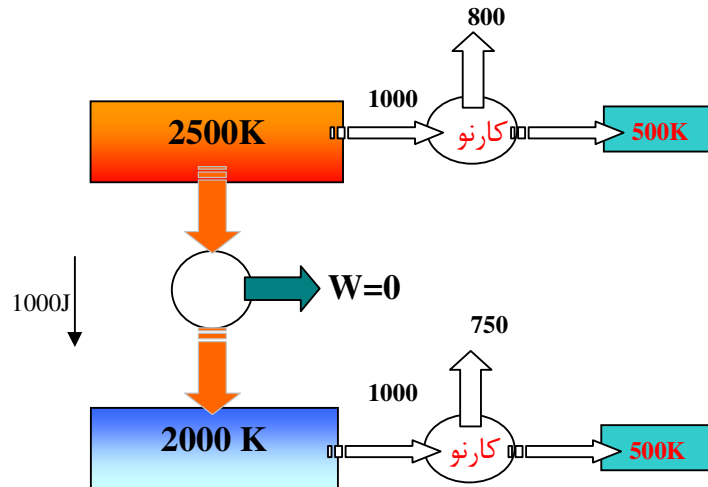
اگر $T > T_o \Rightarrow \Delta s \geq 0$ دوباره علامت δQ عوض میشود

اگر سیستم ایزوله باشد، در آن صورت آنتروپی محیط تغییر نکرده و همواره داریم:

$$\Delta s \geq 0 \quad (59-5)$$

قابلیت کاردهی Available Work

برای یک موتور حرارتی که بایک منبع حرارتی گرم در تماس است عبارتست از حداکثر کار ممکن که می توان از موتور نسبت به یک منبع حرارتی در دمای مرجع اخذ نمود. دمای منبع حرارتی مرجع معمولا کمترین دمای ممکن در اتمسفر زمین فرض می گردد. در مثال های زیر دمای حداقل مرجع 500K فرض شده است.



شکل ۵-۲۸. مثال

کار تولید شده از ۱۰۰۰ ژول در ۲۵۰۰ کلوین، نسبت به دمای سرد ۵۰۰ کلوین:

$$w_{\max} = 1000 \left(1 - \frac{500}{2500}\right) = 800$$

قابلیت کاردهی

کار تولید شده از ۱۰۰۰ ژول در ۲۰۰۰ کلوین، نسبت به دمای سرد ۵۰۰ کلوین:

$$w_{\max} = 1000 \left(1 - \frac{500}{2000}\right) = 750$$

قابلیت کاردهی

کاهش قابلیت کاردهی (Work Degradation)

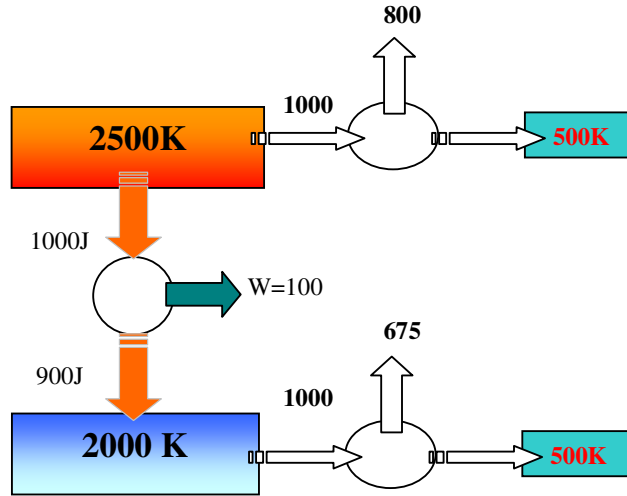
$$D = 800 - 750 = 50$$

$$\Delta s_{\text{sys}} = \Delta s_{\text{سیکل}} = 0$$

$$\Delta s_{\text{محیط}} = \Delta s_H + \Delta s_L = \frac{-1000}{2500} + \frac{1000}{2000} = 0.1$$

$$D = T_o \Delta S = (500)(0.1) = 50$$

ملاحظه می گردد که D حاصل ضرب افزایش آنتروپی در ضریب تناسب حداقل دمای مرجع سرد فرض شده است. لذا به ازاء یک دمای مرجع افزایش آنتروپی یک سیستم در واقع بیانگر کاهش قابلیت کاردهی آن است.

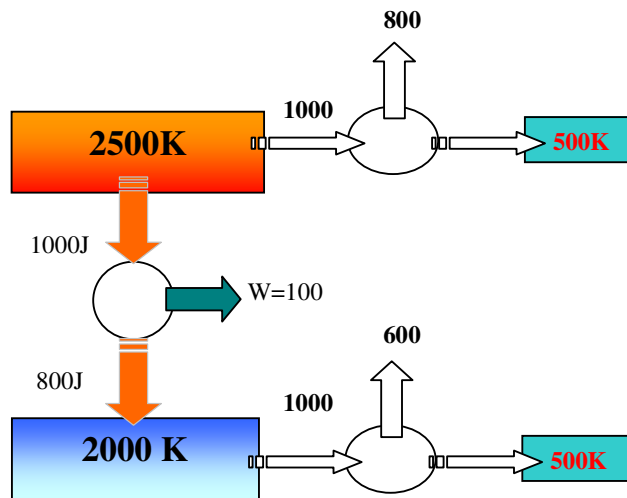


شکل ۵-۲۹. مثال

$$D = 800 - 675 - 100 = 25$$

$$\Delta s_{System} = 0, \Delta s_{محیط} = \frac{-1000}{2500} + \frac{100}{2000} = 0.05$$

$$D = T_o \Delta S = (0.05)(500) = 25$$



شکل ۵-۳۰. مثال

$$\frac{Q_H}{T_H} = \frac{Q_L}{T_L}$$

$$Q_L = (1000) \frac{(2000)}{2500} = 800$$

$$W_{net} = 1000 - 800 = 200$$

$$D = 800 - 600 - 200 = 0$$

$$\Delta s = \frac{1000}{2500} - \frac{800}{2000} = 0$$

$$D = T_o \Delta s = 0$$

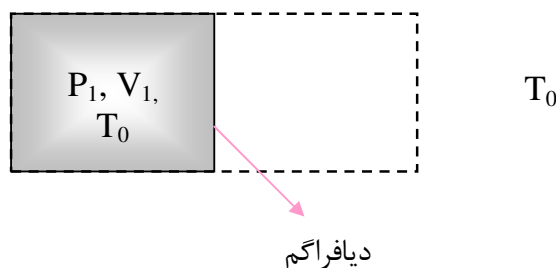
نتیجه گیری

برای هر فرآیند برگشت ناپذیری داریم $\int_{irr} \frac{\delta Q}{T} > \Delta s$ ، اگر فرآیند آدیاباتیکی باشد داریم $\Delta s > 0$.

وقتی فرآیند برگشت ناپذیری انجام می شود نظیر انتقال حرارت از منبع گرم به منبع سرد می توان Δs خالص را محاسبه کرد و ملاحظه کرد که $\Delta s > 0$ در عین حال می توان کاهش قابلیت کاردهی را نیز محاسبه کرد نظیر محاسبات فوق و ملاحظه کرد که با انجام فرآیند برگشت ناپذیر مقدار قابلیت کاردهی کاهش می یابد.

در نتیجه با انجام هر فرآیند برگشت ناپذیر یعنی افزایش انتروپی عالم میزان قابلیت کاردهی انرژی موجود کاهش می یابد و اگر این را به تمام دنیا تعمیم دهیم نتیجه می گیریم که با استفاده از منابع موجود انرژی جهان هر لحظه انتروپی عالم افزایش در عین حال قابلیت کاردهی انرژی پائین می آید. تاجائیکه تمام انرژی قابل تبدیل در دمای بالا به انرژی در دمای پائین مثلاً دمای اتمسفر تنزل پیدا می کند و در آنجا دیگر نمی توان از این انرژی استفاده کرد و چون برای استفاده از این انرژی نیاز به منبع سرد داریم که در جهان موجود نمی باشد.

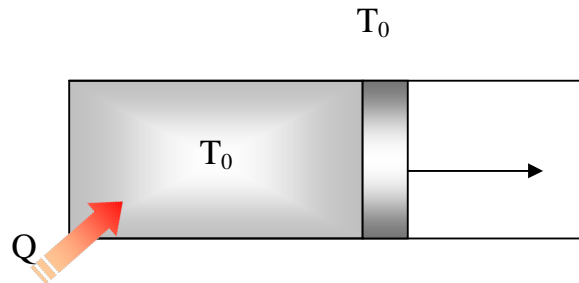
مطالب فوق را از یک فرآیند انتقال حرارت برگشت ناپذیر نتیجه گرفتیم نظیر آنرا می توان از فرآیند زیر نتیجه گرفت.



شکل ۵-۳۱. انبساط کنترل نشده

با استفاده از تعریف قابلیت کاردهی داریم:

$$D = T_o \Delta s = RT_o \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (۶۰-۵)$$



شکل ۵-۳۲. فرآیند برگشت پذیر انبساط همدم

کار برای فرآیند همدم از حجم V_1 به V_2 را می توان برای گاز کامل بصورت زیر حساب کرد.

$$W_{\max} = RT_0 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (۶۱-۵)$$

همچنین تغییرات آنتروپی گاز کامل در فرآیند همدم برابر است با:

$$\Delta s = R_0 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (۶۲-۵)$$

دراثر فرآیند برگشت ناپذیر آنتروپی افزایش یافته است و قابلیت کاردهی از بین رفته است. ملاحظه می کنید که (۶۲-۵) و (۶۱-۵) متناسب هستند. ضریب تناسب دمای T_0 است.

تغییرات آنتروپی جامدات و مایعات

با توجه به این امر که می توان برای مایعات و جامدات گرمای ویژه را ثابت فرض نمود می توان نوشت:

$$Tds = du + pdv \quad (۶۳-۵)$$

$$dv \approx 0$$

$$Tds \approx du \approx cdt \Rightarrow ds = \frac{C}{T} dT \rightarrow s_2 - s_1 \cong C \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

با فرض $C = \text{Const}$

مثال: 1kg مایع آب از 20°C تا 90°C گرم می شود مطلوبست تغییرات آنتروپی آن:

$$s_2 - s_1 = 4.184 \ln \frac{363.2}{293.2} = 0.8958 \text{ kJ/kg.K} \quad \text{روش اول:}$$

$$s_2 - s_1 = s_f|_{90} - s_f|_{20} = 1.1925 - 0.2966 = 0.8959 \text{ kJ/kg.K} \quad \text{روش دوم (بکارگیری جداول):}$$

تغییرات آنتروپی گاز کامل

$$Tds = du + Pdv \quad (۶۴-۵)$$

$$ds = C_{v0} dT \text{ و } \frac{P}{T} = \frac{R}{v} \quad (۶۵-۵)$$

$$ds = C_{v0} \frac{dT}{T} + \frac{R}{v} dv \quad (۶۶-۵)$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 C_{v_o} \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (۶۷-۵)$$

$$Tds = dh - v dP \quad (۶۸-۵)$$

$$Tds = C_{p_o} dT - \frac{RT}{P} dP \quad (۶۹-۵)$$

$$ds = C_{p_o} \frac{dT}{T} - \frac{R}{P} dP \quad (۷۰-۵)$$

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 C_{p_o} \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (۷۱-۵)$$

روشهای مختلف محاسبه $\int C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$ یا $\int C_v \ln \frac{T_2}{T_1}$:

الف) با فرض $C_p = const$

$$s_2 - s_1 = C_{p0} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (۷۲-۵)$$

ب) C_{p_o} تابعی از دما از جدول A.9

$$s_2 - s_1 = \int C_p(\theta) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (۷۳-۵)$$

ج) استفاده از روش جدول A.10 و A.11 بصورت زیر:

اگر

$$s_T^o = \int_{T_o}^T \frac{C_{p_o}}{T} dT \quad (۷۴-۵)$$

آنگاه

$$s_2 - s_1 = (s_{T_2}^o - s_{T_1}^o) - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (۷۵-۵)$$

چون داریم:

$$\int_{T_o}^{T_2} C_{p_o} \frac{dT}{T} - \int_{T_o}^{T_1} C_{p_o} \frac{dT}{T} = \int_{T_1}^{T_2} C_{p_o} \frac{dT}{T} \quad (۷۶-۵)$$

مثال 1kg هوا از 300K تا 600K گرم می شود و فشار آن از 400kPa به 300kPa می رسد.

الف-

$$C_{p_o} = 1.0035 \text{ kJ/kgK}$$

C_{p_o} ثابت جدول A.8

$$S_2 - S_1 = 1.0035 \ln \frac{600}{300} - 0.287 \ln \frac{300}{400} = 0.7781 \text{ kJ/kg.K}$$

ب- جدول A.11

$$T_1 = 300 \Rightarrow S_{T_1}^o = 2.5153$$

$$T_2 = 600 \Rightarrow S_{T_2}^o = 3.2223$$

$$S_2 - S_1 = 3.2223 - 2.5153 - 0.287 \ln \frac{300}{400} = 0.7896 \text{ kJ/kg.K}$$

جدول هوا برای محاسبه خواص در فرآیند برگشت پذیر آدیاباتیکی (کاربرد A.10)

$$\begin{cases} Tds = dh - vdp \\ ds = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{aligned} dh &= v dP \\ C_{p0} dT &= v dP = \frac{RT dP}{P} \end{aligned}$$

$$\frac{dP}{P} = \frac{C_{p0}}{R} \frac{dT}{T}$$

بین حالت مرجع T_o و P_o و هر حالت خاصی انتگرال می گیریم:

$$\ln \frac{P}{P_o} = \frac{1}{R} \int_{T_o}^T C_{p0} \frac{dT}{T}$$

$$\ln \text{Pr} = \frac{1}{R} \int_{T_o}^T C_{p0} \frac{dT}{T} = S_T^o$$

T	Pr	S_T^o
100	0.0299	1.4143
200	0.3363	2.1088

برای دو حالت (T_1, P_1) و (T_2, P_2) معادله فوق را می توان نوشت:

$$\ln \text{Pr}_1 = \ln \frac{P_1}{P_o} = \frac{s_{T_1}^o}{R}$$

$$\ln \text{Pr}_2 = \ln \frac{P_2}{P_o} = \frac{s_{T_2}^o}{R}$$

بطوریکه:

$$\text{Pr}_2 = \frac{P_2}{P_o} = \frac{P_2}{P_1} \frac{P_1}{P_o} = \frac{P_2}{P_1} \text{Pr}_1$$

یا

$$\text{Pr}_2 = \frac{P_2}{P_1} \text{Pr}_1$$

مثال 1kg هوا در محفظه سیلندر پیستون در فشار 400kPa و دمای 600K بطور آدیاباتیکی و برگشت پذیر به 150kPa منبسط می شود مطلوبست کار انجام شده در این فرآیند:

$$0 = u_2 - u_1 + w$$

$$0 = s_2 - s_1 = C_{p_o} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$0 = \int C_{p_o} \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$T_1 = 600K \rightarrow \begin{cases} u = 434.8 \frac{kJ}{kg} \\ Pr_1 = 16.278 \end{cases}$$

$$Pr_2 = Pr_1 \frac{P_2}{P_1} = 16.278 \times \frac{150}{400} = 6.104$$

با استفاده از جدول A.10 داریم:

$$Pr_2 = 6.104 \rightarrow \begin{cases} T_2 = 457.K \\ u_2 = 327.79 \frac{kJ}{kg} \end{cases}$$

$$w = 434.8 - 327.79 = 107.01 \frac{kJ}{kg}$$

روش ساده برای محاسبات فرآیند آدیاباتیک برگشت پذیر گازهای کامل

فرض اساسی: C_{p_o} و C_{v_o} با دما تغییر نمی کنند.

$$\begin{cases} k = \frac{C_{p_o}}{C_{v_o}} \\ C_{p_o} - C_{v_o} = R \end{cases} \rightarrow \begin{cases} C_{v_o} = \frac{R}{k-1} \\ C_{p_o} = \frac{kR}{k-1} \end{cases} \quad (77-5)$$

$$Tds = du + Pdv = C_{v_o} dT + Pdv = 0 \quad (78-5)$$

$$dT = \frac{1}{R}(pdv + vdP) \quad (79-5)$$

$$\frac{C_{v_o}}{R}(Pdv + vdP) + Pdv = 0 \quad (80-5)$$

$$\frac{1}{k-1}(Pdv + vdP) + Pdv = 0 \quad (81-5)$$

$$vdP + kPdv = 0 \rightarrow \frac{dP}{P} + k \frac{dv}{v} = 0 \quad (82-5)$$

$$Pv^k = const \quad (83-5)$$

$$Pv = mRT$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$$

محاسبه کار در فرآیند آدیاباتیک برای گاز کامل و c_{po}, c_{vo} ثابت

$$Q_{1-2} = m(u_2 - u_1) + W_{1-2} \quad (۸۴-۵)$$

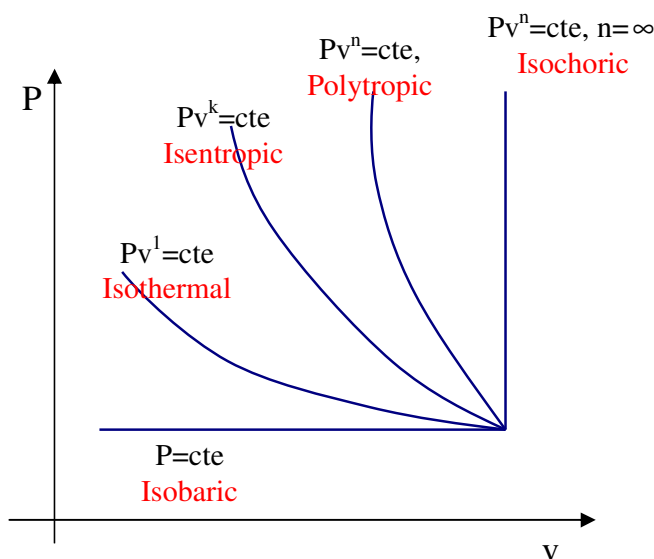
$$W_{1-2} = -m(u_2 - u_1) = -mC_{v_0}(T_2 - T_1)$$

$$w_{1-2} = \frac{mR}{1-k}(T_2 - T_1) = \frac{P_2v_2 - P_1v_1}{1-k}$$

با استفاده از رابطه کلی کار ($w_{1-2} = \int Pdv$) داریم:

$$Pv^k = const \Rightarrow w_{1-2} = \frac{P_2v_2 - P_1v_1}{1-k} \quad (۸۵-۵)$$

فرآیند پلی تروپیک (برگشت پذیر) برای گاز کامل



شکل ۵-۳۳. نمودار P-v فرآیندهای پلی تروپیک

$$Pv^n = const \quad (۸۶-۵)$$

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right) = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n \quad (۸۷-۵)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \quad (۸۸-۵)$$

$$w_{1-2} = \int_1^2 Pdv = \frac{P_2v_2 - P_1v_1}{1-n} = \frac{mR(T_2 - T_1)}{1-n}, n \neq 1 \quad (۸۹-۵)$$

فرآیند برگشت پذیر همدمای گاز کامل

الف: محاسبه کار فرآیند

$$Pv = C \Rightarrow P_1v_1 = P_2v_2 \quad (۹۰-۵)$$

$$w_{1-2} = \int_1^2 Pdv = P_1v_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = mRT \ln \frac{v_2}{v_1} = mRT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (۹۱-۵)$$

ب: محاسبه انتقال حرارت:

$$du = C_v dT \quad (92-5)$$

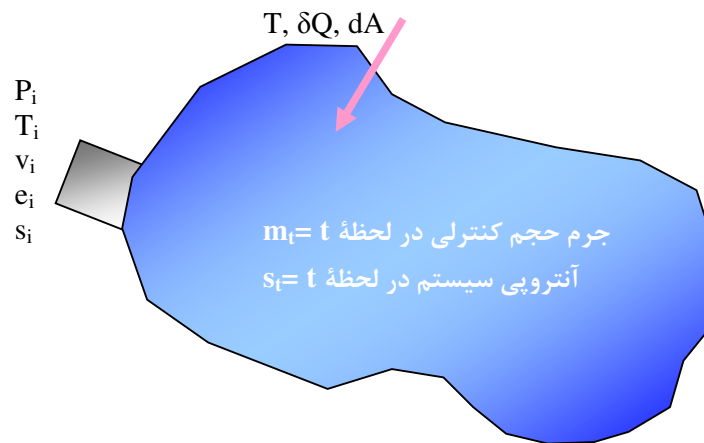
$$dT = 0 \rightarrow du = 0 \quad (93-5)$$

$$Tds = du + Pdv \quad (94-5)$$

$$\int_1^2 Tds = \int_1^2 Pdv \quad (95-5)$$

$$q_{1-2} = \int_1^2 Tds = \int_1^2 Pdv = P_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (96-5)$$

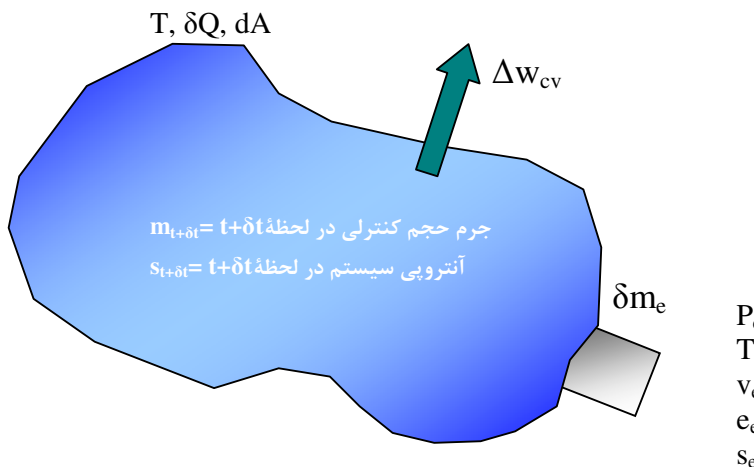
تعمیم قانون دوم ترمودینامیک برای حجم کنترل



شکل ۳۴-۵. حجم کنترلی در لحظه t

$$m_t + \delta m_i = t \text{ جرم سیستم در لحظه } t$$

$$S_t + s_i \delta m_i = t \text{ آنتروپی سیستم در لحظه } t$$



شکل ۳۵-۵. حجم کنترلی در لحظه t+δt

$$m_{m+\delta} + \delta m_e = t + \delta t \text{ جرم سیستم در لحظه } t + \delta t$$

$$S_{t+\delta} + s_e \delta m_e = t + \delta t \text{ آنتروپی سیستم در لحظه } t + \delta t$$

$$\frac{dS_{cv}}{dt} + \sum \dot{m}s_e - \sum \dot{m}s_i \geq \sum \frac{Q_{cv}}{T} \quad (97-5)$$

$$S_1 = S_t + s_i \delta m_i \quad (98-5)$$

$$S_2 = S_{t+\delta} + s_e \delta m_e$$

$$S_2 - S_1 = S_{t+\delta} - S_t + s_e \delta m_e - s_i \delta m_i$$

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \rightarrow \frac{S_2 - S_1}{\delta t} \geq \frac{1}{\delta t} \left(\frac{\delta Q}{T} \right) \quad (99-5)$$

فرآیند SSSF

$$\frac{dS_{C.V.}}{dt} \geq 0 \rightarrow \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_i s_i \geq \sum_{C.V.} \left(\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T} \right) \quad (100-5)$$

تک جریان

$$\dot{m}(s_e - s_i) \geq \sum_{C.V.} \left(\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T} \right) \quad (101-5)$$

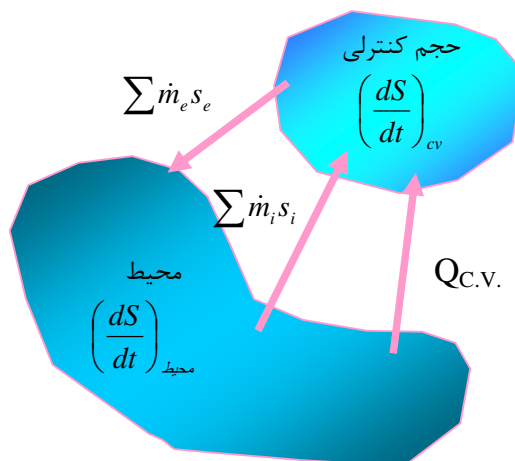
فرآیند آدیاباتیک

$$s_e \geq s_i \quad (102-5)$$

فرآیند USUF می شود.

$$(m_2 s_2 - m_1 s_1)_{C.V.} + \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_i s_i = \int_0^t \left(\frac{\dot{Q}_{C.V.} + L\dot{W}_{C.V.}}{T} \right) dt \quad (103-5)$$

اصل افزایش انتروپی برای حجم کنترل



شکل ۵-۳۶. تبادل گرما و آنتروپی بین سیستم و محیط

$$\frac{ds_{C.V.}}{dt} + \sum \dot{m}_e s_e - \sum \dot{m}_i s_i \geq \sum \left(\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T} \right) \quad (104-5)$$

$$\frac{dS_{sur}}{dt} - \sum \dot{m}_s s_e + \sum \dot{m}_i s_i = -\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T_o} \quad (105-5)$$

$$\frac{dS_{Net}}{dt} = \frac{dS_{C.V.}}{dt} + \frac{dS_{surr}}{dt} \geq \sum \left(\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T} \right) - \frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T_o} \quad (106-5)$$

$$\begin{cases} \dot{Q}_{C.V.} > 0 \\ T_o > T \end{cases} \quad \text{یا} \quad \begin{cases} \dot{Q}_{C.V.} < 0 \\ T_o < T \end{cases}$$

$$\frac{dS_{Net}}{dt} = \frac{dS_{C.V.}}{dt} + \frac{dS_{surr}}{dt} \geq 0$$

حالت های خاص

با فرض جریان دائمی

$$\frac{dS_{C.V.}}{dt} = 0 \quad \text{پس} \quad \frac{dS_{surr}}{dt} \geq 0 \quad (107-5)$$

فرآیند USUF:

$$\Delta S_{C.V.} = (m_2 s_2 - m_1 s_1)_{C.V.} \quad (108-5)$$

و تاثیر برگشت پذیری روی محیط خواهد بود و از معادله (105-5) می توان $\frac{dS_{Net}}{dt}$ را به دست آورد.

$$\Delta S_{sur} = -\frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T_o} + \sum \dot{m}_s s_e - \sum \dot{m}_i s_i \quad (109-5)$$

کار در فرآیند برگشت پذیر SSSF

$$q + h_i + \frac{v_i^2}{2} + g z_i = h_e + \frac{v_e^2}{2} + g z_e + w \quad (110-5)$$

$$\dot{m}(s_e - s_i) \geq \frac{\dot{Q}_{C.V.}}{T}$$

الف) فرآیند آدیاباتیک و برگشت پذیر

$$s_i = s_e$$

$$Tds = dh - vdP \rightarrow dh = vdP \rightarrow h_i - h_e = \int_i^e vdP \quad (111-5)$$

$$w = h_i - h_e + \frac{V_i^2 - V_e^2}{2} + g(z_i - z_e)$$

$$w = -\int_i^e vdP + \frac{V_i^2 - V_e^2}{2} + g(z_i - z_e)$$

ب) فرآیند ایزوترمال و برگشت پذیر

$$T(s_e - s_i) = \frac{\dot{Q}_{C.V.}}{\dot{m}} = q \quad (112-5)$$

با جاگذاری از رابطه $Tds = dh - vdP$ و با در نظر گرفتن ثابت بودن دما در فرآیند

$$T(s_e - s_i) = h_e - h_i - \int v dP \quad (113-5)$$

با استفاده از (5-110، 112، 133) نتیجه می‌شود:

$$w = -\int v dP + \frac{(V_i^2 - V_e^2)}{2} + g(z_i - z_e) \quad (114-5)$$

تذکر: چون هر فرآیند برگشت پذیری مجموعه‌ای از دو فرآیند برگشت پذیر آدیاباتیک و ایزوترمال می‌باشد به همین جهت می‌توان برای هر فرآیند برگشت پذیر SSSF نوشت:

$$w = -\int v dP + \frac{(V_i^2 - V_e^2)}{2} + g(z_i - z_e) \quad (115-5)$$

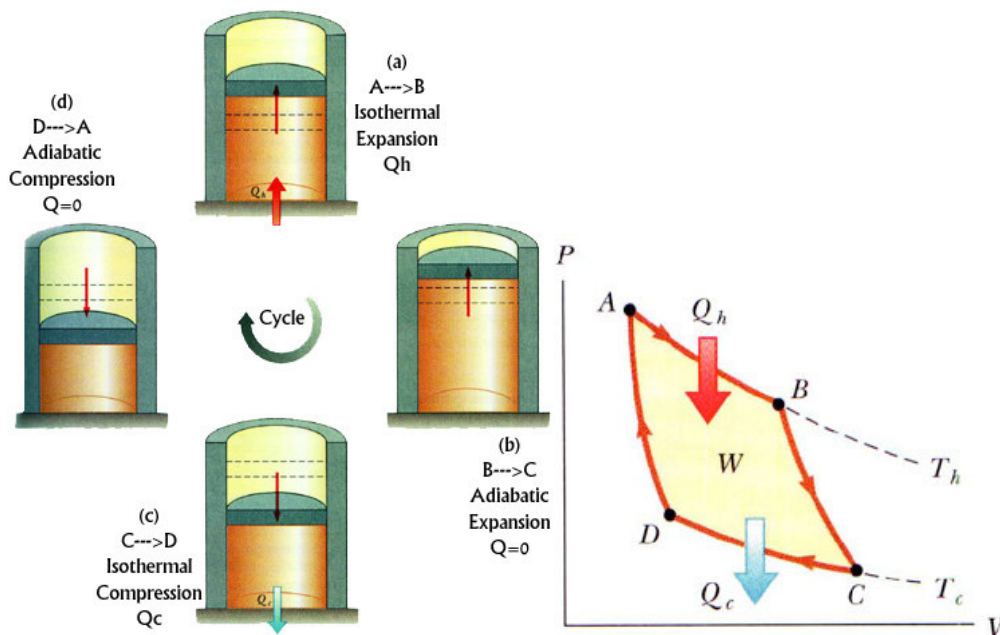
سیکل کارنو

سیکل کارنو سیکلی برگشت پذیر است و دارای مشخصات زیر است.

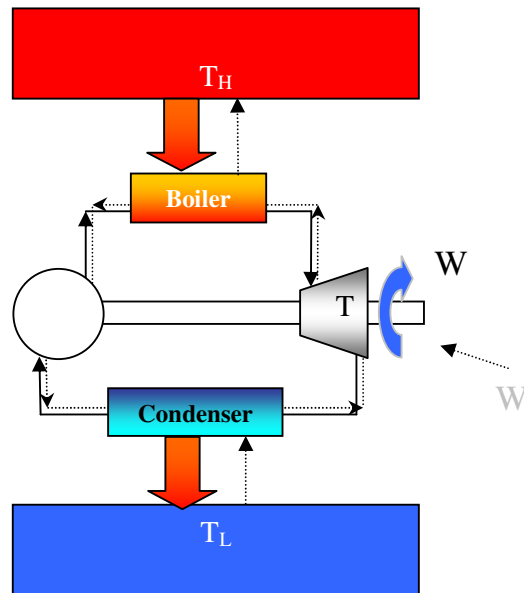
۱. تمام فرآیندها برگشت پذیر فرض می‌شوند.
۲. یک فرآیند انتقال حرارت از منبع گرم به سیکل داریم، چون منبع حرارتی دمای ثابتی دارد برای اینکه اختلاف دمای منبع حرارتی و سیال عامل سیکل بی نهایت کوچک باشد لازم است که دمای سیال عامل نیز ثابت بماند و بتوان فرآیندهای انتقال حرارت را برگشت پذیر فرض کرد.
۳. یک فرآیند انتقال حرارت از سیال به منبع سرد
۴. دو فرآیند آدیاباتیک برگشت پذیر. فرض آدیاباتیک برای آن است که تبادل حرارت فقط در دو فرآیند داشته باشیم. فرض برگشت پذیری نیز روشن است.

سیکل کارنو

مثال: سیکل کارنو برای سیستم بسته



شکل ۵-۳۷. چرخه موتور کارنو برای یک سیستم بسته



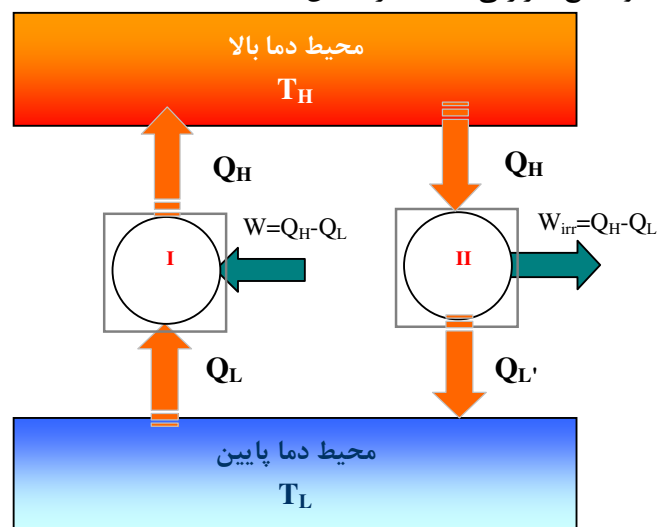
شکل ۵-۳۸. مثال، چرخه کارنو برای یک نیروگاه بخار (خط چین ها برگشت سیکل هستند).

در عمل ایجاد چنین سیکلی غیر ممکن است و یا از نظر مکانیکی بسیار مشکل است، البته نه از لحاظ برگشت پذیری و ترمودینامیکی بلکه از نظر مکانیکی پمپ کردن یک سیال دو فازی به سمت فشار و دمای بالا بسیار مشکل است.

نکته:

بازده هیچ سیکل برگشت ناپذیری از بازده سیکل کارنو نمی تواند بیشتر باشد. زیرا با توجه به شکل (۵-۳۹) می توان نوشت چون بازده سیکل II بیشتر است، پس اگر سیکل بصورت موتور حرارتی کار کند آنگاه $Q_L' < Q_L$ می شود و مجموعه دو ماشین با یک منبع حرارتی در تماس بوده و همه گرما به کار تبدیل شده است.

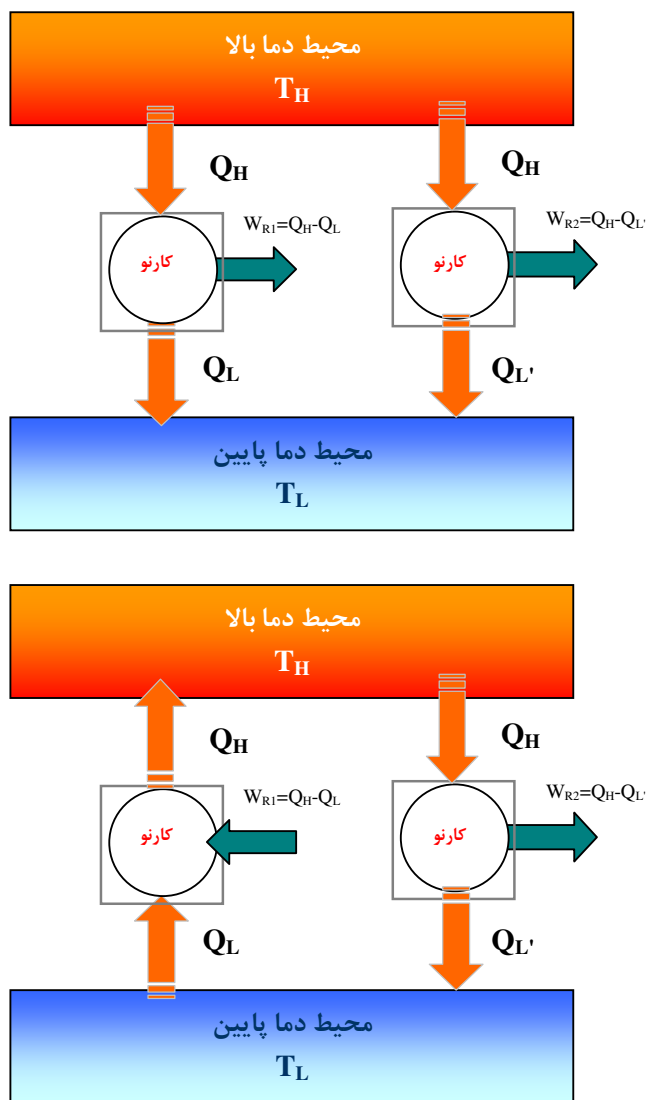
(هر دو سیکل با دو منبع حرارتی مشابه در تماس هستند)



شکل ۵-۳۹. یک موتور کارنو در مقایسه با موتور عادی که بین دو منبع دمایی مشابه کار می کنند

$$W_{L,R} - W_R = Q_H - Q_{L'} - Q_H + Q_L = Q_L - Q_{L'} \quad (118-5)$$

۲. بازده هیچ سیکل کارنوی بیشتر از دیگری نمی باشد (هر دو سیکل با دو منبع حرارتی مشابه در تماس هستند).



شکل ۵-۴۰. دو موتور کارنو در مقایسه با حالتی که بین دو منبع دمایی مشابه کار می کنند

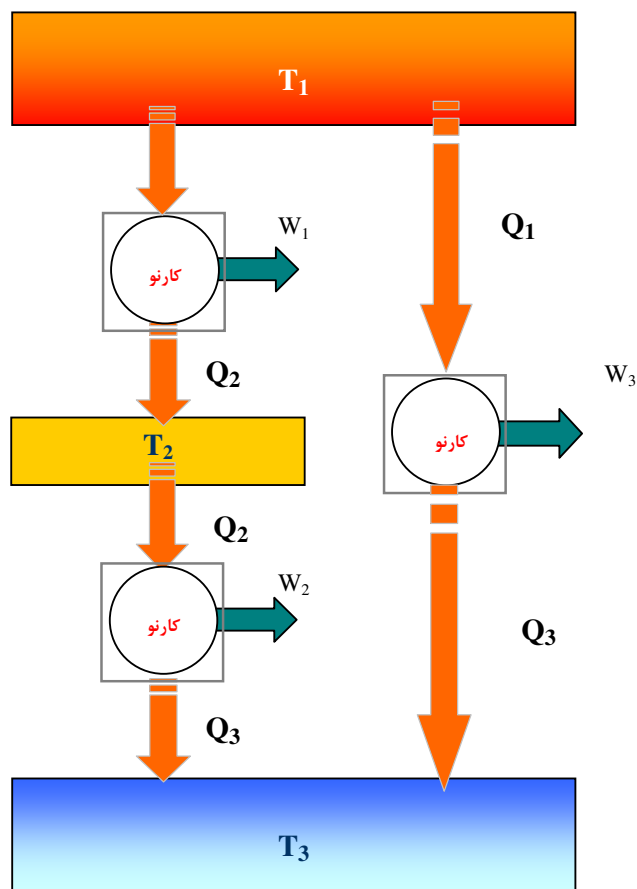
$$W_{R_2} - W_{R_1} = Q_H - Q_{L'} - Q_H + Q_L = Q_L - Q_{L'} \quad (119-5)$$

ملاحظه می گردد که مجموعه دو ماشین با یک منبع در تماس بوده و همه حرارت را به کار تبدیل می کند که غیر ممکن است

۳. بازده سیکل کارنو تنها تابعی از دمای دو منبع حرارتی سرد و گرم می باشد.

$$\eta = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \quad (120-5)$$

$$\frac{Q_L}{Q_H} = f(T_L, T_H)$$



شکل ۵-۴۱. بازده چرخه کارنو تنها تابعی از دمای دو منبع حرارتی مرتبط با چرخه می باشد

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \varepsilon_1(T_1, T_2) \quad (۱۲۱-۵)$$

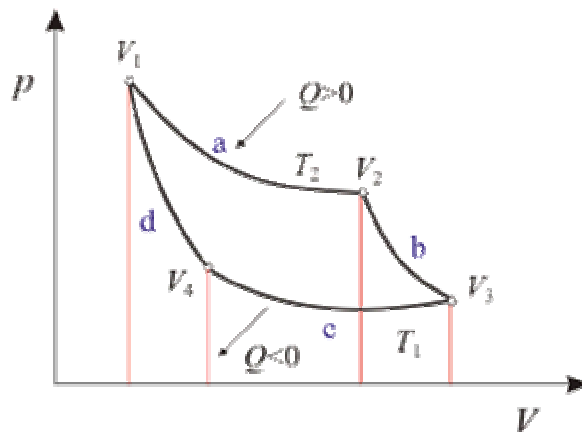
$$\frac{Q_2}{Q_3} = \varepsilon_2(T_2, T_3)$$

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \varepsilon_3(T_1, T_3)$$

$$\frac{Q_1}{Q_3} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{Q_2}{Q_3} \Rightarrow \varepsilon_3(T_1, T_3) = \varepsilon_1(T_1, T_2) \cdot \varepsilon_2(T_2, T_3)$$

$$\Rightarrow \frac{g_1(T_1)}{g_2(T_2)} \cdot \frac{g_2(T_2)}{g_3(T_3)} \Rightarrow \varepsilon_1(T_1, T_2) = \frac{g_1(T_1)}{g_2(T_2)} \Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{g_1(T_1)}{g_2(T_2)} = \frac{g(T_1)}{g(T_2)} = \frac{T_1}{T_2}$$

اکنون باید تابع g را انتخاب کنیم. باید تابعی انتخاب کنیم که تناوبی نبوده و در نقاطی مبهم نباشد اگر بصورت خطی انتخاب کنیم



شکل ۵-۴۲. سیکل موتور کارنو با سیال عامل گاز

آنگاه: $0 \rightarrow T \rightarrow \infty$

اگر به صورت $\frac{e^{T_1}}{e^{T_2}}$ انتخاب کنیم: $-\infty \rightarrow T \rightarrow +\infty$

این توابع را لردکلون پیشنهاد کرده است. از نظر ذهنی این یک مقیاس دمای مطلق است. می‌خواهیم ثابت کنیم که این T همان دمای کلون در معادله حالت گاز کامل است. کافی است ثابت کنیم:

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_1(\text{گاز})}{T_3} \quad (121-5)$$

$$T_1 = T_2, T_3 = T_4 \quad (122-5)$$

$$\delta Q = C_v dT + PdV$$

$$dT = 0 \Rightarrow \delta Q = PdV \Rightarrow Q_{1-2} = \int_1^2 PdV = Q_{1-2} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_H$$

$$Q_{3-4} = RT_3 \ln \frac{V_3}{V_4} = Q_L \quad \frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_1}{T_3} \cdot \frac{\ln \frac{V_2}{V_1}}{\ln \frac{V_3}{V_4}}$$

برای فرآیند 2-3

آدیباتیک

$$\Rightarrow \delta Q = C_v dT + PdV \Rightarrow 0 = C_v dT + \frac{RTdV}{V} \Rightarrow \quad (123-5)$$

$$C_v \frac{dT}{T} = -\frac{RdV}{V} \Rightarrow C_v \ln \frac{T_2}{T_3} = -R \ln \frac{V_2}{V_3}$$

فرآیند 4-1

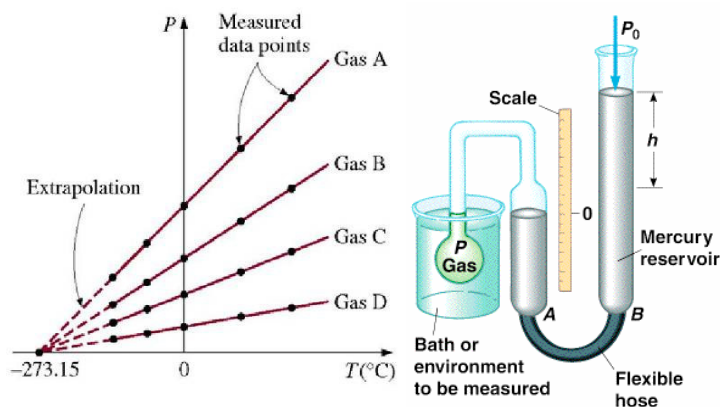
$$\begin{cases} C_v \ln \frac{T_1}{T_4} = -R \ln \frac{V_1}{V_4} \\ C_v \ln \frac{T_2}{T_3} = -R \ln \frac{V_2}{V_3} \\ T_1 = T_2 \\ T_3 = T_4 \end{cases} \Rightarrow \frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (5-124)$$

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{T_1}{T_3} = \frac{T_H}{T_L}$$

بنابراین نسبت دمای منبع ها مانند نسبت دمای کلوین مربوط به گاز کامل است. رابطه فوق به مامکان می دهد که یک دماسنج ذهنی طراحی کنیم بطوریکه به دمای سیال عامل یا نوع دماسنج بستگی نداشته باشد. اگر T_L را یک دمای مرجع فرض کنیم با اندازه گیری Q_H , Q_L می توان دمای T_H را تعیین کرد.

نکته: دماسنج گازی است وسیله ای که می تواند دمای مطلق را نشان دهد. چون تنها وسیله ای است که تابع وسیله اندازه گیری نیست (شکل را ببینید). همانگونه که می دانید برای گاز کامل دما با حاصل ضرب فشار و حجم متناسب است. از این رو می توان از گاز به عنوان سیال عامل در یک دماسنج حجم ثابت استفاده نمود. با استفاده از این واقعیت که PV همه گازها در یک دمای واحد به صفر میل می کند منجر به ایجاد یک مقیاس دمایی بر مبنای صفر مطلق شده است. همانگونه که قبلا نیز اشاره شد این مقیاس، مقیاس دمایی کلوین نام دارد که به افتخار لرد کلوین نام گذاری شده است. شکل رابطه خطی بین فشار گاز و دما را برای مقادیر مختلف گازها نمایش می دهد. شیب این خطوط بستگی به تعداد مول های گاز و حجم گاز دارد ولی در هر حال در نهایت همه این خطوط در دمای ثابتی (-273.15°C) به فشار صفر می رسند. رابطه مقیاس دمایی کلوین با درجه سلسیوس به صورت زیر می باشد:

$$T_K = T_C + 273.15 \quad (5-125)$$



شکل ۵-۴۳. دماسنج گازی در فشارهای مختلف در نهایت همه گازها در فشار بسیار پایین در دمای واحدی به هم می رسند که معادل $-273/15$ می باشد که همان مبنای دمای کلوین می باشد.

مراجع برای مطالعه بیشتر

1. R.E. Sonntag, C. Borgnakke and G.J. Van Wylen, **Fundamentals of Thermodynamics**, John Wiley & Sons, New York, 1997
2. M.W. Zemansky and R. H. Dittman, **Heat and Thermodynamics**, McGraw-Hill, 1997
3. Y.A. Cengel and M.A. Boles, **Thermodynamics: An Engineering Approach**, McGraw-Hill, New York, 2002
4. J.S. Hsieh, **Engineering Thermodynamics**, Prentice Hall, 1993
5. A. Bejan, **Advanced Engineering Thermodynamics**, John Wiley & Sons, New York, 1988