

## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 REFRIGERAÇÃO MECÂNICA POR MEIO DE VAPORES

#### 2.1.1 Ciclos Termodinâmicos de Refrigeração

O ciclo termodinâmico de refrigeração, descreve a série de transformações termodinâmicas sofridas pelo fluido refrigerante em sua evolução pelo sistema, particularmente neste estudo, o de refrigeração mecânica por meio de vapores [8].

Dentre os ciclos termodinâmicos de refrigeração, o ciclo de Carnot é aquele cuja eficiência não pode ser superada entre duas temperaturas dadas, recebendo energia à alta temperatura, convertendo parte desta em trabalho, cedendo o restante a um reservatório térmico à baixa temperatura [21, 22].

Para que um sistema possa realizar trabalho sobre o meio, equivalente à quantidade de calor cedida pela fonte quente (equação 2.1), e assim atingir um rendimento térmico de 100% (equação 2.3), a diferença de potencial térmico entre a máquina térmica e o reservatório de baixa temperatura deve ser nulo (equação 2.2).

$$W = Q_H - Q_L \quad (2.1)$$

$$W = Q_H - m.Ce.\Delta T \therefore \Delta T = 0 \quad (2.2)$$

$$W = Q_H \quad (2.3)$$

$Ce$	calor específico [J/kg.K]
$Q_H$	quantidade de calor cedida pela fonte quente [J]
$Q_L$	quantidade de calor recebida pela fonte fria [J]
$W$	trabalho [J]
$m$	massa [kg]
$\Delta T$	diferença de temperatura [K]

Porém, assim como entre a fonte de alta temperatura com a máquina térmica, e entre esta e a fonte fria, a diferença de potencial térmico deve permanecer estabelecida. Para que

isto ocorra, a temperatura da fonte fria terá que ser o zero absoluto, o menor potencial possível, condição em que, se a máquina térmica igualar-se, não realizará trabalho algum, conforme enunciado de Kelvin – Planck e Clausius [24].

Assim, dada a impossibilidade da existência de um ciclo termodinâmico nas condições acima descritas, o ciclo de Carnot é aquele que consome uma mínima quantidade de energia para realização de um trabalho específico [21, 22].

Sendo o ciclo de Carnot constituído de duas evoluções isotérmicas ligadas por duas evoluções adiabáticas com entropia constante, o que lhe confere a característica de reversibilidade dos processos, ocorre a possibilidade de operar no sentido inverso, transferindo energia do nível mais baixo de temperatura para o mais alto, necessitando nesta condição da realização de trabalho externo. [21, 22].

Conforme a figura 2.1, para a extração de calor da fonte de baixa temperatura, ocorre a expansão adiabática de 3 para 4, ou seja, ao expandir-se o fluido necessita absorver energia térmica no processo do ponto 4 ao ponto 1, para permanecer com sua temperatura constante [24].

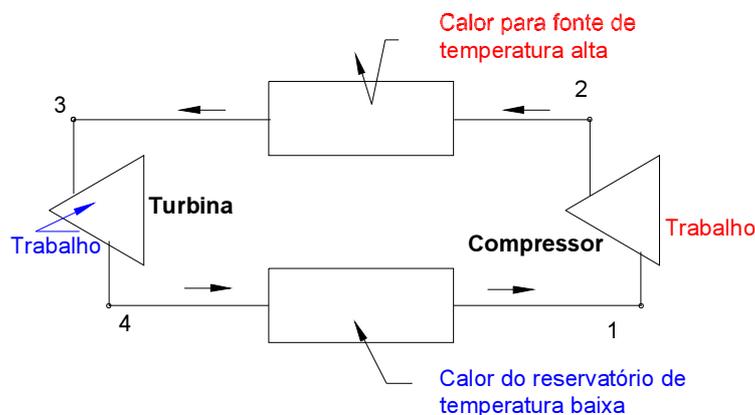


Figura 2.1 – Ciclo de refrigeração de Carnot

Segue-se que, os demais processos constituem-se de uma compressão adiabática do ponto 1 para o ponto 2, fazendo com que a temperatura do reservatório de baixa suba até a temperatura da fonte de alta, cabendo a esta, no processo de 2 para 3, rejeitar a parcela de calor excedente, mantendo o potencial térmico em um mesmo patamar [24].

Em uma máquina térmica real, por mais eficiente que seja, seu rendimento sempre será inferior à uma máquina térmica idealizada, devido à parte da energia degradada para vencer forças de atrito e impedimentos de ordem mecânica [24].

Devido as peculiaridades do ciclo de refrigeração por compressão de vapor, surge um ciclo representativo de suas condições operacionais, chamado de teórico ou ideal, ao qual o ciclo real mais se aproxima, facilitando a comparação e análise termodinâmica, sendo que em sua forma mais simplificada (figura 2.2), ou seja, operando em condições ideais, será alcançada sua maior eficiência [21, 22].

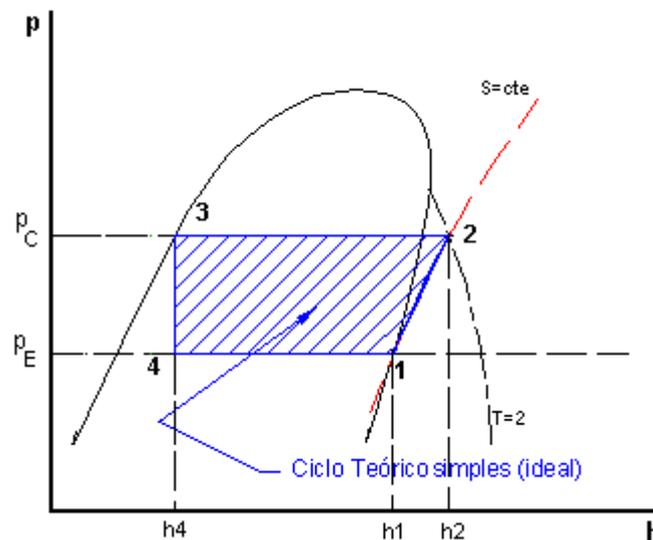


Figura 2.2 – Ciclo teórico simples sobre um diagrama de Mollier no plano p-h

Dos processos termodinâmicos que constituem o ciclo teórico, o processo de 1 à 2, que ocorre no compressor, é um processo adiabático reversível, e neste caso, a compressão ocorre a entropia ( $S$ ) constante, ou seja,  $S_1=S_2$ . O refrigerante entra no compressor à pressão de ebulição ( $p_E$ ) e com título  $X=1$ . O refrigerante é então comprimido até atingir a pressão de condensação ( $p_C$ ), e neste estado, ele está superaquecido com temperatura  $T_2$ , onde  $T_2 > T_C$  (temperatura de condensação) [8, 18].

No condensador é estabelecido um processo de rejeição de calor do refrigerante para o meio de arrefecimento, do ponto 2 ao ponto 3, desde a temperatura  $T_2$ , na saída do compressor até a temperatura de condensação ( $T_C$ ), ocorrendo o dessuperaquecimento do vapor para posterior liberação da parcela de calor latente, na temperatura  $T_C$ , até que todo fluido tenha se tornado líquido saturado na pressão de condensação ( $p_C$ ) [8, 18].

A transformação que ocorre do ponto 3 ao ponto 4, no dispositivo de expansão, é um processo irreversível, à entalpia constante do líquido saturado ( $X=0$ ), desde a pressão de

condensação até a pressão de ebulição, sendo que a entropia do fluido refrigerante ao deixar o expensor em  $S_4$  é maior que a entropia ao entrar neste dispositivo, em  $S_3$  [8, 18].

No evaporador, desde o ponto 4 ao ponto 1, é realizada a transferência de calor latente a pressão constante  $p_E$ , conseqüentemente à temperatura constante  $T_E$ , desde vapor úmido, em 4, até atingir o estado de vapor saturado seco ( $X=1$ ), em 1 [8, 18].

Uma das principais diferenças entre os ciclos de refrigeração mecânica por compressão de vapores real e teórico, representada na figura 2.3, está na queda de pressão devido a perda de carga sofrida pelo refrigerante, nas tubulações do condensador ( $\Delta p_C$ ) e evaporador ( $\Delta p_E$ ) [8, 18].

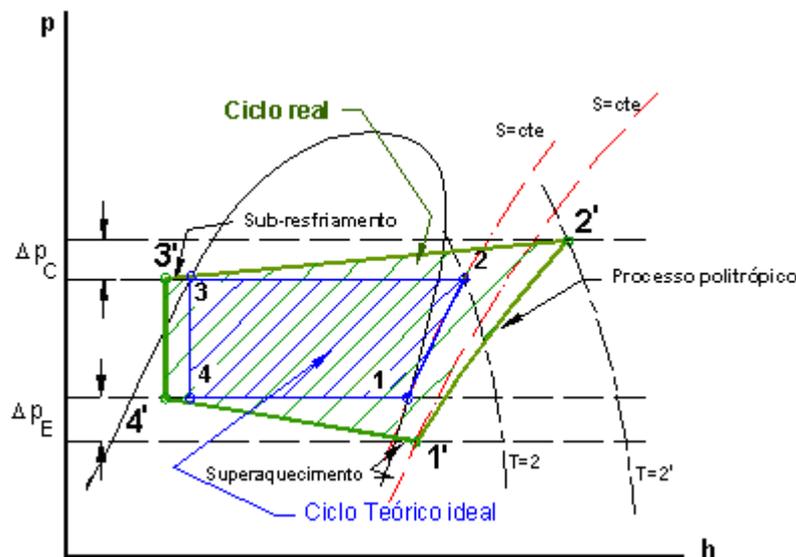


Figura 2.3 – Comparação entre o ciclo real e teórico

Outros dois importantes fatores que fazem os ciclos diferenciarem-se entre si, são o sub-resfriamento do refrigerante na saída do condensador, o qual poderá ou não ocorrer, dependendo do modelo de sistema adotado e o superaquecimento na sucção do compressor [8, 18].

Há também de se considerar, que a compressão no ciclo real é um processo politrópico, com  $S_1 \neq S_2$ , enquanto que para o ciclo teórico o processo se realiza isentropicamente [8, 18].

A compressão politrópica, associada ao diferencial de pressão necessário para compressão do fluido refrigerante, dependendo do regime de trabalho e da natureza do próprio fluido, pode fazer com que a temperatura de descarga ( $T_2$ ) alcance valores muito

elevados, como pode ser analiticamente observado pela equação 2.4, tornando-se um problema com relação aos óleos lubrificantes usados em compressores frigoríficos [8]. Visando amenizar esta situação é adotado um resfriamento forçado do cabeçote dos compressores, principalmente para aqueles que operam com refrigerante tipo R-717, cujas características serão oportunamente abordadas na seção seguinte.

$$T_2 = T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (2.4)$$

$p_1$	pressão de aspiração [Pa]
$p_2$	pressão de descarga [Pa]
$T_1$	temperatura de aspiração [K]
$T_2$	temperatura de descarga [K]
$n$	coeficiente politrópico

Para regimes operacionais muito severos, onde a temperatura de ebulição atinge valores muito baixos, o aumento da relação de compressão não só traz dificuldades de ordem construtiva e funcionais, visto a carbonização do óleo e corrosão das válvulas dos compressores, pela elevação da temperatura de descarga, como também influencia o comportamento termodinâmico destes, diminuindo seu rendimento volumétrico e aumentando o trabalho necessário à compressão do fluido refrigerante [8].

A realização de uma compressão por estágios permite, por meio de resfriamento intermediário, a redução do trabalho de compressão, possibilitando um aumento da eficiência do sistema [8].

Um dos modelos de sistema de duplo estágio, mais amplamente empregado é o que opera com RI (resfriador intermediário) tipo aberto. Normalmente, a aplicação para temperaturas de regime tão baixas é a industrial, onde opta-se, por questões de capacidade frigorífica, utilizar evaporadores inundados, necessitando neste caso de um SL (separador de líquido). A figura 2.4 apresenta o fluxograma esquemático do sistema completo, com a identificação de cada um de seus componentes.

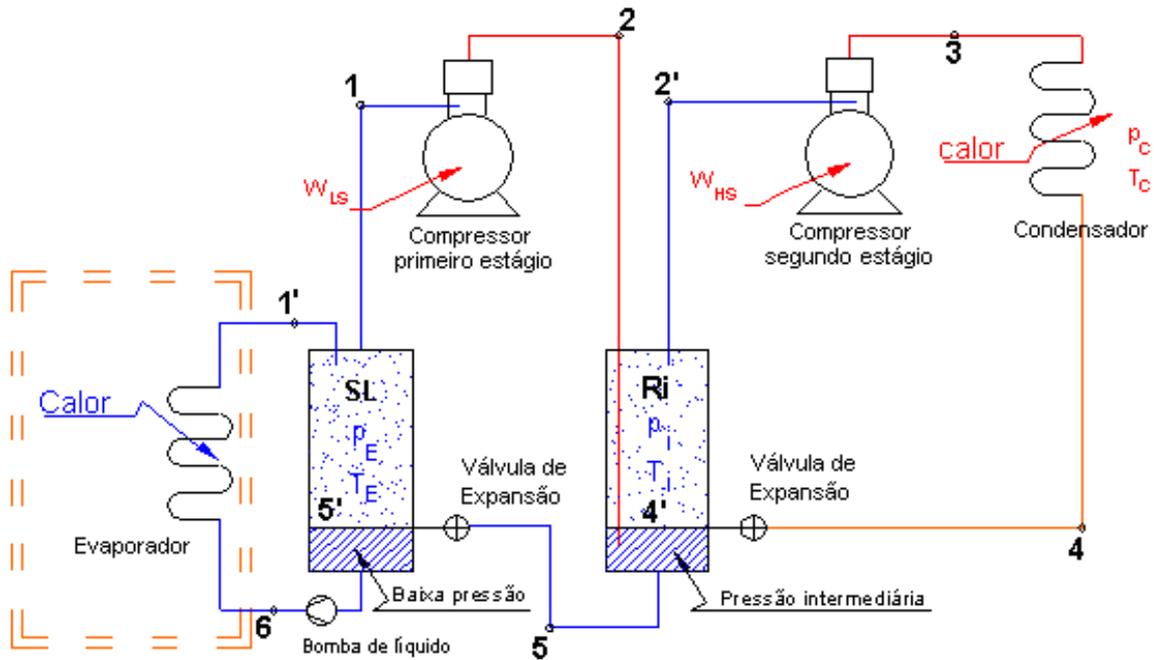


Figura 2.4 – Sistema de refrigeração em duplo estágio

A transformação de 1 para 2, que ocorre no compressor do estágio de baixa pressão, é um processo adiabático reversível, e neste caso, a compressão ocorre a entropia ( $S$ ) constante, ou seja,  $S_1=S_2$ . O refrigerante saturado seco que entra no compressor à pressão de ebulição ( $p_E$ ) e com título  $X=1$ , é comprimido até atingir a pressão intermediária ( $p_I$ ), e neste estado, ele está superaquecido com temperatura  $T_2$ , onde  $T_2 > T_1$  [8, 18].

No resfriador intermediário, do ponto 2 ao ponto 2', ocorre o dessuperaquecimento do fluido que deixa o compressor, as custas da vaporização parcial do líquido saturado a pressão intermediária contido no RI [8, 18].

O processo 2'-3, que ocorre no compressor do estágio de alta, é um processo adiabático reversível, onde a compressão ocorre a entropia ( $S$ ) constante. O fluido refrigerante que entra no compressor à pressão intermediária ( $p_I$ ) e com título  $X=1$ , é comprimido até atingir a pressão de condensação ( $p_C$ ), e neste estado, ele está superaquecido com temperatura  $T_3$ , onde  $T_3 > T_2$  [8, 18].

A rejeição de calor do refrigerante para o meio de resfriamento, no condensador, através do processo 3-4, ocorre primeiramente desde a temperatura  $T_3$ , de saída do compressor, até a temperatura de condensação ( $T_C$ ), dessuperaquecendo o vapor, para posteriormente, em uma segunda etapa de rejeição de calor latente na temperatura  $T_C$ , todo fluido tornar-se líquido saturado sob a pressão de condensação ( $p_C$ ) [8, 18].

O processo 4-4', que ocorre na válvula de expansão do RI, é irreversível a entalpia constante do líquido saturado ( $X=0$ ) proveniente do condensador, desde a pressão  $p_C$ , até a pressão intermediária ( $p_I$ ), portanto, a entropia ( $S$ ) do refrigerante ao deixar a válvula de expansão com  $S_{4'}$  é maior que a entropia do refrigerante ao entrar na válvula com  $S_4$  [8, 18].

A transformação sofrida pelo fluido de 4' para 2', representa a parcela de refrigerante que vaporiza para o dessuperaquecimento ocorrido no processo 2-2' [8, 18].

Ainda no RI, a separação do líquido do vapor presentes no interior do resfriador, se estabelece com o processo 4'-5, tornando possível o envio do refrigerante à baixa temperatura, com  $X=0$  para a laminagem na válvula de expansão do separador [8, 18].

Na passagem do ponto 5 para o ponto 6, ocorre na válvula de expansão do SL, uma transformação irreversível à entalpia constante do líquido saturado ( $X=0$ ), que abandona o RI, desde a pressão  $p_I$  até a pressão de ebulição ( $p_E$ ), onde a entropia ( $S$ ) do fluido refrigerante ao deixar a válvula de expansão com  $S_6$  é maior que a entropia do refrigerante ao entrar na válvula com  $S_5$  [8, 18].

Finalmente, no evaporador ocorre um processo de transferência de calor latente a pressão constante  $p_E$ , conseqüentemente a temperatura constante  $T_E$ , desde a saída do líquido saturado à baixa temperatura em 6, até seu retorno ao separador como vapor úmido em 1', pelo processo de ebulição do refrigerante, através dos mecanismos de troca de calor [8, 18].

A figura 2.5, permite a comparação de um ciclo de compressão em um e dois estágios simultaneamente.

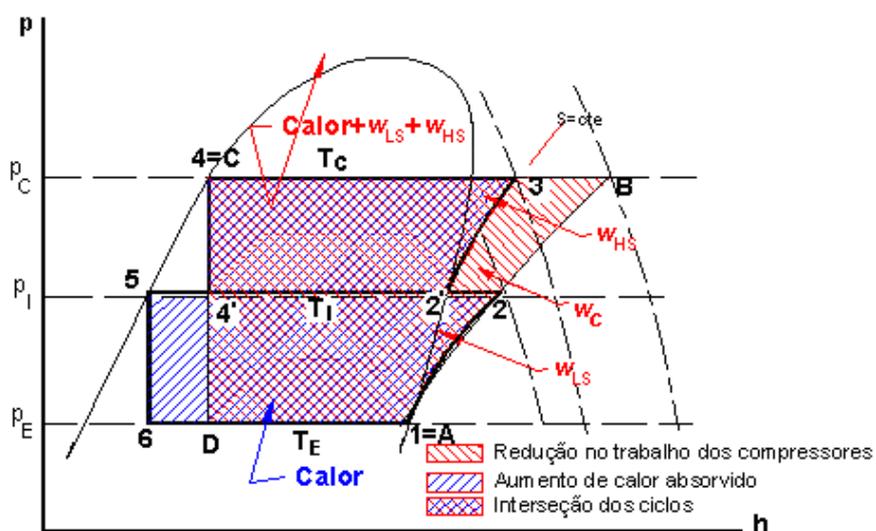


Figura 2.5 – Comparação entre o ciclo simples e duplo estágio

Comparando-se um ciclo de compressão em dois estágios (1-2-2'-3-4-4'-5-6-1), através de resfriamento intermediário e a compressão em uma única etapa (A-B-C-D-A), fica evidente que a compressão múltipla é vantajosa, pois além de uma redução do trabalho específico necessário para a compressão, com menor dispêndio de energia, pois  $w_C > (w_{LS} + w_{HS})$ , obtém-se uma menor temperatura final de compressão, o que na prática pode tornar possível um processo antes inviável mecanicamente, devido as restrições físicas do compressor e ou lubrificantes, pois  $T_B > T_3 > T_2$  [8, 18].

Na sobreposição dos ciclos, além das vantagens acima mencionadas, é possível observar o ganho no efeito frigorífico no processo 6-1, em relação ao processo D-A.

As diferenças entre um ciclo real e um ciclo teórico, são basicamente as mesmas para um sistema simples ou de mais de um estágio, estendendo-se o mesmo raciocínio até então desenvolvido no estudo dos ciclos, conforme é demonstrado graficamente pela figura 2.6.

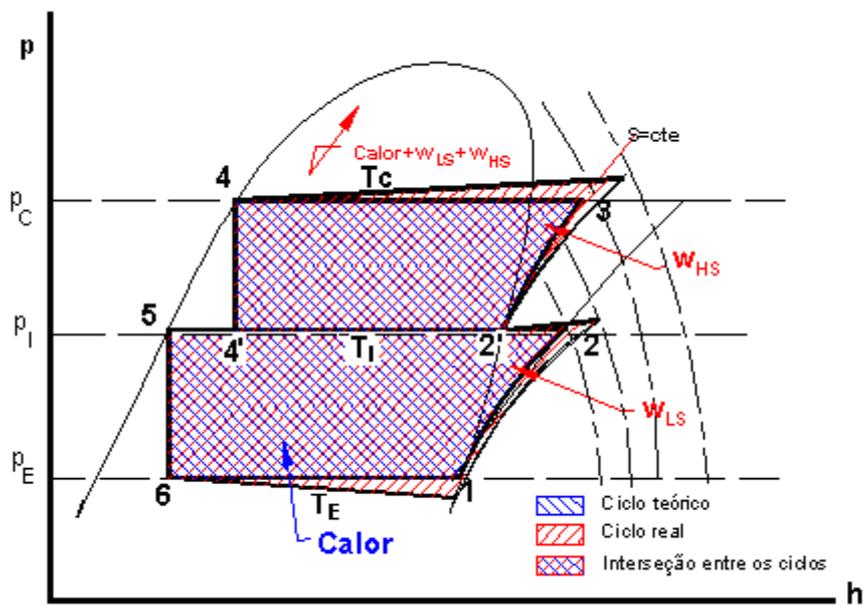


Figura 2.6 – Comparação entre o ciclo duplo estágio real e ideal

Embora o sistema de duplo estágio normalmente adotado seja o com RI do tipo aberto, existe uma variação deste modelo aplicada quando o mesmo sofre ampliações e a capacidade de geração de massa de vapor torna-se insuficiente, optando-se pela injeção direta de líquido na descarga do compressor do estágio de baixa, através de um sistema de expansão,

promovendo o rebaixamento da temperatura à níveis estipulados para a aspiração do compressor do estágio de alta, conforme pode ser observado no fluxograma da figura 2.7.

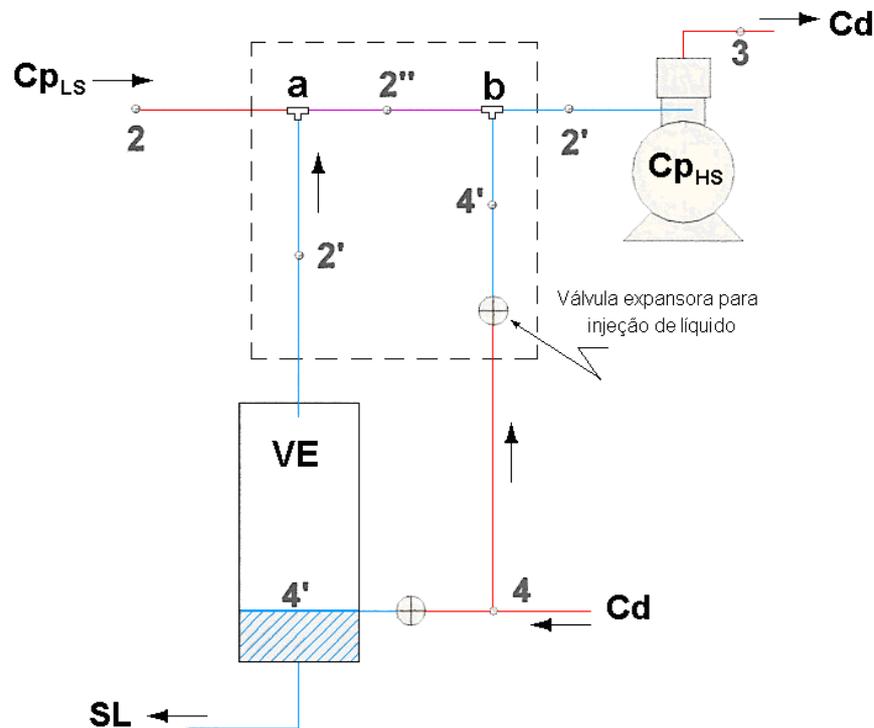


Figura 2.7 – Sistema de duplo estágio com resfriamento intermediário por injeção de líquido

Quanto ao ciclo termodinâmico, o comportamento do sistema não se altera em relação ao sistema com resfriador intermediário aberto, pois simplesmente retira-se para fora do RI a parcela de vapor gerada para rebaixamento da temperatura de descarga do compressor do estágio de baixa [8].

O vapor superaquecido da descarga do compressor do estágio de baixa ( $C_{p_{LS}}$ ), têm sua pressão rebaixada em “a”, para pressão intermediária, quando em contato com os vapores saturados secos ( $X=1$ ), provenientes do vaso de expansão (VE), que tomou o lugar do RI, nesta nova concepção, a mistura faz com a temperatura seja relativamente rebaixada em 2”, com um valor entre o vapor superaquecido à  $T_2$  e o vapor saturado seco na sucção do compressor do estágio de alta à  $T_{2'}$ , conforme figura 2.8. O líquido proveniente do condensador (Cd), em 4, ao passar pela válvula expansora de injeção de líquido, sofre uma transformação adiabática em 4', rebaixando sua temperatura à pressão intermediária, sendo injetada em “b”, uma massa de refrigerante específica para que se atinja  $T_{2'}$ .

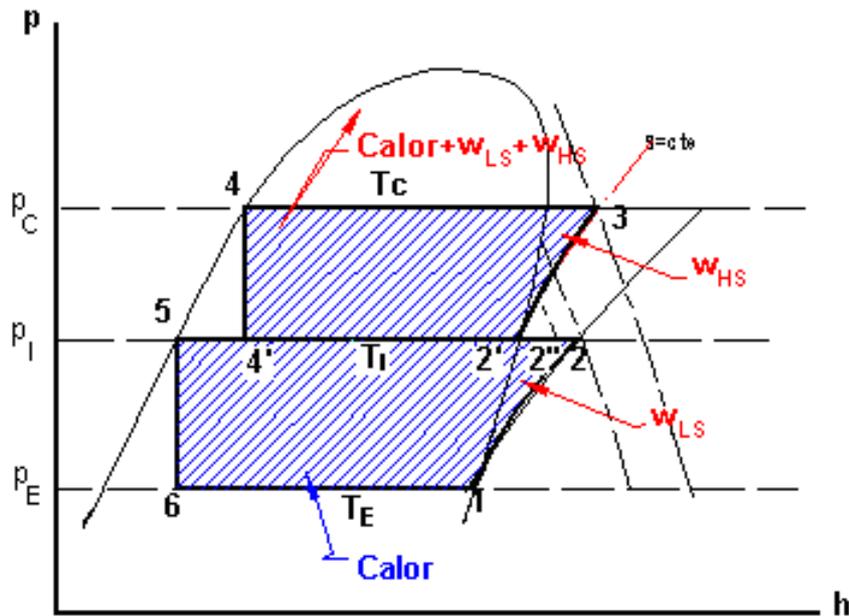


Figura 2.8 – Ciclo de refrigeração duplo estágio com injeção de líquido

### 2.1.2 Volumes de Controle

No seu conceito mais simples, o sistema termodinâmico é definido como uma quantidade de matéria, com massa e identidade fixas, separadas do meio externo por uma fronteira bem delimitada, que pode ser real ou imaginária, fixa ou móvel, passível de troca de calor e trabalho com este meio, porém sem variação de massa durante o processo [24].

Contudo, muitas dificuldades podem surgir para análise de sistemas térmicos onde ocorre variação de massa, assim criou-se o conceito de volume de controle. Neste conceito, a massa, o calor e o trabalho podem ser transportados através da superfície de controle, e uma aplicação da conservação da energia pode ser analisada a partir do escoamento do fluxo de massa de um fluido através de um volume de controle entre o ponto de entrada e saída [24].

Através da primeira Lei da Termodinâmica é possível considerar para cada órgão do sistema de refrigeração, um volume de controle, estabelecendo o balanço de massa e energia envolvido, em regime permanente, onde não há variação da energia interna do sistema, conforme equação 2.5 [24].

$$\dot{m} \left( h_1 + \frac{V_1^2}{2} + g \cdot z_1 \right) + \dot{Q} = \dot{m} \left( h_2 + \frac{V_2^2}{2} + g \cdot z_2 \right) + \dot{W} \quad (2.5)$$

$\dot{m}$	fluxo de massa [kg/s]
$h$	entalpia específica [J/kg]
$V$	velocidade de escoamento [m/s]
$g$	aceleração da gravidade [m/s <sup>2</sup> ]
$z$	variação de altura [m]
$\dot{Q}$	fluxo de calor [W]
$\dot{W}$	taxa de trabalho [W]

Delimitando-se um volume de controle sobre cada órgão que o compõe o sistema de refrigeração mecânica por meio de vapores e aplicando-se a equação 2.5, sendo desprezadas as parcelas de energia cinética e potencial, o equacionamento da energia que atravessa a fronteira pode ocorrer sem troca de calor (equação 2.6), sem realização de trabalho (equação 2.7), ou de ambas as maneiras (equação 2.8).

$$\dot{m} \cdot h_1 = \dot{m} \cdot h_2 + \dot{W} \quad (2.6)$$

$$\dot{m} \cdot h_2 = \dot{m} \cdot h_1 + \dot{Q} \quad (2.7)$$

$$\dot{m} \cdot h_2 = \dot{m} \cdot h_1 \quad (2.8)$$

Na análise geral e teórica de um compressor adiabático reversível é possível determinar a potência de compressão consumida, baseada nos valores de entalpia de uma determinada massa de refrigerante ao entrar e sair do volume de controle (figura 2.9), desde o estado de vapor saturado seco, no ponto 1, até vapor superaquecido em 2, aplicando-se a equação 2.6, convenientemente reduzida para 2.9, redefinindo-se os índices [21, 22].

$$\dot{W}_c = \dot{m} \cdot (h_2 - h_1) \quad (2.9)$$

$\dot{W}_c$	consumo de potência [W]
$h$	entalpia específica [J/kg]
$\dot{m}$	fluxo de massa [kg/s]

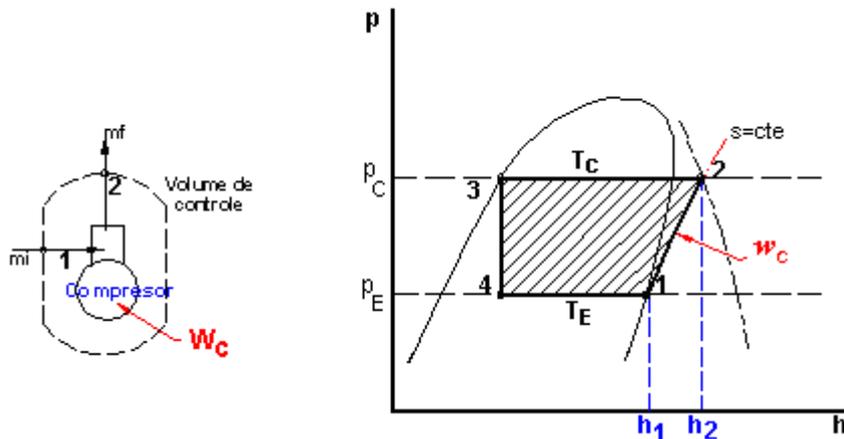


Figura 2.9 – Volume de controle aplicado sobre o compressor

Aplicando-se também um volume de controle sobre os trocadores de calor, à partir da equação 2.7, torna-se possível a determinação da potência calorífica e a capacidade frigorífica do sistema de refrigeração descrito pelo ciclo termodinâmico.

A quantidade de calor por unidade de tempo, rejeitada no condensador, desde o estado de vapor superaquecido do refrigerante, no ponto 2, até o ponto 3, onde passa para líquido saturado, conforme figura 2.10, é dada pela equação 2.10.

$$\dot{Q}_c = \dot{m} (h_2 - h_3) \quad (2.10)$$

$\dot{Q}_c$  potência calorífica do sistema [W]

$h$  entalpia específica [J/kg]

$\dot{m}$  fluxo de massa [kg/s]

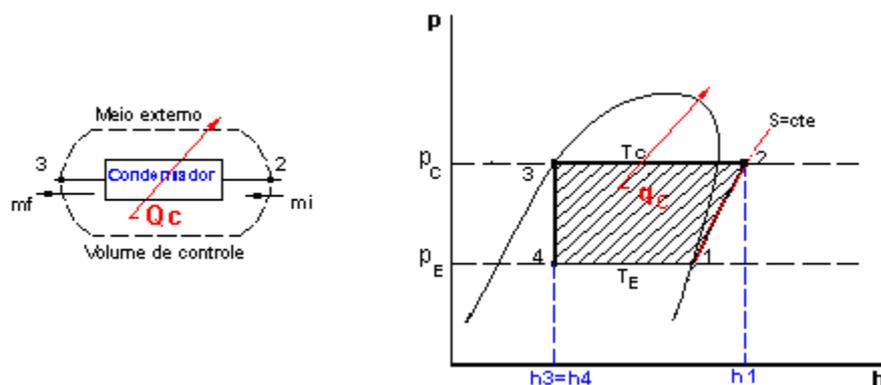


Figura 2.10 – Volume de controle aplicado sobre o condensador

Devido a diferença de entalpia do fluido refrigerante, na entrada e saída do evaporador, se estabelece o efeito frigorífico ( $q_E$ ) do trocador de calor, operando no ciclo descrito pelas temperaturas  $T_C$  e  $T_E$ , conforme figura 2.11. Como demonstra a equação 2.11, o fluxo de massa de refrigerante mantido pelo compressor, para remoção da carga térmica da instalação, ao atravessar o volume de controle do evaporador de efeito frigorífico  $q_E$ , desde o estado 4, como vapor úmido, até o estado 1, vapor saturado, define a capacidade frigorífica como a quantidade de calor por unidade de tempo absorvida do meio refrigerado.

$$\dot{Q}_E = \dot{m} \cdot (h_1 - h_4) \tag{2.11}$$

$\dot{Q}_E$  capacidade frigorífica do sistema [W]

$h$  entalpia específica [J/kg]

$\dot{m}$  fluxo de massa [kg/s]

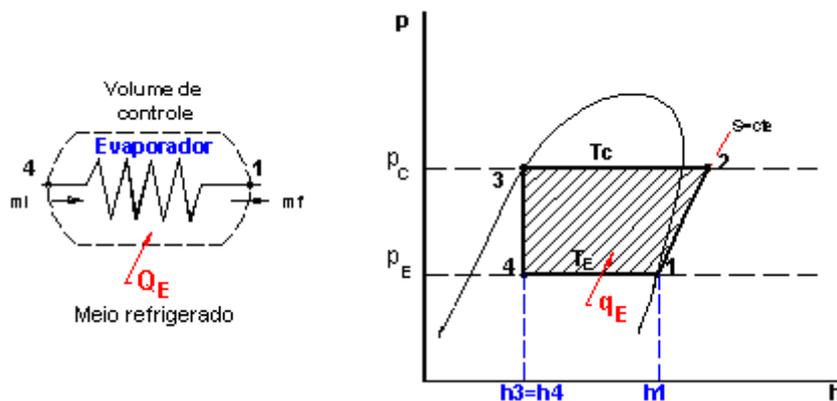


Figura 2.11 – Volume de controle aplicado sobre o evaporador

A transformação sofrida pelo fluido refrigerante, passando do estado de líquido saturado no ponto 3, para vapor úmido em 4, conforme figura 2.12, ocorrido na válvula de expansão, se processa sem a realização de trabalho ou fluxo de calor, onde aplicada a equação 2.8, resulta na identidade do processo isentálpico, como demonstra a equação 2.12.

$$h_3 = h_4 \tag{2.12}$$

$h$  entalpia específica [J/kg]

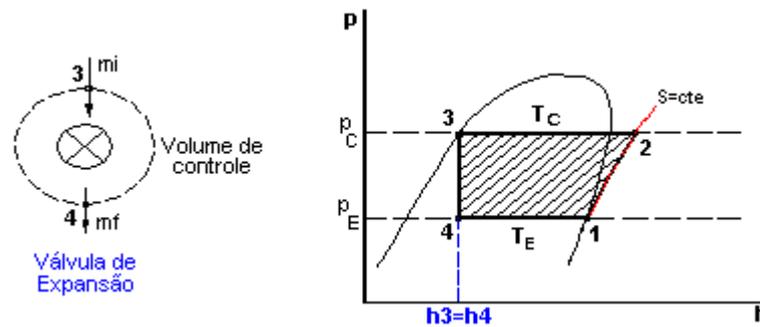


Figura 2.12 – Volume de controle aplicado sobre a válvula de expansão

### 2.1.3 Eficiência e Rendimento do Ciclo Termodinâmico de Refrigeração

A despeito de uma abordagem termodinâmica mais clássica, o termo COP (Coefficient Of Performance) é o mais empregado atualmente, inclusive estando muito difundido mesmo no meio científico, onde várias bibliografias, inclusive algumas utilizadas no presente estudo adotam esta terminologia como sinônimo de eficiência do ciclo termodinâmico de refrigeração, no sentido do desempenho do mesmo, como a própria sigla sugere, coeficiente de performance, motivo pelo qual será adotado doravante.

O conceito de performance está intrinsecamente ligado à uma otimização de processo, ou seja, a relação entre a energia útil e o dispêndio de energia para obtenção da mesma durante a realização deste processo, que especificamente no caso do ciclo de refrigeração, associa a capacidade de refrigeração à potência de compressão consumida, conforme demonstrado analiticamente pela equação 2.13 [22].

$$COP = \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_C} \quad (2.13)$$

$\dot{Q}_E$  capacidade frigorífica [W]

$\dot{W}_C$  consumo de potência [W]

COP coeficiente de performance

Como o ciclo de Carnot, previamente estudado na seção 2.1.1, consiste de transformações reversíveis, sua importância está na demonstração teórica de que não existe outro ciclo térmico trabalhando entre as mesmas temperaturas dadas, mais eficiente que ele,

conforme figura 2.13, servindo de parâmetro para outros ciclos, onde o calor trocado no processo, é expresso pela equação 2.14, sendo que a performance é uma função das temperaturas, conforme a equação 2.15, podendo variar entre zero e infinito [21, 22].

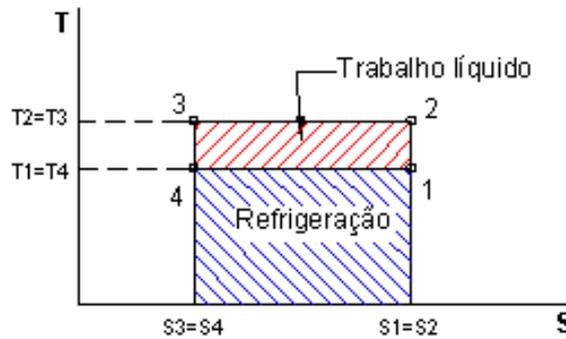


Figura 2.13 – Performance do Ciclo de Carnot

$$q_{reversível} = T \cdot \Delta S \tag{2.14}$$

- $T$  temperatura [K]
- $q_{reversível}$  quantidade de calor trocado no processo reversível [J]
- $\Delta S$  variação de entropia [J/K]

$$COP_{Carnot} = \frac{T_1 \cdot (S_1 - S_4)}{(T_2 - T_1) \cdot (S_1 - S_4)} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \tag{2.15}$$

- $S$  entropia [J/k]
- $T$  temperatura [K]
- $COP_{Carnot}$  coeficiente de performance do ciclo de Carnot

Tanto um baixo valor de  $T_2$ , quanto um alto valor de  $T_1$ , resultarão em um aumento no valor do coeficiente de performance, sendo preferencial aquele com aumento da capacidade frigorífica, ou numa situação de máxima performance, ambos.

Sendo os fenômenos de transporte registrados nos trocadores de calor, regidos pela equação 2.16, é possível perceber que os evaporadores e condensadores necessitam manter diferenciais de potencial térmico com o meio de câmbio de energia, a fim de promover o fluxo de calor, afastando-se de Carnot (figura 2.14), onde a performance máxima seria

atingida com  $\Delta T=0$ , condição que obrigaria os trocadores a possuírem superfície de troca ou coeficiente global infinito [21, 22].

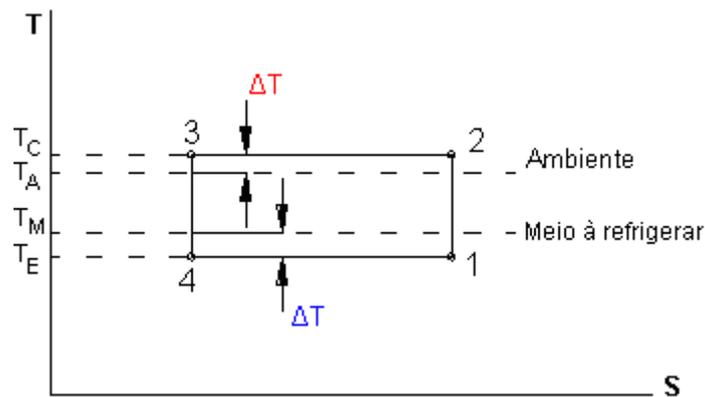


Figura 2.14 – Diferenças de potencial térmico mínimas para um ciclo real

$$\dot{Q} = U.A.\Delta T \quad (2.16)$$

- $A$  área da superfície de troca de calor [ $m^2$ ]
- $\dot{Q}$  fluxo de calor [W]
- $U$  coeficiente global de transferência de calor [ $W/m^2.K$ ]
- $\Delta T$  diferença de temperatura [K]

Embora a performance do ciclo de refrigeração de Carnot independa do fluido refrigerante adotado, para o caso dos ciclos reais, em virtude das deformações apresentadas pela isoterma superior  $T_C$ , (no ponto 2' a temperatura é superior a  $T_C$ ) e pela expansão adiabática (no ponto 4,  $S_4 > S_3$ ), conforme demonstra a figura 2.15, a performance não só é menor, como depende do refrigerante operando no sistema [8, 18]. Assim, aplicando-se o conceito de performance, para o ciclo teórico e real, com substituição das equações 2.9 e 2.11 em 2.13, obtém-se uma formulação simplificada para determinação do COP, através das equações 2.17 e 2.18.

$$COP_{teórico} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} \quad (2.17)$$

$$COP_{real} = \frac{h_{1''} - h_{4'}}{h_{2'} - h_{1'}} \quad (2.18)$$

- $COP_{teórico}$  coeficiente de performance do ciclo ideal
- $COP_{real}$  coeficiente de performance do ciclo real
- $h$  entalpia [kJ/kg]

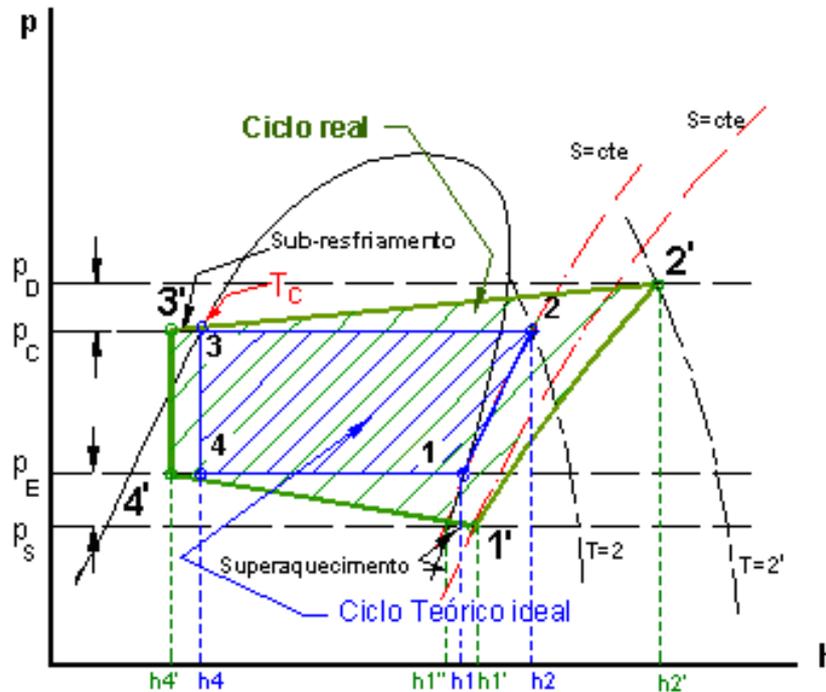


Figura 2.15 – Variações entre as performances dos ciclos real e teórico identificadas sobre um diagrama de Mollier

A comparação entre o coeficientes de performance de um ciclo qualquer com o ciclo de Carnot (equação 2.19), permite a avaliação de quão eficiente este ciclo é, ou seja, expressa o rendimento do ciclo de refrigeração [8].

$$\eta_{ciclo} = \frac{COP}{COP_{Carnot}} \quad (2.19)$$

- $COP$  coeficiente de performance do ciclo termodinâmico de refrigeração
- $COP_{Carnot}$  coeficiente de performance do ciclo de refrigeração de Carnot
- $\eta_{Ciclo}$  rendimento do ciclo termodinâmico de refrigeração

### 2.1.4 Parâmetros Operacionais Térmicos para Variação do COP

Uma análise gráfica comparativa dos ciclos termodinâmicos sobre um diagrama de Mollier, no plano p-h, permite que sejam detectadas as alterações ocorridas com o efeito frigorífico e com o trabalho específico realizado, em função da variação das temperaturas de operação do sistema de refrigeração mecânica por meio de vapores, bem como os valores assumidos pelas entalpias nos pontos considerados para determinação do COP.

Para verificação da influência que a temperatura de ebulição exerce sobre a performance do ciclo, com o auxílio do diagrama da figura 2.16, considera-se um conjunto de ciclos sobrepostos, em que somente a temperatura de ebulição é alterada, sendo mantida constante a temperatura de condensação.

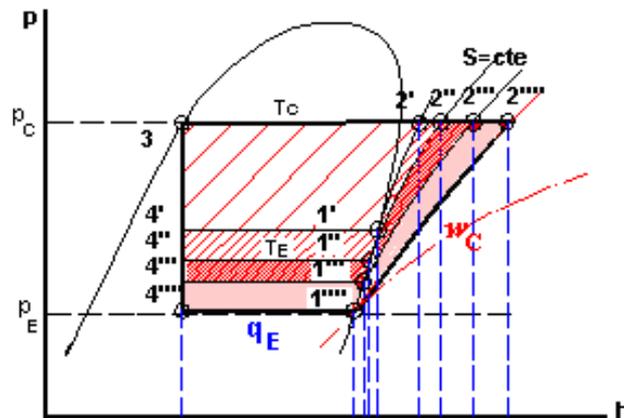


Figura 2.16 – Sobreposição de ciclos com variação da temperatura de ebulição

Observando-se a figura 2.16, percebe-se que, conforme a temperatura de ebulição diminui, o efeito frigorífico é reduzido e o trabalho específico de compressão aumenta, de modo que a operação do sistema em níveis cada vez mais baixos para temperatura de ebulição, demonstra ser um parâmetro significativo para performance do sistema [10, 18].

De forma análoga, estendendo o mesmo raciocínio de análise gráfica para a temperatura de condensação, pode ser avaliado o comportamento do ciclo e a variação da performance do sistema. Assim, mantém-se constante a temperatura de ebulição em um potencial térmico fixo, conforme figura 2.17, fazendo-se variar progressivamente a temperatura de condensação.

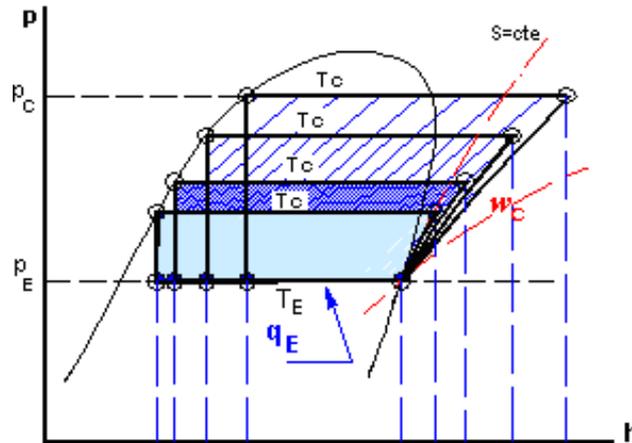


Figura 2.17 – Sobreposição de ciclos com variação da temperatura de condensação

Através do diagrama da figura 2.17, assim como na figura 2.16, pode-se verificar que o efeito frigorífico é reduzido e o trabalho de compressão aumenta, porém com variações proporcionais bem maiores, diminuindo consideravelmente a performance do sistema [10, 18].

Outro fator, diretamente ligado a variação das temperaturas operacionais do ciclo é o grau de sub-resfriamento do refrigerante líquido, que para sua análise gráfica, conforme figura 2.18, foram mantidas constantes as temperaturas de ebulição e condensação.

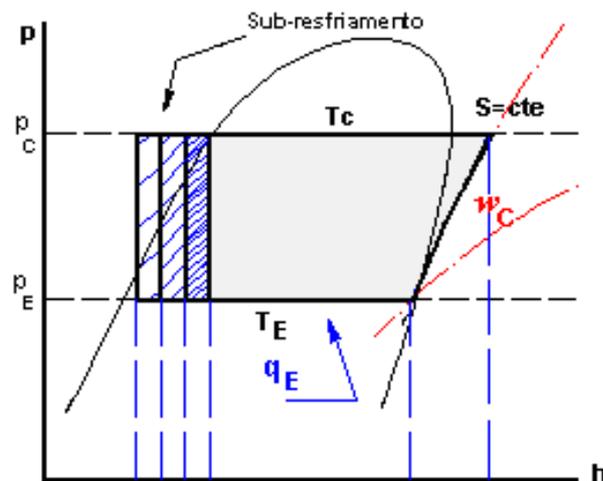


Figura 2.18 – Sobreposição de ciclos com variação do grau de sub-resfriamento

Uma avaliação do ciclo termodinâmico descrito na figura 2.18, leva a conclusão de que embora o sub-resfriamento aumente o efeito frigorífico, com a manutenção do trabalho de compressão, seu efeito em relação à performance do sistema é pequeno, ainda se considerado o caráter prático, da difícil obtenção de mínimos graus de sub-resfriamento nas instalações de refrigeração [10, 18].

Por último, o superaquecimento antes de qualquer análise gráfica é considerado indesejável nos sistemas que operam com evaporadores inundados, visto que o mesmo não ocorre com absorção de energia útil, contribuindo para o aumento da capacidade frigorífica do sistema. O calor para o aumento de temperatura é ganho através da tubulação de sucção do compressor, não gerando qualquer forma de benefício, muito pelo contrário, acarreta incrementos nas temperaturas de descarga [10].

Mantidas constantes as temperaturas de ebulição e descarga, o grau de superaquecimento do ciclo termodinâmico descrito sobre o diagrama de Mollier foi progressivamente aumentado, conforme figura 2.19.

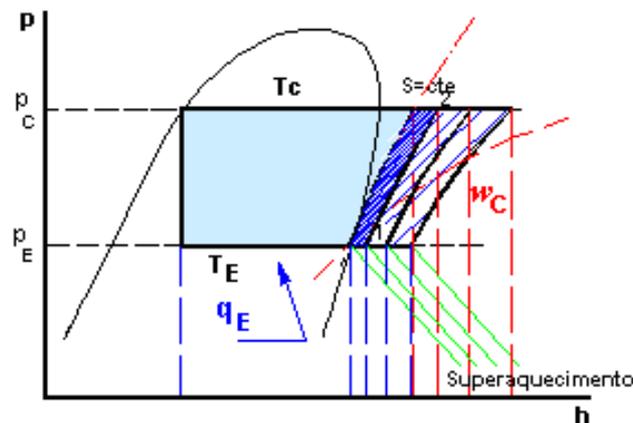


Figura 2.19 – Sobreposição de ciclos com variação do grau de superaquecimento

É possível observar, por meio dos ciclos sobrepostos no diagrama da figura 2.19, que o efeito frigorífico do sistema não se altera, pois embora haja um aumento na diferença de entalpias, esta não corresponde à uma parcela de energia útil, enquanto que ocorre um acréscimo no trabalho específico necessário à compressão do fluido refrigerante, logo com repercussão negativa, embora pequena, sobre a performance do sistema de refrigeração [10, 18].