

Hoofdstuk 4: Toegepaste thermodynamische processen met ideale of bijna-ideale gassen

4.1 Thermodynamische cycli met uitwendige verbranding

4.1.1 De compressor

Stel dat we een **compressor** hebben waardoorheen een massa, m , vloeit. De arbeid benodigd in deze compressor kan geschreven worden als:

$$W_{comp} = m \cdot (h_2 - h_1) \quad (165)$$

Waarbij dat h_2 en h_1 respectievelijk **specifieke enthalpie** van de uitlaat en inlaat voorstellen. Als we veronderstellen dat het gas een temperatuur-onafhankelijk specifieke warmte heeft, dan bekomen we:

$$W_{comp} = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (166)$$

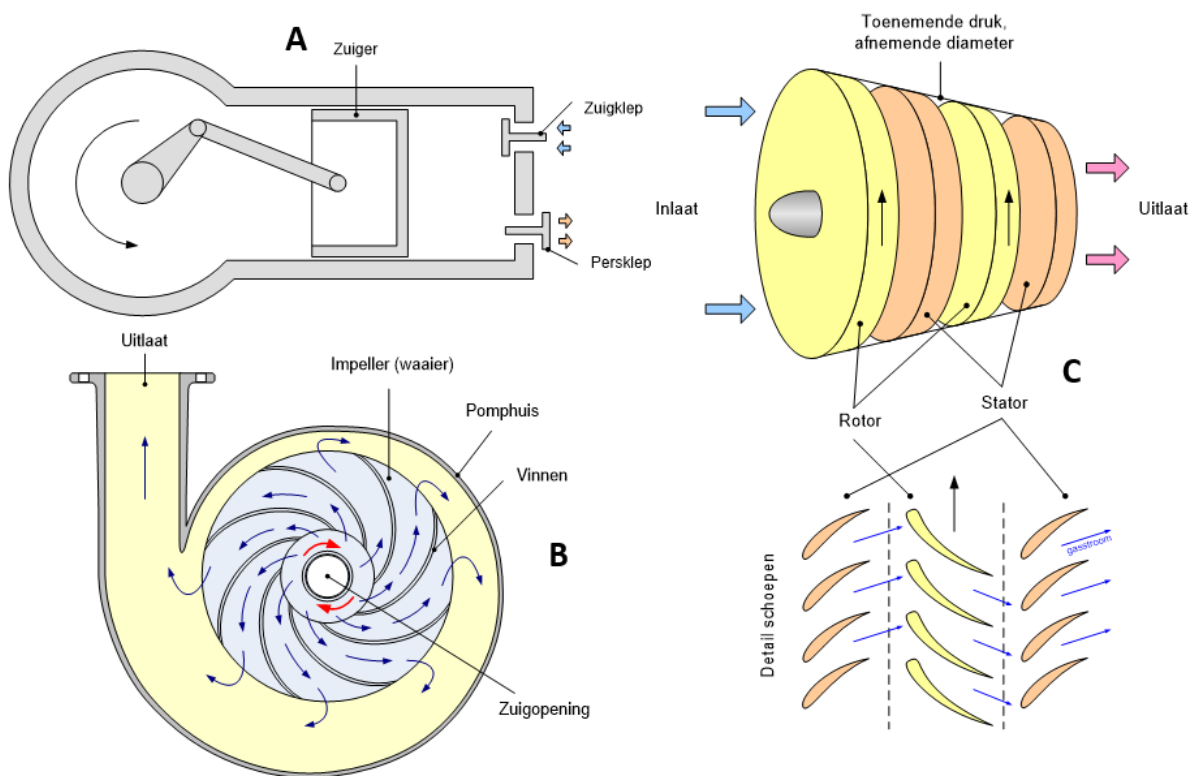
Bemerk dat bovenstaande vergelijking volgt uit het feit dat, in het ideale geval, een compressor adiabatisch werkt. Aldus is alle arbeid toegevoegd gelijk aan de stijging van inwendige energie volgens de eerste hoofdwet en aangezien voor ideale gassen inwendige energie alleen afhankelijk is van temperatuur en niet van druk, volgt de relatie in vergelijking (166). In veel gevallen is dit een behoorlijk goede benadering. Voor edelgassen is dit uiterst accuraat omdat specifieke warmte daadwerkelijk onafhankelijk is van de temperatuur. Voor lucht en gelijkaardige gassen is het tevens een goede benadering aangezien de temperatuurstijging niet al te groot is en de gemiddelde waarde van c_p is vaak voldoende. Er moet echter rekening gehouden worden met het feit dat de waarde van c_p genomen moet worden tussen T_2 en T_1 , dus niet bij 300 K. Als we veronderstellen dat een compressor isentropisch (adiabatisch en reversibel) werkt, dan kan de **uitgangstemperatuur** gerelateerd worden aan de drukverhoging in de compressor wat uiteindelijk leidt tot de volgende relatie in een compressor (afleiding wordt hier niet gegeven):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (167)$$

Nu kunnen we opnieuw terugrijpen op onze formule om **compressorarbeid** te berekenen (166) en bovenstaande hierin substitueren:

$$W_{comp} = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) = m \cdot c_p \cdot T_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} - 1\right) = m \cdot c_p \cdot T_1 \cdot \left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right) \quad (168)$$

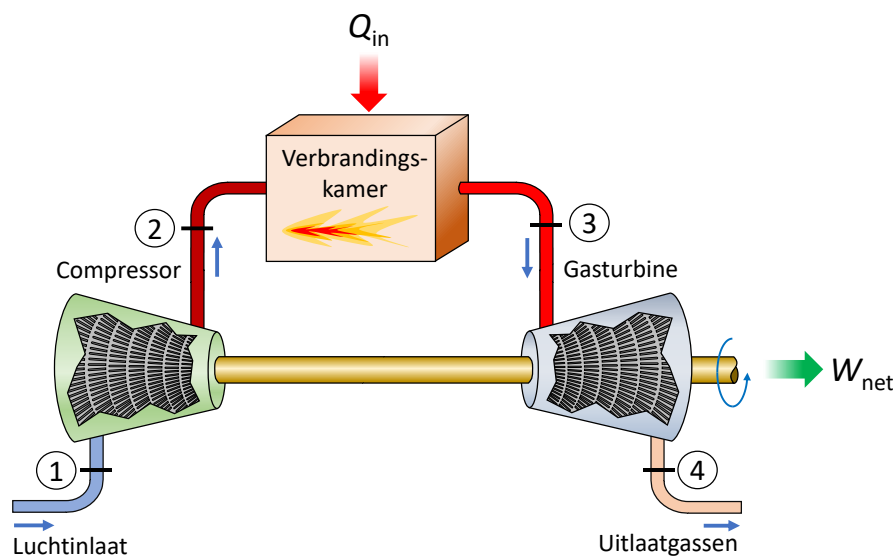
Er zijn in principe drie typen compressoren: **reciprocerende**, **centrifugale** en **axiale** compressoren (Figuur 50). In een **reciprocerende** of positieve verplaatsingscompressor beweegt een zuiger op en neer in een cilinder waarbij kleppen openen en sluiten om lagedruk gas aan te zuigen en hogedruk gas weg te pompen. In centrifugale en axiale compressoren komt het gas binnen aan één zijde, wordt vervolgens versneld door snel roterende bladen. De zo opgebouwde kinetische energie wordt dan omgezet in drukenergie en het op druk gebrachte gas verlaat de perszijde van de compressor. In de centrifugale compressor begeeft het gas zich **radiaal** naar buiten ten opzichte van de draai-as terwijl in een axiale compressor het gas versneld wordt in een richting **parallel** aan de draai-as. Voorbeelden van zuigercompressoren vind je onder meer in de persluchtcompressoren die je in de doe-het-zelf zaak vindt. Centrifugale compressoren vind je dan onder meer terug in verbrandingsmotoren, meer bepaald om de inlaatlucht op druk te brengen (in een zgn. **turbocompressor**). Het best gekende voorbeeld van een axiale compressor is terug te vinden in een **straalmotor**, maar ook gascentrales voor de opwekking van elektriciteit maken gebruik van axiale compressoren.



Figuur 50. Schematische voorstelling van reciprocerende (A), centrifugale (B) en axiale compressoren (C).

4.1.2 De Braytoncyclus

De **Braytoncyclus** werd voor het eerst voorgesteld door George Brayton voor gebruik in de reciprocerende olie-verbrandingsmotor die hij rond 1870 ontwikkelde. Vandaag de dag wordt deze cyclus enkel nog gebruikt voor **gasturbines** waarbij zowel de compressie als de expansie plaatsvindt in roterende machines. Gasturbines werken meestal op basis van een open cyclus, zoals weergegeven in Figuur 51. **Verse lucht** bij omgevingsomstandigheden wordt in de compressor gezogen waar zowel de temperatuur als de druk worden verhoogd. De hogedruk lucht wordt door een verbrandingskamer gestuurd waar een brandstof (aardgas, kerosine ...) **isobaar wordt verbrand**. De resulterende hoge-temperatuur gassen gaan vervolgens de **turbine** in, waar ze **expanderen** tot de atmosferische druk en hierbij wordt **arbeid geproduceerd**. De uitlaatgassen die de turbine verlaten, worden uitgestoten (niet gerecirculeerd), waardoor de cyclus als een **open cyclus** wordt beschouwd. Een deel van de geproduceerde arbeid wordt gebruikt om de compressor aan te drijven (compressor en turbine zitten op een gemeenschappelijke aandrijfas).

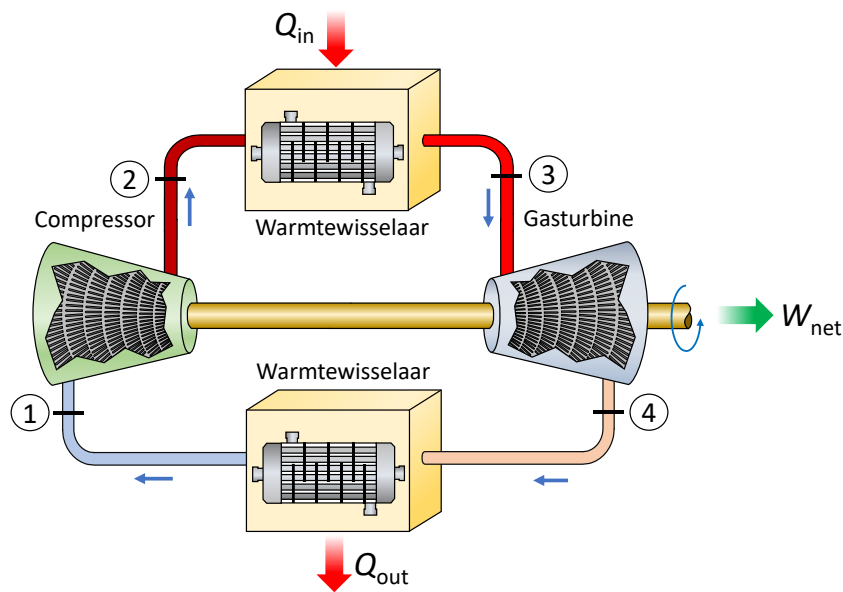


Figuur 51. Een gasturbine met open cyclus.

4.1.2.1 Systeembeschrijving

De open gasturbinecyclus die hierboven werd beschreven kan worden gemodelleerd als een **gesloten cyclus**, zoals weergegeven in Figuur 52. Feitelijk maken we hier een abstractie: in werkelijkheid is de cyclus open, maar door te veronderstellen dat de uitlaatlucht van de turbine wordt afgekoeld naar omgevingstemperatuur in een denkbeeldige warmtewisselaar, zijn de

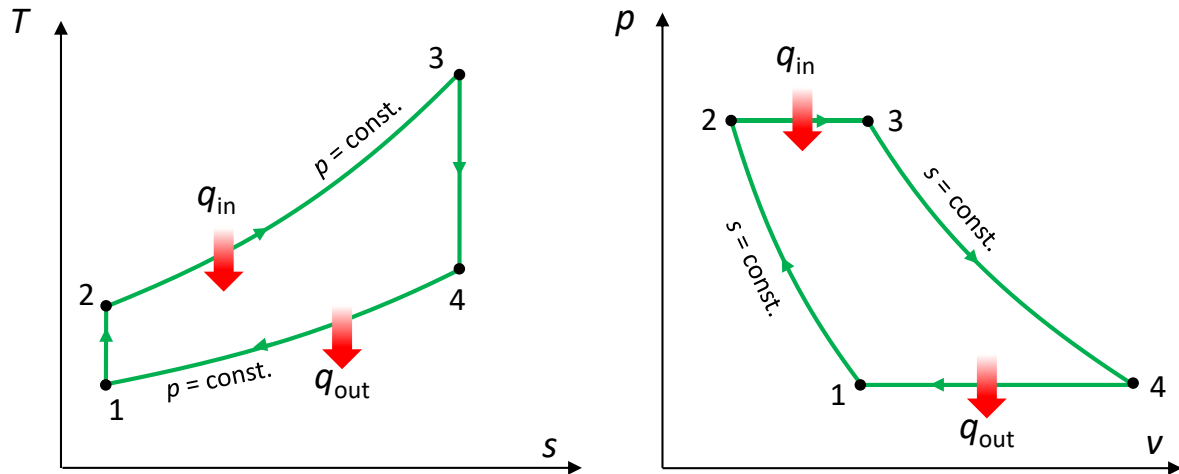
eigenschappen van de gerecirculeerde lucht die de compressor ingaat dezelfde als die van verse lucht die in de open cyclus wordt aangezogen.



Figuur 52. Een gasturbine met gesloten cyclus.

Op die manier herleiden we de open naar een gesloten cyclus zonder afbreuk te doen aan de werking ervan. Tevens blijven de compressie- en expansieprocessen hetzelfde als in de open cyclus, maar het verbrandingsproces wordt vervangen door een warmtewisselaar waar, onder constante druk, **warmte vanuit een externe bron wordt uitgewisseld**. Op die manier wordt een gesloten cyclus verkregen waar de werkstof de cyclus niet verlaat – met de omgeving wordt dan nog **enkel warmte en arbeid uitgewisseld**. Deze ideale cyclus die de werkstof ondergaat in deze gesloten lus is de **Braytoncyclus**, die is opgebouwd uit vier omkeerbare processen (Figuur 53):

- Proces 1 → 2: Isentropische compressie van het medium
- Proces 2 → 3: Isobare warmtetoevoeging
- Proces 3 → 4: Isentropische expansie van het medium
- Proces 4 → 1: Isobare warmteafvoer



Figuur 53. T,s en p,V -diagram van de ideale Braytoncyclus.

Merk op dat alle 4 de deelprocessen van de Braytoncyclus uitgevoerd worden als stationaire stromingsprocessen.

4.1.2.2 Efficiëntie

Efficiëntie wordt opnieuw gedefinieerd als de verhouding van de **netto geproduceerde arbeid** ten opzichte van de **warmte die werd opgenomen** bij de hoge temperatuur. De volgende vergelijking geeft de efficiëntie voor de ideale cyclus. Bemerkt dat in de ideale cyclus er gebruik gemaakt wordt van **isentropische** compressie en expansie (dus wrijvingsloos, wat in de praktijk zal afwijken) – in onderstaande formule stelt m het massadebiet voor:

$$\varepsilon = \frac{W}{Q_{in}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} \quad (169)$$

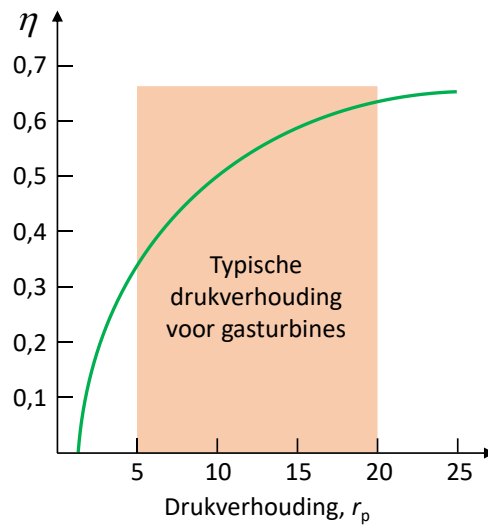
Als we nu het begrip **drukverhouding** introduceren ($r_p = p_2/p_1$), kan aangetoond worden dat de efficiëntie volgende vorm aanneemt (de afleiding wordt niet gegeven in deze cursus):

$$\varepsilon = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (170)$$

$$\varepsilon = 1 - r_p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad (171)$$

Bovenstaande vergelijking toont aan dat de thermische efficiëntie van de ideale Braytoncyclus afhankelijk is van de **drukverhouding** van de gasturbine **als** van de specifieke **warmteverhouding** van het werkmiddel. De thermische efficiëntie neemt toe met beide parameters, wat ook het geval is voor de huidige gasturbines. Een grafiek van de thermische

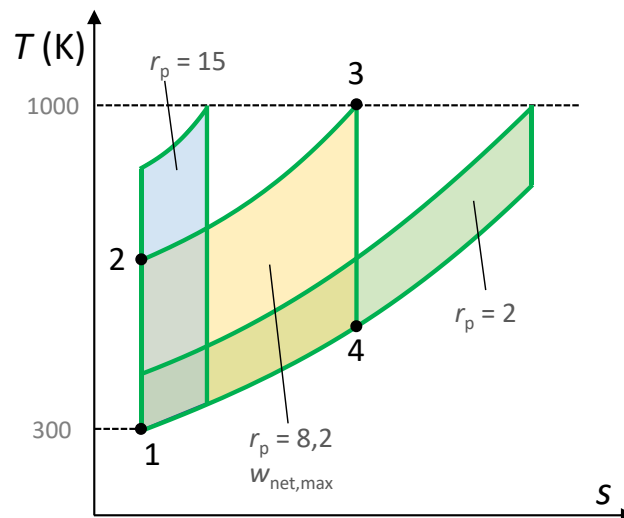
efficiëntie versus de drukverhouding wordt gegeven in Figuur 54 met waarden voor $\gamma = 1,4$, dat is de specifieke warmteverhouding van lucht bij kamertemperatuur (di-atomair gas).



Figuur 54. Thermische efficiëntie van de ideale Braytoncyclus in functie van de drukverhouding voor een gas met $\gamma = 1.4$.

De hoogste temperatuur in de cyclus vindt plaats aan het einde van het verbrandingsproces (toestand '3'), deze temperatuur wordt beperkt door de maximale temperatuur die de turbinebladen kunnen weerstaan. Dit beperkt tevens de drukverhouding die gebruikt kan worden in de cyclus. Voor een vaste turbinetoevoertemperatuur T_3 , stijgt de **netto arbeid met de drukverhouding**. Deze bereikt een **maximum** en begint opnieuw te dalen, zoals geïllustreerd in Figuur 55. Bemerkt dat in deze figuur de arbeid het oppervlak omsloten is door de cyclus, en dat toegevoegde warmte gelijk is aan het oppervlak onder de punten '2-3'.

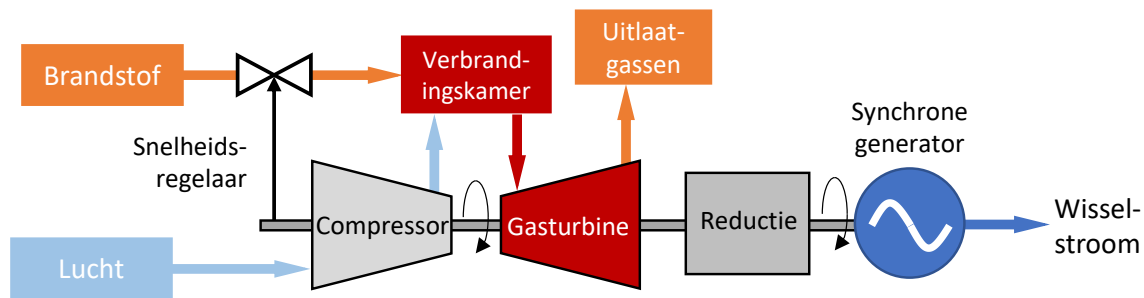
Daarom zou er een compromis moeten gevonden worden tussen de drukverhouding (dus de thermische efficiëntie) en de netto geleverde arbeid. Met minder geleverde arbeid per cyclus is er een groter massastroomdebiet (dus een groter systeem) nodig om dezelfde arbeid te leveren, wat misschien niet economisch is. In de meeste gangbare ontwerpen, varieert de drukverhouding van gasturbines van 11 tot 16.



Figuur 55. Voor een vaste waarde van T_{\min} en T_{\max} stijgt de netto arbeid van de Braytoncyclus eerst met de drukratio, bereikt een maximum om daarna te dalen.

De **lucht** in gasturbines vervult twee belangrijke functies: deze levert het noodzakelijke oxidatiemiddel voor de verbranding van de brandstof en het dient daarnaast als koelmiddel om de temperatuur van de verschillende componenten binnen veilige grenzen te houden. De tweede functie wordt bereikt door **meer lucht binnen te halen dan nodig is om een volledige verbranding van de brandstof te bekommen**. In gasturbines is een lucht-brandstof massaverhouding van 50 of hoger niet ongewoon. Daarom zal bij een cyclusanalyse, het beschouwen van de verbrandingsgassen als lucht (qua samenstelling dan) geen noemenswaardige fouten veroorzaken. Ook het massadebiet door de turbine is groter dan die door de compressor, het verschil is gelijk aan het massadebiet van de brandstof. Dus, uitgaande van een constant massadebiet gedurende de gehele cyclus levert conservatieve resultaten op voor open-cyclus gasturbinemotoren.

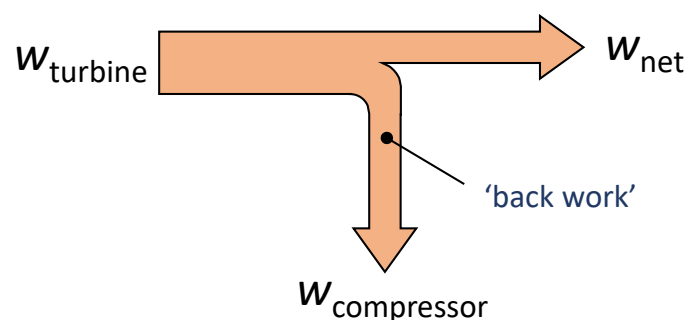
De **twee belangrijkste toepassingen** van gasturbines die werken volgens de Braytoncyclus zijn **vliegtuigmotoren** (straalmotoren) en **gasturbines voor elektriciteitsopwekking**. Wanneer de gasturbine wordt gebruikt voor de voortstuwing van vliegtuigen is de hoge snelheid van de uitlaatgassen verantwoordelijk voor het produceren van de nodige stuwkracht om het vliegtuig voort te bewegen. Gasturbines worden ook gebruikt in elektriciteitscentrales om elektriciteit te genereren al dan niet in combinatie met een stoomcyclus (Figuur 56).



Figuur 56. Gasturbine in een elektriciteitscentrale.

In het geval van enkel een gasturbine, wordt de netto arbeid gebruikt om een generator aan te drijven. In combinatie met een stoomcyclus worden de hete uitlaatgassen van de gasturbine als warmtebron gebruikt voor de productie van **stoom** dewelke een **stoomcyclus** kan ondergaan om bijkomende arbeid op te wekken (wordt in een later hoofdstuk van deze cursus besproken). Elektriciteitscentrales die zowel een **Braytoncyclus** als een **stoomcyclus** integreren, worden ook wel **gecombineerde cyclus** of STEG (stoom en gas) centrales genoemd. De gasturbinecyclus kan ook worden gebruikt in een gesloten cyclus in kerncentrales (de zgn. GCR of *gas cooled reactor*). In dit geval is het werkmedium niet beperkt tot lucht maar worden gassen gebruikt met meer wenselijke eigenschappen, zoals helium. De opwarming van het gas gebeurt in de kernreactor zelf. De cyclus is uiteraard gesloten omwille van het nucleair contaminatiegevaar.

In elektriciteitscentrales werkende met gasturbines wordt de verhouding van de **compressorarbeid** tot de **turbinearbeid** ook wel de '**back work ratio**' genoemd (Figuur 57).



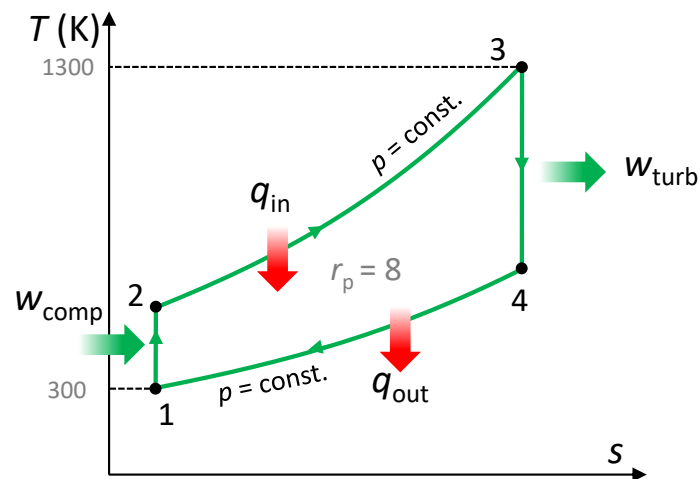
Figuur 57. Illustratie van de 'Back work ratio'.

Deze **verhouding** geeft weer hoeveel van de arbeid afkomstig van **de turbine inwendig in de cyclus benut wordt**, het gedeelte dat niet benut wordt stemt overeen met de netto arbeid van de cyclus en wordt gebruikt om de elektrische generator aan te drijven. Gewoonlijk wordt meer

dan de helft van de turbine-arbeid gebruikt om de compressor aan te drijven. Deze verhouding neemt nog toe wanneer de isentropische efficiëntie van de compressor en de turbine laag zijn (dit laatste geeft weer in hoeverre energie verloren gaat, onder de vorm van warmte, door wrijving van het gas in de compressor en de turbine – zie ook volgende sectie).

Later zullen nog de stoomcycli behandeld worden, welke een zeer belangrijke toepassing vinden eveneens in de opwekking van elektriciteit. In dergelijk stoomkrachtcentrales bedraagt de ‘*back work ratio*’ slechts enkele procenten. Zoals later zal worden behandeld, in de stoomcyclus wordt het werkmedium op druk gebracht wanneer het zich in zijn **vloeibare toestand bevindt** (gecondenseerd water). Het op druk brengen van een quasi **niet-samendrukbare vloeistof versus een gas dat zich bijna als ideaal gedraagt, vergt veel minder arbeid** ($= p \cdot dV$).

Voorbeeld: een gasturbine in een elektriciteitscentrale werkt op een ideale Braytoncyclus met een drukverhouding van 8. De gastemperatuur bedraagt 300 K bij de compressorinlaat en 1300 K bij de turbine-inlaat. Daarnaast bedraagt de druk bij de compressorinlaat 138,6 kPa. Bepaal met behulp van de standaard-lucht veronderstellingen (a) de gastemperatuur bij de uitgangen van de compressor en de turbine, (b) de *back work ratio*, en (c) de thermische efficiëntie. Het T,s -diagram van de beschreven ideale Braytoncyclus is weergegeven in Figuur 58.



Figuur 58. T,s -diagram van een Braytoncyclus

Oplissing:

- (a) De luchttemperaturen bij de compressor- en turbine-uitgangen worden bepaald op basis van de formules voor isentropische compressie waarmee dit hoofdstuk werd gestart.

- Proces 1-2 (isentropische compressie van een ideaal gas): Je kan T_2 afleiden door middel van de formule voor isentropische compressie, hieruit volgt dat $T_2 = 543,4 \text{ K}$ (veronderstel dat $\gamma = 1,4$ voor di-atomisch gas zijnde lucht)

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = (0,125)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_2 = \frac{T_1}{0,125^{\frac{1,4-1}{1,4}}} = 543,4 \text{ K}$$

- Proces 3-4 (isentropische expansie van een ideaal gas): we gebruiken opnieuw bovenstaande formule:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = (8)^{\frac{1,4-1}{1,4}} \rightarrow T_4 = \frac{T_3}{8^{\frac{1,4-1}{1,4}}} = 717 \text{ K}$$

- (b) Om de *back work ratio* te vinden moeten we de arbeid opgenomen door de compressor en de arbeid afgestaan door de turbine berekenen:

$$w_{comp,in} = c_p(T_2 - T_1) = 1,005 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} (543,4 - 300) \text{K} = 244,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$w_{turb,out} = c_p(T_3 - T_4) = 1,005 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} (1300 - 717,7) \text{K} = 585,2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\text{Back work ratio} = \frac{w_{comp,in}}{w_{turb,out}} = \frac{244,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}}{585,2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}} = 0,418$$

- (c) De thermische efficiëntie van de cyclus is de verhouding tussen de netto arbeid en de totale warmtetoevoer:

$$q_{in} = c_p(T_3 - T_2) = 1,005 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} (1300 - 543,4) \text{K} = 760,4 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$w_{net} = w_{out} - w_{in} = 585,2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} - 244,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 340,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

$$\varepsilon = \frac{w_{net}}{q_{in}} = \frac{340,6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}}{760,4 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}} = 0,448$$

4.1.2.3 De niet-ideale Braytoncyclus

De ideale Braytoncyclus gaat uit van een **isentropische compressie** en **expansie**, met andere woorden, deze processen worden volstrekt reversibel verondersteld zonder de vorming van **bijkomende wrijvingsverliezen** – de entropie blijft constant. In de praktijk doet deze veronderstelling zich niet voor: de entropie zal daadwerkelijk stijgen na compressie en ook na expansie door de **aanwezigheid van wrijving**. De **isentropische efficiëntie** (η) voor deze processen wordt gedefinieerd als

$$\eta_{compressie} = \frac{\Delta h_{isentropisch}}{\Delta h_{werkelijk}} \quad (172)$$

$$\eta_{expansie} = \frac{\Delta h_{werkelijk}}{\Delta h_{isentropisch}} \quad (173)$$

Isentropische efficiëntie vergelijkt dus het werkelijk enthalpieverschil van een werkstof voor en na expansie (of compressie) met het enthalpieverschil indien het proces isentropisch zou zijn.

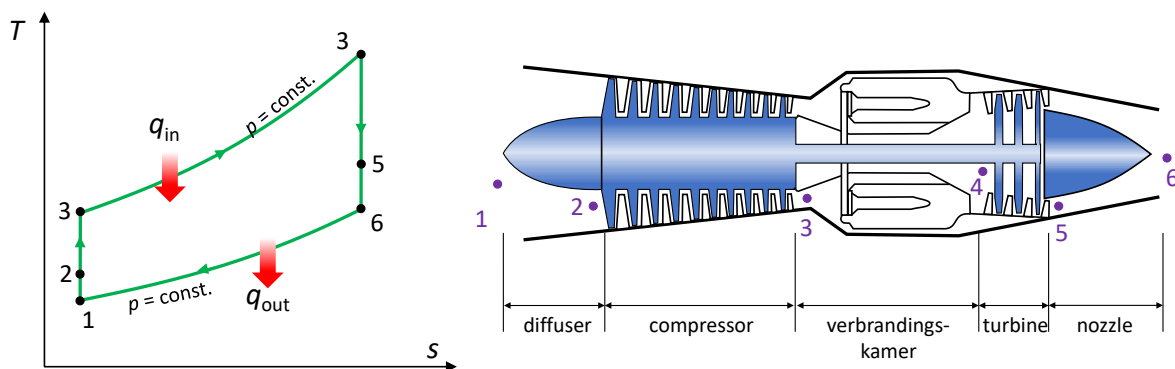
Als bijvoorbeeld de isentropische efficiëntie van een compressor gelijk is 0,7 betekent dit de enthalpie van het uitgaande gas (verschil ten opzichte van het ingaande gas) 43 % (=1/0,7 · 100 %) hoger zal liggen dan wat verwacht wordt mocht dit samendrukkingsproces isentropisch zijn verlopen. De hogere enthalpie in de werkelijkheid zal het gevolg zijn van de aanwezigheid van wrijving tijdens de compressie, die de enthalpie van het uitgaande gas (en dus ook de entropie) doet stijgen.

4.1.3 Toepassingen Braytoncycli

Gasturbinemotoren worden veel gebruikt voor het aandrijven van vliegtuigen omdat ze licht en compact zijn en ze hebben een hoog vermogen/gewichtsverhouding. Ook in gascentrales, wordt de gasturbine gebruikt om een generator aan te drijven. Vliegtuiggasturbines werken met een open cyclus die de straalmotorcyclus wordt genoemd. De cyclus verschilt van de eenvoudige ideale Braytoncyclus doordat de gassen niet worden geëxpandeerd tot de omgevingsdruk. In plaats daarvan, worden ze geëxpandeerd tot een zodanige druk dat de door de turbine geproduceerde arbeid **net voldoende is om de compressor** en de hulpapparatuur aan te drijven, zoals als een kleine generator en hydraulische pompen. Dit wil zeggen dat de **netto arbeid van de cyclus nul is**. De gassen die de turbine verlaten hebben aldus nog een vrij hoge druk en worden vervolgens versneld in een buis (*nozzle*) om **genoeg stuwkracht** te voorzien voor het vliegtuig. In het geval van een gasturbine in een **gascentrale** wordt meer arbeid door

de turbine geproduceerd (dit door wel te expanderen tot omgevingsdruk, de bedoeling is hier niet om stuwkracht op te wekken) en wordt de netto-arbeid (= totale turbine-arbeid min de arbeid nodig om de compressor aan te drijven) gebruikt om een generator die de elektrische stroom opwekt, aan te drijven.

Een schema van een straalmotor en het bijhorende T,s -diagram van de ideale straalmotorencyclus worden getoond in Figuur 59. Lucht wordt gecomprimeerd door de compressor ('1' naar '3') en wordt gemengd met brandstof in de verbrandingskamer, waar het mengsel bij constante druk wordt verbrand (van '3' naar '4').



Figuur 59. Componenten van een turbojet motor en het bijkomstige T,s diagram voor een ideale turbojet cyclus.

De hoge druk en hoge temperatuur verbrandingsgassen expanderen gedeeltelijk in de turbine ('4' naar '5'), opdat er voldoende arbeid geproduceerd wordt om de compressor en andere apparatuur aan te drijven. Ten slotte expanderen de gassen in de *nozzle* (de uitlaatbuis) tot de omgevingsdruk en verlaten de motor op hoge snelheid. In het ideale geval wordt er aangenomen dat arbeid geproduceerd door de turbine gelijk is aan die opgenomen door de compressor. Tevens wordt er verondersteld dat de processen in de compressor, de turbine en de *nozzle* **isentrop** verlopen. In de analyse van werkelijke cycli moet echter de **irreversibiliteit** van deze onderdelen worden overwogen (m.a.w. door wrijving is er een entropietoename). Het effect van de onomkeerbaarheid is de **vermindering** aan stuwkracht (in vergelijking met de ideale cyclus) die verkregen kan worden in een straalmotor.

4.2 Thermodynamische cycli met inwendige verbranding

In dit deel worden twee van de meest voorkomende thermische motoren besproken: namelijk de motoren met **inwendige verbranding**: de **vonkontstekingsmotoren** en de compressieontstekingsmotoren (**dieselmotoren**). De term inwendige verbranding wijst op feit dat de

warmte in de motor wordt vrijgesteld en dat dus onverbrande brandstof, lucht en verbrandingsgassen ook dienst doen als het werkmedium van de motor. De fundamentele achtergrond van deze twee thermische motoren (zij het summier) komen aan bod, met name: de vier- en tweetakt cycli.

De basis van de ontploffingsmotoren is niet fundamenteel veranderd sinds het begin van de twintigste eeuw (de Wankelmotor – geïntroduceerd in 1960 – even buiten beschouwing gelaten). Daarentegen, grote vooruitgang werd geboekt op het gebied van materiaalkeuze, fabricatieprocessen, elektronische regelingen en *computer aided design* en resulteerden de laatste decennia in significante verbeteringen in efficiëntie, duurzaamheid en levensduur en een beperking in schadelijke emissies. Elektronische regelingen hebben in het bijzonder een belangrijke rol gespeeld in het verbeteren van de efficiëntie van ontstekingsmotoren dankzij verbeterde sturing van de brandstofinjection en de ontsteking. Tegenwoordig is elektronische sturing van dieselinjectiesystemen tevens gemeengoed en hebben deze tevens geresulteerd in een verbetering van het brandstofverbruik en van een beperking van de schadelijke emissies.

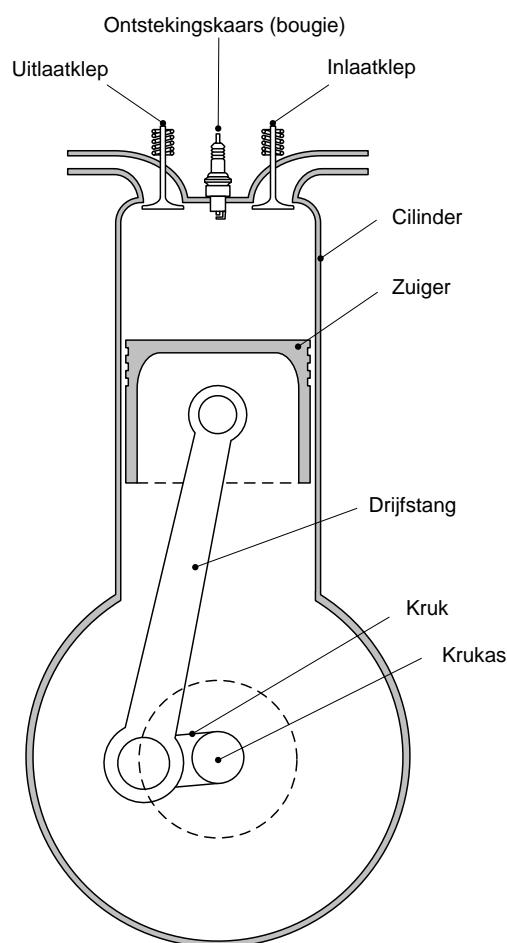
4.2.1 Motortypes en –werking

Verschillende criteria kunnen gehanteerd worden in het classificeren van de thermische motoren met inwendige verbranding. Een eerste onderverdeling wordt gemaakt op basis van **hoe de brandstof tot ontsteking komt**: de **vonkontstekingsmotoren** (vereisen een elektrische vonk om de verbranding te starten) en de **compressieontstekingsmotoren** (= ontsteking door de druk- en temperatuurverhoging gepaard gaande met compressie, typisch het geval voor dieselmotoren). Een andere classificatie is op basis van **viertakt** en **tweetakt** motoren.

4.2.1.1 De viertakt vonkontstekingsmotor

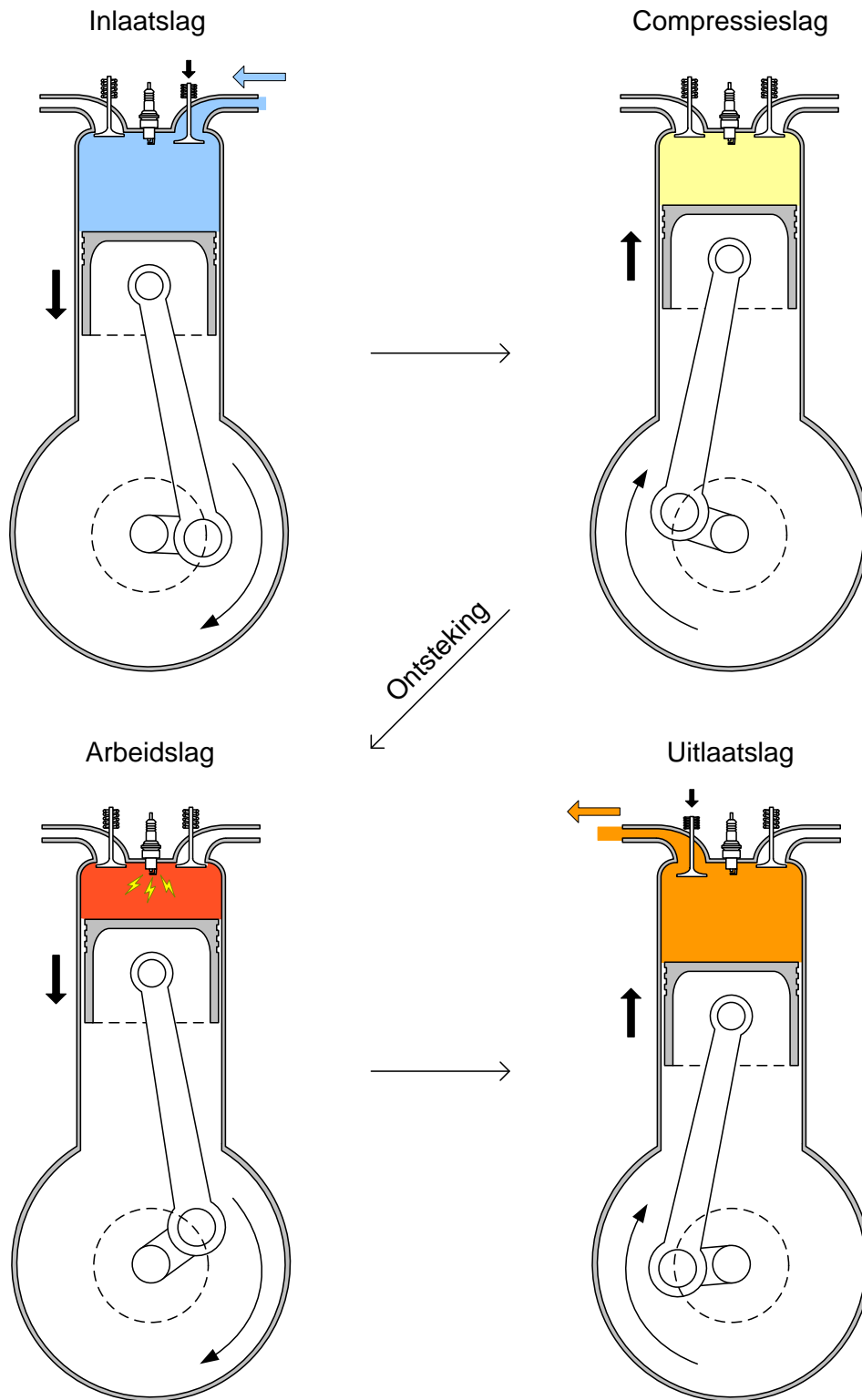
Op Figuur 60 wordt een schematische doorsnede, met de belangrijkste onderdelen, van een viertakt vonkontstekingsmotor gegeven, terwijl de schematische voorstelling van de eigenlijke cyclus wordt weergegeven in Figuur 61. De zuiger start vanuit het **bovenste dode punt** (BDP, of ‘*top dead center*’, TDC) en beweegt naar beneden, hierbij de ruimte vullend met werkgas dat vanuit een inlaatleiding doorheen een inlaatklep wordt aangezogen. Het werkgas is een mengsel van lucht en brandstof en kan geleverd worden via een carburator of een brandstofinjector. De aanzuiging stopt wanneer de zuiger het **onderste dode punt** (ODP of ‘*bottom dead center*’, BDC) heeft bereikt. Vervolgens beweegt de zuiger naar boven – en dit terwijl de in- en uitlaatkleppen gesloten zijn – om het gasmengsel te comprimeren: dit is de

zogenaamde **compressieslag**. Net op het bovenste dode punt zal het samengedrukte gasmengsel ontstoken worden met behulp van de **ontstekingskaars**. De temperatuur en de interne druk van het gasmengsel lopen hierbij hoog op waardoor de zuiger naar beneden wordt geduwd in de zogenaamde **arbeidslag**, er wordt **expansiearbeid geleverd**. De neerwaartse beweging van de zuiger wordt met behulp van een aandrijfstang, kruk en krukas omgezet tot een draaiende beweging. Nadat de zuiger opnieuw het onderste dode punt heeft bereikt, wordt de uitlaatklep geopend, de druk in de cilinder daalt tot bijna atmosferedruk en bij de volgende opwaartse beweging van de zuiger zullen de verbrande gassen naar de uitlaatleiding geduwd worden. Vervolgens begint de cyclus opnieuw.



Figuur 60. Schematische doorsnede van een viertakt ontstekingsmotor.

Bemerk dus dat één cyclus van een viertaktmotor **twee omwentelingen** van de krukas vereist en dat cruciaal in de uitvoering van deze cyclus, de synchronisatie van de aanvoer en de uitstoot van het gasmengsel, de ontsteking en de op- en neergaande beweging van de zuiger is.



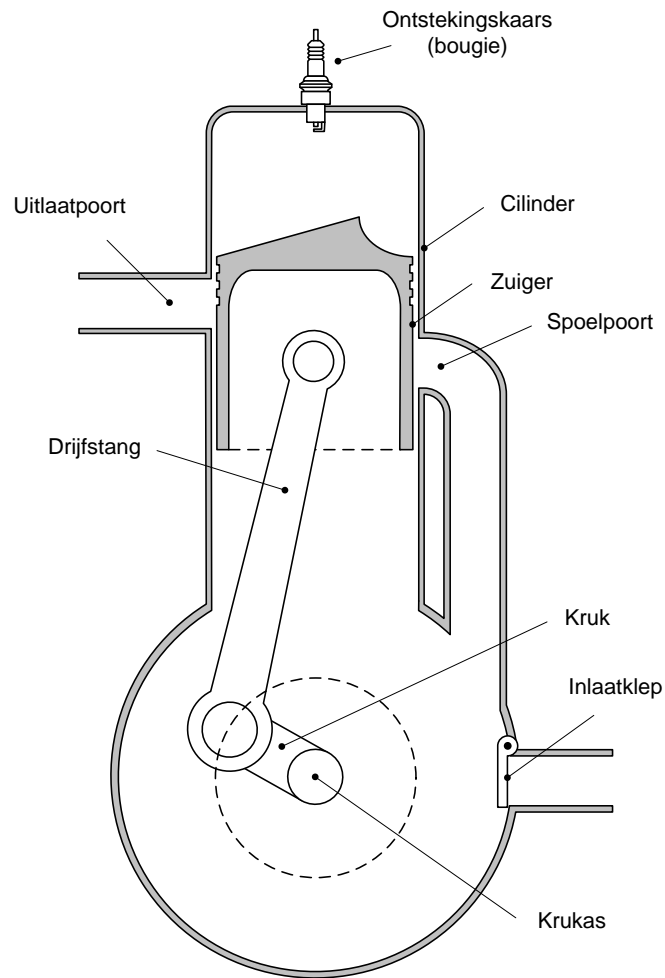
Figuur 61. Schematische voorstelling van de viertaktcyclus.

4.2.1.2 De tweetakt ontstekingsmotor

Het grote verschil met de viertaktcyclus is dat de **tweetaktcyclus** telkens één verbrandingscyclus doorloopt **per omwenteling** van de krukas in de plaats van twee omwentelingen per cyclus. Een schematische voorstelling van de tweetaktmotor is gegeven in Figuur 62, terwijl het verloop van de cyclus gegeven wordt in Figuur 63. Er zijn duidelijke verschillen tussen een twee- en viertakt motor wat betreft de opbouw: bovenaan de cilinder bevinden zich niet langer kleppen, daarentegen is in de zijkant plaats gemaakt voor een **uitlaatpoort** en een **spoelpoort**. Bemerkt dat deze poorten niet op dezelfde hoogte zijn gelegen ten opzichte van de zuiger. Deze laatste staat in verbinding met de **krukkast** (het volume onder de zuiger en waar de krukas zich in bevindt). De inlaat van het brandstof/luchtmengsel is voorzien in de krukkast en een klep sluit de inlaat af van de krukkast. Er is geen uitlaatklep aanwezig: de klepwerking wordt immers overgenomen door de zuiger zelf (door het afsluiten van de **uitlaatpoort**).

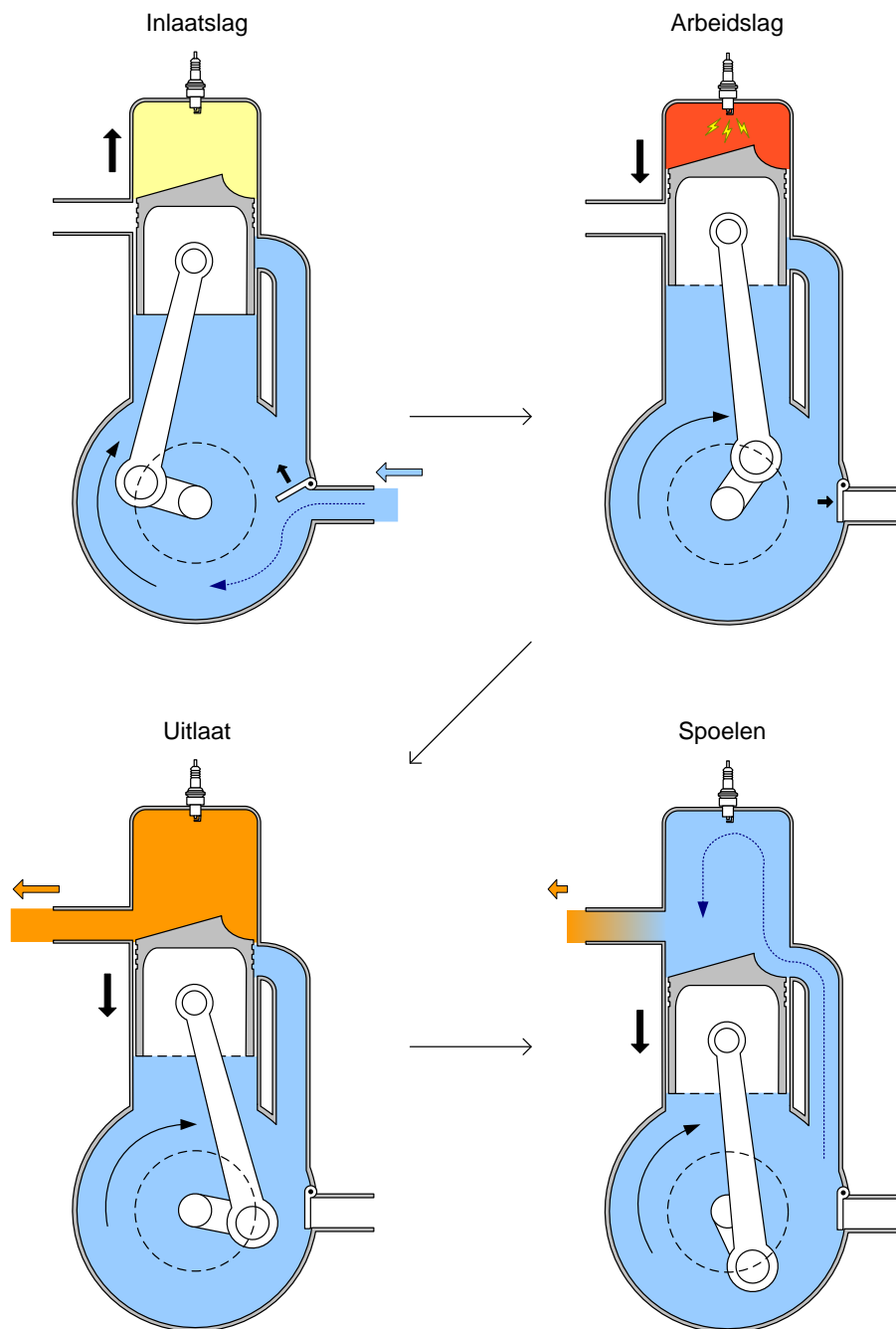
De werking van een tweetaktmotor is als volgt: Bij de opwaartse slag (**compressieslag**) zijn zowel de uitlaatpoort als de spoelpoort bedekt door de zuiger en is het volume boven de zuiger afgesloten. Dit volume – dat gevuld is met het brandstof/luchtmengsel – wordt door de opwaartse beweging van de zuiger samengedrukt. Gelijktijdig met de compressieslag wordt een **onderdruk** gecreëerd in de krukkast. Hierdoor opent de inlaatklep zich en **wordt vers brandstof/luchtmengsel aangezogen in de krukkast**. De inlaatklep wordt niet van buitenaf geactueerd (bewogen), maar gaat uitsluitend zichzelf openen op basis van de aanwezigheid van een onderdruk in de krukkast.

Eenmaal de zuiger bij het bovenste dode punt is, wordt het mengsel tot ontploffing gebracht en wordt de zuiger naar beneden geduwd (**arbeidslag**). Wanneer de zuiger bij het neerwaarts bewegen de uitlaatpoort vrij maakt, komen de verbrande gassen vrij in de uitlaat. Tenslotte beweegt de zuiger tot het onderste dode punt, waarbij tevens de spoelpoort wordt vrijgemaakt. De druk gecreëerd door de zuiger op het mengsel in de krukkast zal het brandstof/luchtmengsel in de krukkast doen stromen naar de cilinder via de spoelpoort. Vervolgens beweegt de zuiger terug opwaarts, de spoel- en uitlaatpoorten worden bedekt en de compressieslag van de volgende cyclus vangt aan.



Figuur 62. Schematische doorsnede van een tweetakt ontstekingsmotor.

In het geval van een viertaktmotor wordt de krukast gedeeltelijk gevuld met olie om de krukas, de aandrijfstangen en de zuigers te smeren. In een tweetaktmotor wordt de krukast aldus gebruikt om brandstof/luchtmengsel te verpompen en dient de smering continu te gebeuren door smeerolie toe te voegen aan de brandstof. Als je nog een oude grasmachine of een bromfiets hebt die werkt met een tweetaktmotor, dan zal je altijd een hoeveelheid smeerolie moeten mengen in de brandstof bij het vullen van de brandstoftank.



Figuur 63. Schematische voorstelling van de tweetaktcyclus.

Het grote **voordeel** van een tweetaktmotor ten opzichte van een viertaktmotor is dat voor een gegeven aantal omwentelingen, **dubbel zoveel arbeidsslagen** worden verwezenlijkt door de tweetaktmotor. Aldus is de **vermogensdichtheid** van een tweetaktmotor **dubbel zo groot**, en kunnen compactere motoren worden aangewend in vergelijking met een viertaktmotor (denk maar aan bromfietsen, kleine machines voor tuinonderhoud...). Echter, er zijn ook nadelen: De brandstof wordt minder efficiënt benut in een tweetaktmotor en wel om de volgende reden: Wanneer de verbrandingskamer wordt gespoeld met vers brandstof/luchtmengsel (Figuur 63),

zijn zowel de spoel- als de uitlaatpoort geopend terwijl de zuiger zich in de onderste stand bevindt. Hierdoor kunnen nooit alle verbrandingsgassen verwijderd worden, of kan zelfs een deel van het verse brandstof/luchtmengsel reeds ontsnappen via de uitlaatpoort (uitstoot van onverbrande brandstofdampen). Omwille van de lagere brandstofefficiëntie, worden tweetaktmotoren bijna nooit gebruikt voor grote vermogens en worden ze ook stillaan vervangen door viertaktmotoren in de toepassingen waar kleine vermogens vereist zijn.

4.2.1.3 *De compressie-ontstekingsmotor (dieselmotor)*

Dieselmotoren hebben veel gemeenschappelijk met vonkontstekingsmotoren wat betreft de **opbouw**: het arrangement van de kleppen en de beweging van de zuigers zijn identiek. Het grote verschil zit in de manier waarop het brandstof/luchtmengsel tot ontbranding wordt gebracht. Bij dieselmotoren is er geen ontstekingskaars aanwezig en wordt de ontbranding geïnitieerd **door hoge temperaturen en hoge drukken in de cilinder** op het einde van de compressieslag, er treedt met andere woorden, **zelfontsteking** op van de brandstof. De brandstof wordt hetzij rechtstreeks geïnjecteerd in de verbrandingskamer (= directe injectie), hetzij vooraf geïnjecteerd in een voorkamer (= indirect injectie).

Het inspuiten van de brandstof geschiedt onder hoge druk (tot 1700 bar). De huidige dieselmotoren maken gebruik van wat beter bekend staat als de ‘*common rail injection*’-techniek. Dit komt erop neer dat één enkele hoge drukpomp de brandstof op hoge druk brengt naar een **gemeenschappelijke leiding** (de *common rail*). Om dergelijk hoge drukken te leveren wordt er gebruik gemaakt van een radiaalplunjerpomp. Vanaf de hoge druk verzamelleiding wordt afgetakt naar iedere zuiger, waar het debiet en de inspuitsduur per aftakking met elektronisch geregelde kleppen wordt gestuurd.

Net zoals vonkontstekingsmotoren, kunnen dieselmotoren uitgevoerd worden in een **twee-** of **viertaktversie**. Omdat de brandstof rechtstreeks in de verbrandingskamer wordt gespoten, en niet als mengsel wordt verpompt door middel van het spoelen van de krukast, treden er geen verliezen op van brandstof. Vandaar dat tweetakt dieselmotoren ook kunnen gebruikt worden voor **grotere configuraties** (bijvoorbeeld een diesellocomotief), terwijl ze wat brandstofefficiëntie competitief blijven met de viertaktuitvoeringen. Tweetakt dieselmotoren zijn over het algemeen van het type met indirecte injectie.

4.2.2 Thermodynamische analyse

Om een **thermodynamische analyse** te maken van de **Ottocyclus** (bij vonkontstekingsmotoren) en de **dieselcyclus** vertrekken we vanuit **geïdealiseerde** cycli. Deze ideale cycli hebben een aantal kenmerken gemeenschappelijk met de Carnotcyclus, waaronder:

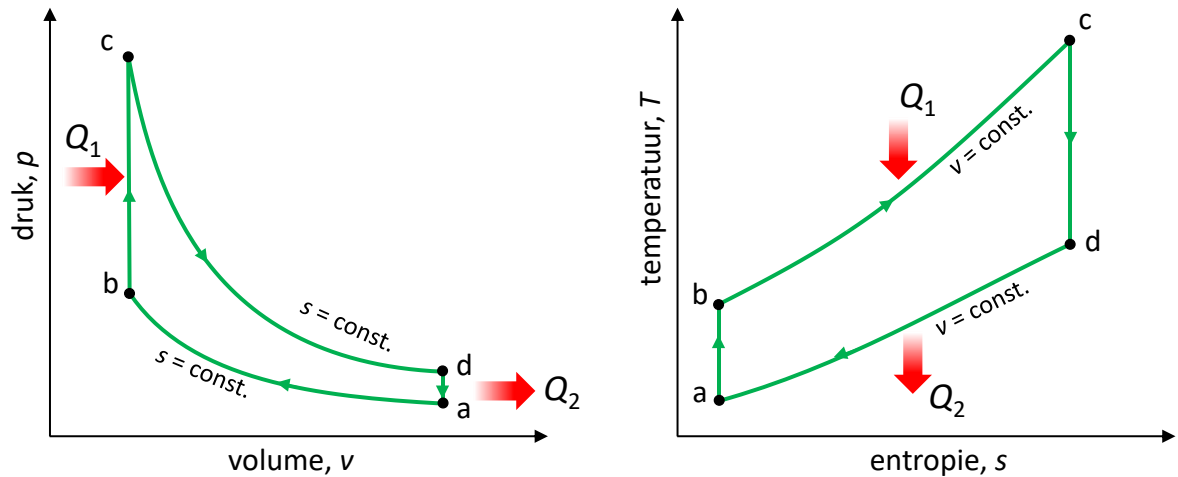
- De werkstof is **lucht** (brandstof maakt slechts een beperkt deel uit van het mengsel en de eigenschappen van lucht worden daar genomen als zijnde representatief).
- De werkstof (lucht) wordt verondersteld zich te gedragen als een **ideaal gas**.
- De warmte die de expansie veroorzaakt wordt verondersteld afkomstig te zijn van een **externe** warmtebron.
- De expansie- en de compressieprocessen worden verondersteld **isentropisch** te geschieden. Met andere woorden, er treedt geen warmteoverdracht op (adiabatisch) en ze zijn omkeerbaar.

Hoewel dit sterke vereenvoudigingen zijn van wat kan beschouwd worden als een complexe cyclus die optreedt in een werkelijk motor, toch zijn deze vereenvoudigingen bruikbaar om een aantal fundamentele principes te begrijpen van vonkontstekings- en dieselmotoren. De eenvoudige modellen voor de thermodynamische cycli stellen dan ook in staat om een aantal belangrijke ontwerpcriteria, zoals de **compressieverhouding**, te verduidelijken – zijnde parameters die bepalend zijn voor de maximale (theoretische) efficiëntie van de cyclus.

4.2.2.1 De geïdealiseerde Ottocyclus

4.2.2.1.1 Systeembeschrijving

In de geïdealiseerde cyclus wordt verondersteld dat de warmte **wordt toegevoegd bij constant volume**. Deze veronderstelling houdt steek want, de vrijstelling van warmte door de ontploffing van het brandstof/luchtmengsel gebeurt vrij snel, en dit wanneer de zuiger zich in het **bovenste dode punt** bevindt. Tijdens het ontbrandingsproces kan de positie van de zuiger in deze korte tijdsperiode als constant beschouwd worden.



Figuur 64. Het p, V - en T, s -diagram van een ideale Ottocycclus.

Het p, V -diagram en het T, s -diagram van de ideale Ottocycclus wordt gegeven Figuur 64. Deze cycclus bestaat uit de volgende stappen: De **compressieslag**, 'ab', deze wordt isentropisch verondersteld. Vervolgens wordt warmte toegevoegd onder **constant volume**, 'bc' en treedt de **arbeidsslag** op. Opnieuw is de expansie bij deze arbeidsslag, 'cd', isentropisch (geeft een verticaal lijnstuk in het T, s -diagram). Tenslotte vormt 'da' de **afvoer** van de **warmte** en dit bij **constant volume** (wanneer de uitlaatklep zich opent wordt de warmte afgevoerd).

4.2.2.1.2 Efficiëntie

De thermische **efficiëntie** van een cycclus wordt gedefinieerd als de hoeveelheid **arbeid** die kan geleverd worden per **opgenomen hoeveelheid warmte** per cycclus, of

$$\varepsilon = \frac{\text{netto geleverde arbeid}}{\text{netto toegevoegde warmte}} = \frac{W_{net}}{Q_{in}} \quad (174)$$

Merk op dat er twee warmteoverdrachtsprocessen plaatsvinden bij constant volume, waarvoor de arbeid nul is. Dit zorgt ervoor dat vergelijking (174) de volgende vorm aanneemt:

$$\varepsilon = \frac{\text{warmte toegevoegd} - \text{warmte verwijderd}}{\text{warmte toegevoegd}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} \quad (175)$$

Beschouw dat er 'm' kg werkmedium is en veronderstel dat elke hoeveelheid in vergelijking (175) positief (in absolute waarde) is, dan bekomen we:

$$\begin{cases} \text{warmte toegevoegd} = Q_{in} = m \cdot c_v \cdot (T_c - T_b) \\ \text{warmte verwijderd} = Q_{out} = m \cdot c_v \cdot (T_d - T_a) \end{cases} \quad (176)$$

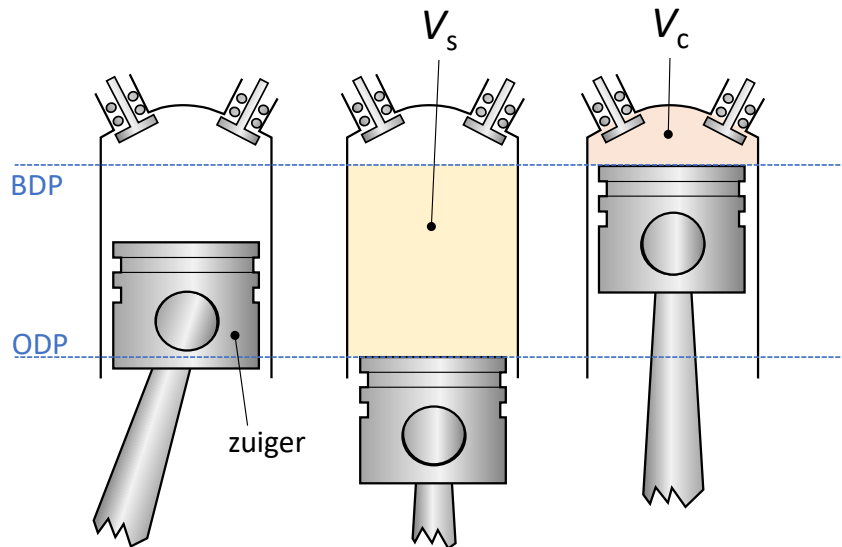
Door substitutie van deze set in vergelijking (175) kan, mits een afleiding (die hier niet in detail wordt gegeven) worden bekomen dat:

$$\varepsilon = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{T_a}{T_b} = 1 - \left(\frac{V_b}{V_a}\right)^{\gamma-1} \quad (177)$$

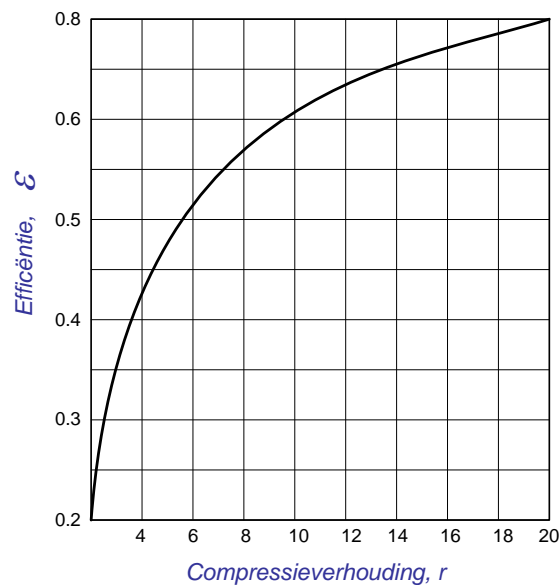
of

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{1}{r}\right)^{\gamma-1} \quad (178)$$

In vergelijking (178) is r de **compressieverhouding** en is gelijk aan $r = V_a/V_b$. Zoals aangeduid op Figuur 65 is deze compressieverhouding de som van het *compressievolumen* – dit is het volume tussen het cilinderdeksel en de zuiger in het bovenste dode punt (V_c) – en het *slagvolume* (V_s) gedeeld door V_c . Feitelijk is $V_a = V_d = V_b + V_s = V_c + V_s$. Indien men als werkstof lucht in beschouwing neemt, dan is $\gamma = 1,4$ en wordt de efficiëntie berekend in functie van de compressieverhouding, waarvan het resultaat wordt weergegeven in Figuur 66. Zoals kan worden afgeleid stijgt de efficiëntie vooral bij lage waarden van de **compressieverhouding** ($r \leq 8$). De meeropbrengst aan efficiëntie vermindert echter sterk bij hogere compressieverhoudingen. Bovendien treedt bij hoge compressieverhoudingen het risico op van **vroegtijdige zelfontsteking** (= **pingelen**) en van verhoogde NO_x -emissies op. Productiewagens hebben meestal een compressieverhouding begrepen tussen 8 en 10. Hogere compressieverhoudingen (tot 14) worden toegepast bij racewagens. Hier moeten echter maatregelen genomen worden, zoals een aangepaste samenstelling van de brandstof, om het **pingelen** te vermijden.



Figuur 65. Het slagvolume (V_s) en het compressievolume (V_c).



Figuur 66. De efficiëntie van een ideale Ottocyclus.

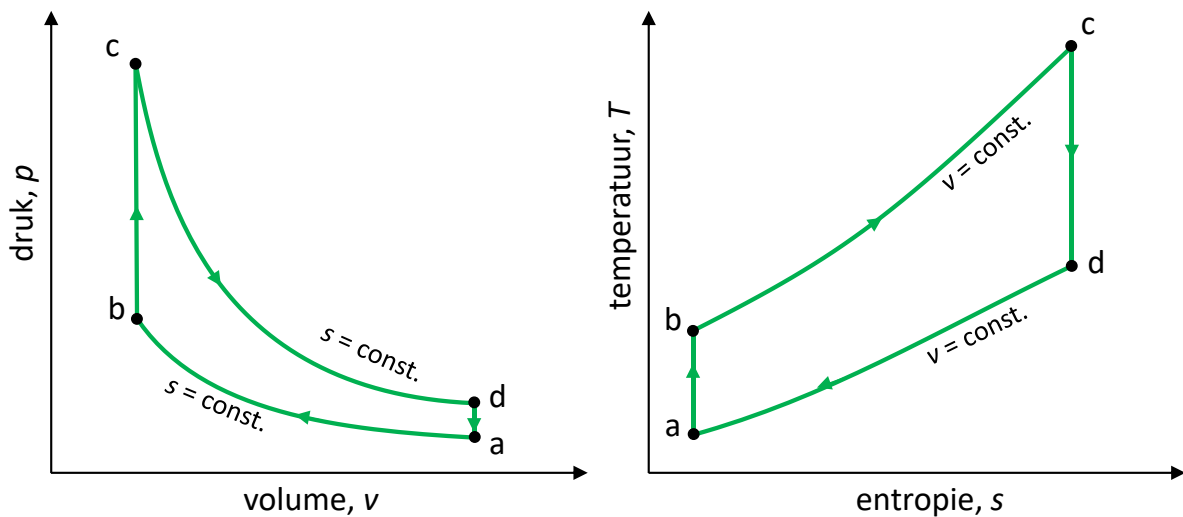
4.2.2.1.3 Gemiddelde effectieve druk

De **gemiddelde effectieve druk** (*Mean Effective Pressure* (MEP)) wordt algemeen gedefinieerd als de verhouding tussen netto verrichte arbeid en het verplaatste volume door de zuiger – het is een ‘gemiddelde’ druk (ongeacht dat in werkelijkheid de druk variabel is) die **evenveel arbeid kan genereren bij dezelfde zuigerverplaatsing in de Otto-cyclus**.

Voorbeeld: een standaard Ottocyclus werkende met lucht (Figuur 67), met een compressieverhouding van 10, bezit een druk van 0,1 MPa bij de start van de compressieslag

en heeft een overeenkomstige temperatuur van 15 °C. De warmteoverdracht naar de lucht (bij hoge temperatuur) bedraagt 1800 kJ/kg lucht. Bepaal:

- De druk en de temperatuur op het einde van de cyclus.
- De efficiëntie.
- De gemiddeld effectieve druk (MEP).



Figuur 67. Standaard Ottocyclus met lucht als ideaal gas

Oplossing:

- Druk en temperatuur op het einde van de cyclus

- Voor de isentropische compressie van 1 naar 2:

$$\begin{cases} T_2 = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} T_1 \\ p_2 = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma} p_1 \end{cases} \quad \text{en} \quad s_2 = s_1 \quad \text{met} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

$$\text{Voor } T_1 = 288 \text{ K geldt: } \begin{cases} C_p = 1,0045 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \\ C_v = 0,7175 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \end{cases} \rightarrow \gamma = 1,4$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_1 = \frac{n \cdot R \cdot T_1}{p_1} \rightarrow v_1 = \frac{R \cdot T_1}{p_1} = \frac{8,314 \frac{J}{mol \cdot K} \cdot 288 K}{0,1 \cdot 10^6 Pa} = 0,024 \frac{m^3}{mol} \\ T_2 = T_1 \cdot r^{\gamma-1} = 288 K \cdot 10^{0,4} = 723 K \\ p_2 = p_1 \cdot r^\gamma = 0,1 \cdot 10^6 Pa \cdot 10^{1,4} = 2,512 MPa \\ v_2 = \frac{v_1}{r} = \frac{0,024 \frac{m^3}{mol}}{10} = 0,0024 \frac{m^3}{mol} \end{array} \right.$$

- De energievergelijking voor de toegevoegde warmte van 2 naar 3 – bemerk dat voor c_v , deze moet genomen worden voor lucht bij 723 K:

$$q_H = q_{2-3} = u_3 - u_2 = c_v \cdot (T_3 - T_2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_3 = \frac{q_H}{C_v} + T_2 = \frac{1800 \frac{kJ}{kg}}{0,7175 \frac{kJ}{kg \cdot K}} + 723 K = 3234 K \\ \frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} \rightarrow p_3 = \frac{T_3}{T_2} \cdot p_2 = \frac{3234 K}{723 K} \cdot 2,512 MPa = 11,2 MPa \end{array} \right.$$

- Voor de isentropische expansie van 3 naar 4:

$$\left\{ \begin{array}{l} s_4 = s_3 \\ \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{\gamma-1} \quad \text{en} \quad \frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^\gamma \\ T_4 = \frac{T_3}{r^{\gamma-1}} = \frac{3234 K}{10^{0,4}} = 1287,5 K \\ p_4 = \frac{p_3}{r^\gamma} = \frac{11,2 MPa}{10^{1,4}} = 0,45 MPa \end{array} \right.$$

(b) De efficiëntie bedraagt:

$$\varepsilon = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{10^{1,4-1}} = 0,602$$

(c) Om de gemiddeld effectieve druk te berekenen bekijken we eerst de warmteafgifte van 4 naar 1:

$$q_{4-1} = u_1 - u_4 = c_v \cdot (T_1 - T_4) = 0,7175 \frac{kJ}{kg \cdot K} \cdot (288 K - 1287,5 K) = -716,5 \frac{kJ}{kg}$$

$$w_{net} = 1800 \frac{kJ}{kg} - 716,5 \frac{kJ}{kg} = 1083,5 \frac{kJ}{kg} (= \varepsilon \cdot q_H)$$

$$MEP = \frac{w_{net}}{v_1 - v_2} = \frac{1083,5 \frac{kJ}{kg}}{0,828 \frac{m^3}{kg} - 0,0828 \frac{m^3}{kg}} = 1456 \text{ kPa}$$

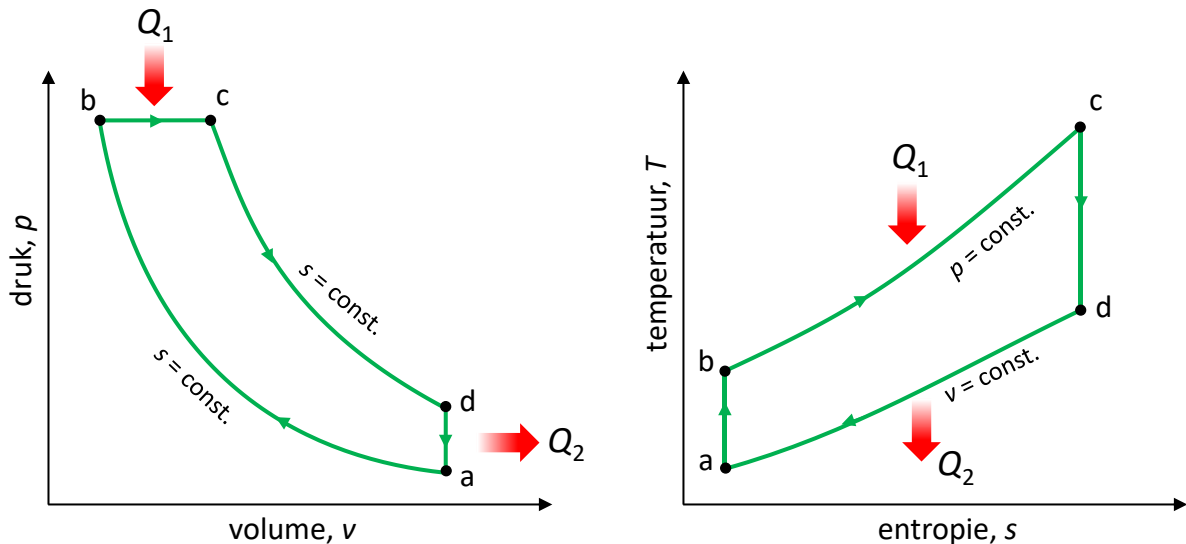
$$\text{met } \begin{cases} v_1 = \frac{0,024 \frac{m^3}{mol}}{28,97 \frac{g}{mol}} = 0,828 \frac{m^3}{kg} \\ v_2 = \frac{0,0024 \frac{m^3}{mol}}{28,97 \frac{g}{mol}} = 0,0828 \frac{m^3}{kg} \end{cases}$$

Bemerk dat in bovenstaande 28.97 g/mol de gemiddelde molaire massa is van lucht (79 vol.% N₂ en 21 vol.% O₂).

4.2.2.2 De geïdealiseerde Dieselcyclus

4.2.2.2.1 Systeembeschrijving

Bij de geïdealiseerde **Dieselcyclus** wordt verondersteld dat de warmte niet onder constant volume, **maar onder constante druk wordt toegevoegd**. Werkelijke dieselmotoren benaderen de toevoer van warmte onder constante druk, aangezien er brandstof wordt geïnjecteerd voor een beperkte tijdsduur die vervolgens opbrandt en warmte vrijstelt met een dusdanige (eerder trage) snelheid waardoor de druk in de cilinder gedurende de injectie- en ontbrandingstijd min of meer constant blijft. Dit in tegenstelling tot de vonkontstekingsmotoren, waar de ontploffing ogenblikkelijk geschiedt en het volume in de cilinder tijdens de ontploffingsduur als constant kan worden beschouwd.



Figuur 68. Het p,V - en T,s -diagram van een ideale Dieselcyclus.

De standaard Dieselcyclus met een ideaal gas als werkfluidum wordt geïllustreerd in de p,V - en T,s -diagrammen van Figuur 68. Dit kringproces start dus bij een **isentropie compressie** (' ab '), vervolgt met een **isobare opwarming** (constant druk, ' bc ') en een **isentropie expansie** (' cd ') om vervolgens te sluiten met een **isochore afkoeling** (constant volume, ' da '). Enkel het traject ' bc ' is dus **verschillend** met de Otto-cyclus.

4.2.2.2 Efficiëntie

Veronderstel m kg aan werkmedium. Aangezien dat de compressie en de expansie **reversibele adiabatische** processen zijn, kan de thermische **efficiëntie** geschreven worden als:

$$\varepsilon = \frac{W_{net}}{Q_{in}} = \frac{Q_{in} - Q_{out}}{Q_{in}} = 1 - \frac{Q_{out}}{Q_{in}} \quad (179)$$

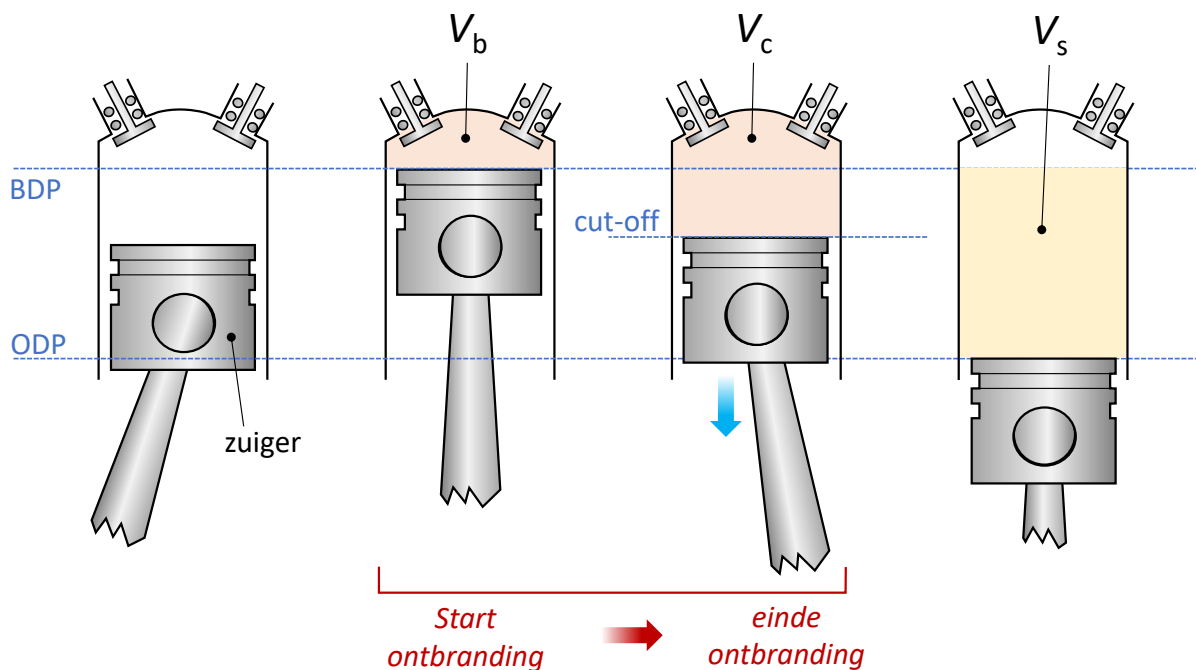
Er kan nu worden aangetoond (afleiding maakt geen deel uit van deze cursus) dat bovenstaande finaal resulteert in de volgende vergelijking om de thermische efficiëntie van een dieselmotor te berekenen:

$$\varepsilon = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{r_c^\gamma - 1}{\gamma \cdot (r_c - 1)} \right) \quad (180)$$

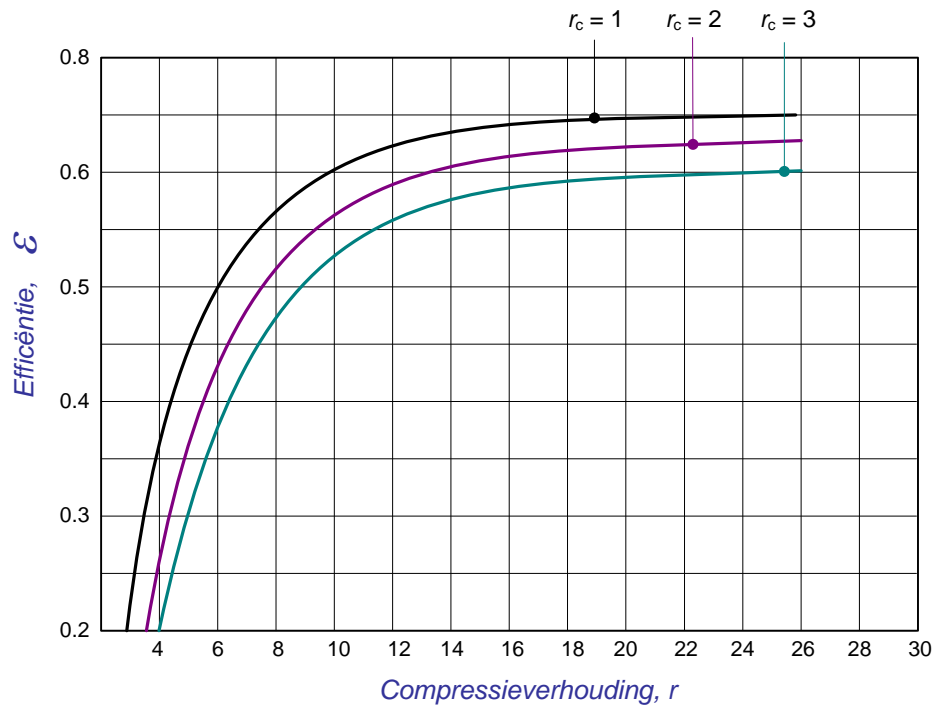
De efficiëntie van een Dieselmotor is dus niet alleen afhankelijk van de **compressieverhouding**, maar tevens van de factor r_c – dit is de zogenaamde **cut-off ratio** en deze is gelijk aan:

$$r_c = \frac{V_c}{V_b} \quad (181)$$

Hierbij stelt V_b het volume voor boven de zuiger op het punt ‘b’ van de cyclus, met andere woorden dit is het minimale volume, bereikt in het **bovenste dode punt**. V_c stelt het volume voor boven de zuiger, op het **einde van het ontbranden van de geïnjecteerde brandstof** (Figuur 69). Met andere woorden, tijdens de vergroting van het omsloten volume van V_b naar V_c , wordt brandstof geïnjecteerd en verbrand. Het effect van deze *cut-off ratio* en de compressieverhouding op de efficiëntie van de ideale Dieselsecyclus, met lucht als werkfluidum, is weergegeven in Figuur 70. Bemerkt tevens dat wanneer $r_c = 1$, de vergelijking (180) gelijk wordt aan (178), of met andere woorden, in dit geval is de efficiëntie van de **Dieselsecyclus gelijk aan die van de Ottocycclus**. De Ottocycclus kan dus gezien worden als een specifieke variant van de Dieselsecyclus waarbij de warmte isochoor vrijkomt en de *cut-off ratio* aldus gelijk is aan 1. In de praktijk is de *cut-off ratio* echter hoger dan één waardoor de **efficiëntie van een dieselmotor lager** ligt dan die gebaseerd op de Ottocycclus (bij dezelfde compressieverhouding!). Dieselmotoren worden in de praktijk echter bedreven aan veel hogere compressieverhoudingen, met name tussen 12 en 24 (tegenover 8 à 10 voor vonkontstekingsmotoren), waardoor de operationele efficiëntie van een dieselmotor **hoger** is dan die van een vonkontstekingsmotor.



Figuur 69. Het slagvolume (V_s), het compressievolume (V_b) en de cut-off in een compressieontstekingsmotor.



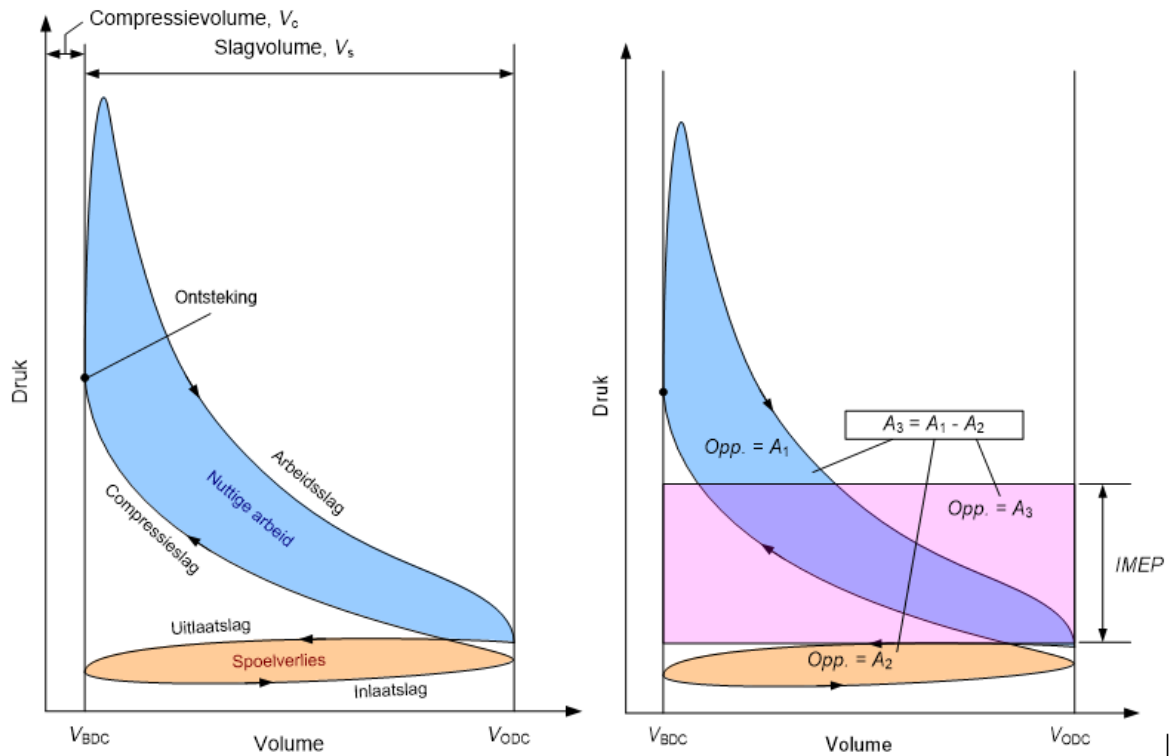
Figuur 70. De efficiëntie van een ideale Dieselcyclus.

4.2.2.3 De werkelijke cyclus

4.2.2.3.1 Systeembeschrijving

In werkelijkheid volgen de verbrandingsmotoren geen gesloten thermodynamische cyclus, zoals de standaard Carnotcyclus, ze doorlopen eerder een **open cyclus**, er wordt steeds verse lucht aangezogen en de verbrande gassen worden uitgestoten naar de omgeving. Het toevoegen van warmte verloopt in werkelijkheid **noch bij constante druk, noch bij constant volume**. Figuur 71 geeft het werkelijke verloop weer van de cyclus bij een viertakt (vonkonstekings)verbrandingsmotor in een p,V -diagram, een synoniem voor een dergelijk diagram is ook **indicatordiagram**. Zoals af te leiden valt, geschiedt de ontbranding van de brandstof noch bij constante druk, noch bij constante volume – in het voorbeeld op de figuur is duidelijk te zien dat er een zeer geringe volumetoename optreedt tijdens de ontbranding (het traject tussen het punt gelabeld ‘ontsteking’ en het punt van maximale druk die kort daarop wordt bereikt). Er zijn twee lussen te onderscheiden: de lus gevormd door compressieslag – ontsteking – arbeidsslag die overeenkomt met de eerste omwenteling en waarvan het ingesloten oppervlak in het diagram overeenkomt met de **geleverde nuttige arbeid**. Een tweede lus wordt gevormd door de uit- en inlaatslag, het ingesloten oppervlak stemt overeen met de **arbeid (verlies) die wordt geleverd aan de zuiger** om het cilindervolume te spoelen. De arbeid die moet geleverd worden aan de zuiger tijdens de in- en uitlaatslag is afhankelijk van de

hydrodynamische weerstand die de uitlaatgassen ondervinden bij het verlaten van de cilinder (kleppen, afvoerleiding, geluidsdempers...) en de weerstand die het brandstof/luchtmengsel ondervindt bij het aanzuigen in de cilinder (kleppen, carburator ...).



Figuur 71. De werkelijke cyclus van een verbrandingsmotor, indicator diagram.

4.2.2.3.2 Andere definities van efficiëntie (voor een werkelijke cyclus)

Men definieert de werkelijke gemiddelde arbeidsdruk als de druk die **eenzelfde geïndiceerde arbeid levert**, dit wil zeggen eenzelfde oppervlak, doch rechthoekig, omsloten in het p, V -diagram, ofwel:

$$IMEP = \frac{\oint p \cdot dV}{V_s} \quad (182)$$

De **werkelijk gemiddelde arbeidsdruk** wordt ook wel aangeduid met de termen '*indicated mean effective pressure*' of *IMEP*. De fysische betekenis van dit begrip is weergegeven op Figuur 71, het is de gemiddelde druk die bij eenzelfde volumeverandering in de cilinder eenzelfde hoeveelheid arbeid kan leveren. De geïndiceerde arbeid is de arbeid die de zuiger feitelijk levert, het hiervan afgeleid vermogen definieert men als het geïndiceerd vermogen. Echter, wanneer men de geleverde arbeid zou meten met een dynamometer aan de aandrijfas van de motor, dan stelt men vast dat deze arbeid lager ligt dan de geïndiceerde arbeid, dit ten

gevolge van wrijvingsverliezen en een aantal motoronderdelen (olie-, brandstof- en waterpompen) die reeds aangedreven worden door de krukas en zodoende energie onttrekken van de krukas. Daarom wordt ook de **remarbeid** (en **remvermogen**, P_b) gedefinieerd als die **arbeid die netto door de motor geleverd kan worden**. Aldus wordt ook de schijnbare gemiddelde arbeidsdruk gedefinieerd, die ook wordt aangeduid met de termen 'brake mean effective pressure' ofwel *BMEP*:

$$BMEP = \frac{\text{netto arbeid geleverd per cyclus}}{V_s} \quad (183)$$

De **mechanische efficiëntie** van een verbrandingsmotor wordt aldus omschreven als,

$$\varepsilon_m = \frac{BMEP}{IMEP} \quad (184)$$

Bemerk dat deze laatste niets te maken heeft met de efficiëntie van de thermodynamische cyclus van de verbrandingsmotor, maar alles te maken heeft met inwendige wrijving en parasitaire vermogenvereisten (olie-, brandstof- en waterpompen)! Thermische efficiëntie, daarentegen wel gerelateerd tot de efficiëntie van de thermodynamische cyclus en wordt gedefinieerd als:

$$\varepsilon_t = \frac{P_b}{\dot{m}_b \cdot Q_b} \quad (185)$$

In vergelijking (185) is de noemer gelijk aan de **warmte opgenomen** gedurende de thermodynamische cyclus, deze is gelijk aan het product van het brandstofverbruik \dot{m}_b (in kg brandstof verbruikt per seconde) met de verbrandingswaarde van de brandstof Q_b (in J kg⁻¹). Een andere parameter die vaak gebruikt wordt om de efficiëntie van een verbrandingsmotor te kwantificeren is de **verhouding van het brandstofverbruik op het remvermogen**, ofwel 'brake-specific fuel consumption' (*BSFC*):

$$BSFC = \frac{\dot{m}_b}{P_b} \quad (186)$$

De inverse waarde van de *BSFC* wordt ook wel gedefinieerd als het **specifiek vermogen**,

$$P_s = \frac{1}{BSFC} = \frac{P_b}{\dot{m}_b} \quad (187)$$

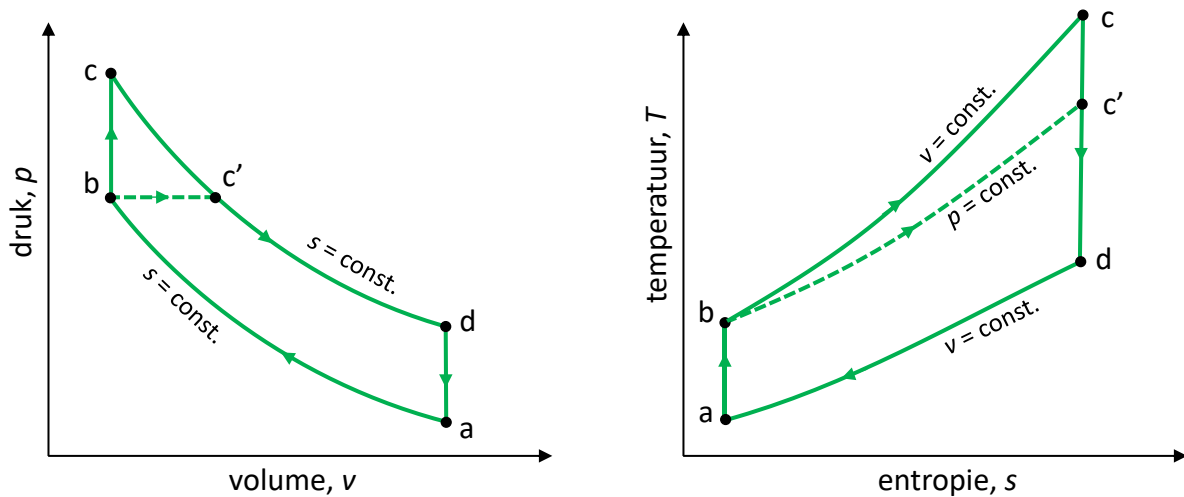
4.2.2.4 Vergelijking tussen de Otto- en Dieselyclus

Eerder werd het verschil in efficiëntie tussen Diesel- en Ottocyclus aangetoond met behulp van de bekomen formules voor efficiëntie en de rol van **compressieverhouding** en **cut-off ratio** daarin. We kunnen het verschil ook uitleggen aan de hand van de toestandsdiagrammen. Figuur

72a toont beide cyclussen met eenzelfde compressieverhouding (V_2/V_1). Beide leveren dezelfde hoeveelheid warmte (Q_2) naar de omgeving bij een constant volume. We weten dus dat:

$$\int \delta Q = \int T \cdot ds \quad (188)$$

Dit komt overeen met de oppervlakte onder de curve 'da' in het T,s -diagram van Figuur 72b en is dus voor beide cycli gelijk.



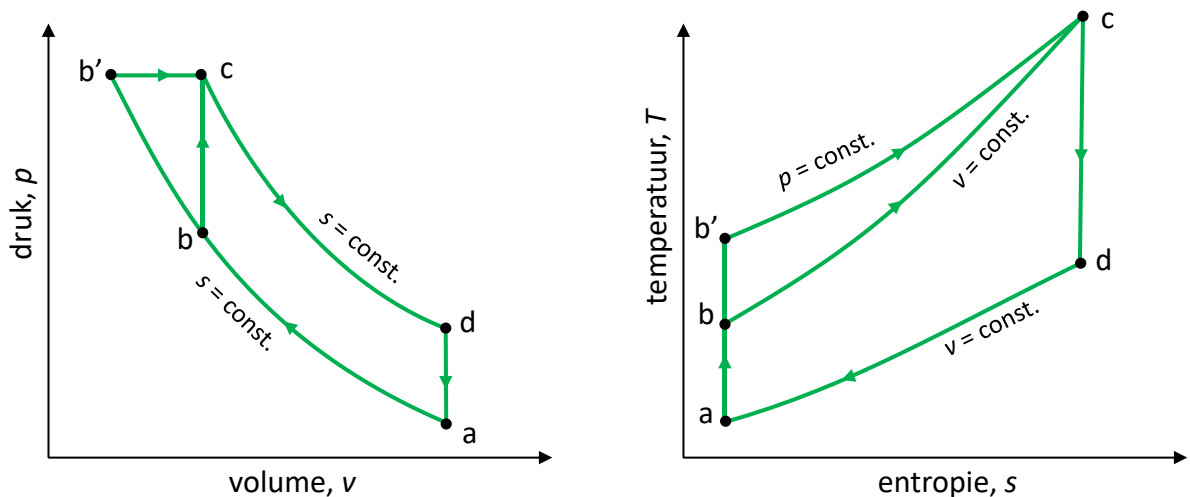
Figuur 72. (a) p, V -diagramma voor een Otto ($abcd$) en een Dieselperceclus ($abc'd$); (b) T, s -diagramma voor een Otto ($abcd$) en een Dieselperceclus ($abc'd$).

De efficiëntie van de cyclus wordt dus gegeven door:

$$\varepsilon = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (189)$$

Uit deze vergelijking kan geconcludeerd worden dat voor eenzelfde waarde van Q_2 , de efficiëntie zal toenemen voor hogere waarden van Q_1 . Met behulp van Figuur 72 zien we dat Q_1 voor de Ottocycclus hoger is (= oppervlak onder de isochoor 'bc', volle lijn) dan voor de Dieselperceclus (= oppervlak onder de isobare 'bc'', stippellijn) – herinner nog van hoofdstuk 3 dat in een T, s -diagram de **isochoren steiler verlopen dan de isobaren** ! Dus geldt dat:

$$\varepsilon_{Otto} > \varepsilon_{Diesel} \quad (190)$$



Figuur 73. (a) p, V -diagram voor een Otto ($abcd$) en een Dieselcyclus ($ab'cd$); (b) T, s -diagram voor een Otto ($abcd$) en een Dieselcyclus ($ab'cd$).

Stellen we nu echter dat voor beide cycli dezelfde maximale temperatuur en druk (punt c) moet worden bereikt zoals voorgesteld in Figuur 73. Uit het T, s -diagram kan worden waargenomen dat Q_1 , het gebied onder de curve ' $b'c$ ' voor de Dieselcyclus, groter is dan Q_1 , het gebied onder de curve ' bc ' voor de Otto-cyclus en dus,

$$\varepsilon_{\text{Diesel}} > \varepsilon_{\text{Otto}} \quad (191)$$

Bemerk dat in bovenstaande veronderstelling de compressieverhouding (r) van de Dieselcyclus **hoger is dan** die van de Ottocycclus door de veronderstelling dat dezelfde temperatuur T_c moet worden bereikt: Hierdoor komt het punt b meer naar links te liggen op het p, V -diagram. Een hogere compressieverhouding in een dieselmotor dan in een benzinemotor is ook wat in de praktijk wordt toegepast en verklaart waarom dieselmotoren een klein efficiëntievoordeel hebben ten opzichte van benzinemotoren.