

# საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

## საინჟინრო თერმოდინამიკა



სალექციო კურსი „Fundamentals of  
engineering Thermodynamics, H. J.  
Moran. H/N/Shapiro et all, John Wiley  
and Sons, Inc 2011“ მიხედვით

სტუ-ს ბიბლიოთეკა (621.103(02)/12)

ნიადაგისა და წყლის  
რესურსების ინჟინერიის  
სპეციალობის II კურსის  
სტუდენტებისათვის

## სარჩევი

<b>თავი 1. ძირითადი ცნებები და განსაზღვრებები .....</b>	<b>8</b>
1.1. თერმოდინამიკის გამოყენება .....	8
1.2. სისტემების განსაზღვრა.....	8
1.2.1. დახურული სისტემები .....	9
1.2.2. ღია სისტემები.....	9
1.3. სისტემების და მათი ქცევის აღწერა .....	9
1.3.1. თერმოდინამიკის მაკროსკოპული და მიკროსკოპული ხედვა .....	9
1.3.2. თვისება, მდგომარეობა, პროცესი .....	10
1.3.3. ექსტენსიური და ინტენსიური თვისებები .....	11
1.3.4. წონასწორობა.....	11
1.4. მასის, სიგრძის, დროის და ძალის გაზომვა .....	12
1.4.1. <i>SI</i> ერთეულები.....	13
1.4.2. ინგლისური საინჟინრო ერთეულები .....	13
1.5. ხვედრითი მოცულობა .....	14
1.6. წნევა.....	16
1.6.1. წნევის გაზომვა .....	17
1.6.2. ტივტივადობა.....	17
1.6.3. წნევის ერთეულები.....	17
1.7. ტემპერატურა.....	18
1.7.1. თერმომეტრები .....	19
1.7.2. კელვინის და რანკინის ტემპერატურული სკალები.....	21
1.7.3. ცელსიუსის და ფარენჰეიტის სკალები .....	21
<b>თავი 2. ენერგია და თერმოდინამიკის პირველი კანონი.....</b>	<b>23</b>
2.1. ენერგიის მექანიკური ცნებების მიმოხილვა .....	23
2.2. მუშაობა .....	23
2.2.1. ნიშნების წესი და აღნიშვნები .....	24
2.2.2. სიმძლავრე .....	25

2.2.3. გაფართოების ან შეკუმშვის მუშაობის მოდელირება.....	26
2.2.4. გაფართოების ან შეკუმშვის მუშაობა რეალურ პროცესებში.....	27
2.2.5. გაფართოება ან შეკუმშვა კვაზიწონასწორულ პროცესებში .....	28
2.2.6. მუშაობის მაგალითები.....	31
2.3. ენერჯის ცნება.....	33
2.4. ენერჯის გადაცემა სითბოს საშუალებით.....	35
2.4.1. ნიშნების წესი, ნოტაცია და სითბოს გადაცემის დროით წარმოებული .....	35
2.4.2. სითბოს გადაცემის გზები.....	37
2.5. ენერჯის გამოთვლა: ენერჯის ბალანსი დახურული სისტემებისათვის.....	41
2.5.1. ენერჯის ბალანსის მნიშვნელოვანი ასპექტები .....	42
2.6. ენერჯის ანალიზი ციკლებისათვის .....	43
2.6.1. ციკლის ენერჯის ბალანსი.....	44
2.6.2. ენერგეტიკული ციკლები.....	45
2.6.3. გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლები .....	46
<b>თავი 3. თვისებების გამოთვლა .....</b>	<b>48</b>
3.1. ფაზა და სუფთა ნივთიერება.....	48
3.1.1. მდგომარეობის დადგენა.....	49
3.2. P-v-T დამოკიდებულება.....	51
3.3. ხვედრითი შიდა ენერჯის და ენთალპიის გამოთვლა .....	54
3.3.1. ენთალპია.....	54
3.4. ხვედრითი სითბოები $C_v$ და $C_p$ .....	54
3.5. აირების უნივერსალური მუდმივა, $R$ .....	55
3.5.1. კუმშვადობის კოეფიციენტი, $Z$ .....	56
3.6. იდეალური აირის მოდელი.....	56
3.6.1. იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება .....	56
3.6.2. იდეალური აირის მოდელი.....	57
3.7. იდეალური აირების შიდა ენერჯია, ენთალპია და ხვედრითი სითბოები .....	58
3.7.1. $\Delta u$ , $\Delta h$ , $C_v$ და $C_p$ დამოკიდებულებები.....	58
3.7.2. ხვედრითი სითბოს ფუნქციების გამოყენება .....	59
3.8. ენერჯის ბალანსის გამოყენება მუდმივი ხვედრითი სითბოების საშუალებით.....	61

3.9. პოლიტროპული პროცესის დამოკიდებულებები .....	61
<b>თავი 4. ღია სისტემის ანალიზი ენერჯის გამოყენებით.....</b>	<b>63</b>
4.1. მასის შენახვა ღია სისტემისათვის .....	63
4.1.1. მასის ხარჯის ბალანსის გამოყვანა.....	63
4.1.2. მასის ნაკადის ხარჯის გამოთვლა.....	64
4.2. ენერჯის შენახვა ღია სისტემისათვის .....	65
4.2.1. ენერჯის ბალანსი ღია სისტემისათვის .....	65
4.2.2. მუშაობის გამოთვლა ღია სისტემისათვის .....	66
4.2.3. ერთგანზომილებიანი ნაკადი ღია სისტემის ენერჯის ბალანსისათვის .....	67
4.2.4. ღია სისტემის ენერჯის ბალანსის ინტეგრალური ფორმა.....	68
<b>თავი 5. თერმოდინამიკის მეორე კანონი.....</b>	<b>69</b>
5.1. მეორე კანონის შემოტანა.....	69
5.1.1. მეორე კანონის მოტივაცია.....	69
5.1.2. მუშაობა .....	72
5.1.3. მეორე კანონის ასპექტები .....	73
5.2. მეორე კანონის ფორმულირებები .....	73
5.3. მეორე კანონის ასპექტები ენერგოციკლებისათვის ორ საცავთან ურთიერთქმედებისას .....	76
5.3.1. სითბური მქკ-ს ზღვრები .....	76
5.3.2. მეორე კანონის შედეგები ენერგოციკლებისათვის .....	77
5.4. მაქსიმალური მქკ გაზომვა ორ საცავს შორის შესრულებული ციკლებისთვის. ....	78
5.4.1. ენერგოციკლები.....	78
5.5. კარნოს ციკლი.....	80
5.5.1. კარნოს ენერგოციკლი.....	80
5.5.2. კარნოს ციკლის რეზიუმე .....	82
5.6. კლაუზიუსის უტოლობა.....	82
<b>თავი 6. შეუქცევადი და შექცევადი პროცესები.....</b>	<b>84</b>
6.1. შეუქცევადი პროცესები .....	84
6.2. შეუქცევადობა.....	86
6.3. შექცევადი პროცესები .....	87

6.3.1. შიდა შექცევადი პროცესები .....	88
6.4. კელვინ-პლანკის ფორმულირების ინტერპრეტირება.....	89
<b>თავი 7. კელვინის და საერთაშორისო ტემპერატურული სკალები .....</b>	<b>90</b>
7.1. კელვინის სკალა.....	90
7.2. აირის თერმომეტრი .....	92
7.3. საერთაშორისო ტემპერატურული სკალა.....	93
<b>თავი 8. ენტროპიის გამოყენება.....</b>	<b>94</b>
8.1. ენტროპია - „სისტემის თვისებაა .....	94
8.1.1. ენტროპიის ცვლილების განსაზღვრა.....	94
8.1.2. ენტროპიის გამოთვლა .....	96
8.2. ენტროპიის მონაცემების მოძიება .....	97
8.2.1. ენტროპიის გრაფიკული მონაცემების გამოყენება.....	97
8.3. T-dS განტოლებების შემოტანა .....	99
8.4. უკუმშვადი ნივთიერების ენტროპიის ცვლილება .....	100
8.5. იდეალური აირის ენტროპიის ცვლილება .....	101
8.5.1. ხვედრითი სითბოების მუდმივობა .....	101
8.6. დახურული სისტემების შიდა შექცევადი პროცესების ენტროპიის ცვლილება.....	101
8.6.1. სითბოს გადაცემის ფართობით წარმოდგენა.....	102
8.6.2. კარნოს ციკლის გამოყენება .....	103
8.7. ენტროპიის ბალანსი დახურული სისტემებისათვის .....	104
8.7.1. დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსის ინტერპრეტირება .....	105
8.7.2. ენტროპიის წარმოქმნის და გადაცემის გამოთვლა .....	106
8.7.3. დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსი .....	107
8.8. პროცესების მიმართულობა .....	108
8.8.1. ენტროპიის ზრდის პრინციპი.....	108
8.8.2. ენტროპიის სტატისტიკური ინტერპრეტირება .....	110
8.9. ღია სისტემების ენტროპიის ბალანსი.....	112
8.10. ღია სისტემის წარმოებულების ბალანსები სტაციონარულ მდგომარეობაში.....	114
8.11. იზოენტროპული პროცესები .....	115
8.11.1. ზოგადი განხილვა.....	115

8.11.2. იდეალური აირის მოდელის გამოყენება.....	116
8.12. სითბოს გადაცემა და მუშაობა შიდა შექცევადი, სტაციონარული ნაკადის პროცესებში .....	118
8.12.1. სითბოს გადაცემა .....	118
8.12.2. მუშაობა .....	119
8.12.3. მუშაობა პოლიტროპული პროცესების დროს .....	120
<b>თავი 9. ექსერგია .....</b>	<b>122</b>
9.1. ექსერგიის შემოტანა.....	122
9.2. ექსერგიის კონცეპტუალიზება.....	122
9.2.1. გარემო და მკვდარი მდგომარეობა .....	124
9.2.2. ექსერგიის განსაზღვრა .....	124
9.3. სისტემის ექსერგია .....	124
9.3.1. ექსერგიის ასპექტები .....	127
9.3.2. ხვედრითი ექსერგია .....	128
9.3.3. ექსერგიის ცვლილება .....	129
9.4. დახურული სისტემის ექსერგიის ბალანსი .....	129
9.4.1. დახურული სისტემის ექსერგიის ბალანსის შემოტანა .....	130
9.4.2. დახურული სისტემის ექსერგიის ბალანსი .....	132
9.5. ექსერგიის ბალანსი ღია სისტემებისათვის სტაციონარულ მდგომარეობაში.....	133
9.5.1. ექსერგიის და ექსერგიის შედარება ღია სისტემებისათვის სტაციონარულ მდგომარეობაში .....	134
<b>თავი 10. თერმოდინამიკური დამოკიდებულებები .....</b>	<b>135</b>
10.1. მდგომარეობის განტოლების გამოყენება .....	135
10.1.1. შესავალი .....	135
10.1.2. მდგომარეობის განტოლებები ორი მუდმივით.....	136
10.1.3. მდგომარეობის განტოლებები მრავალი მუდმივით .....	137
10.3. თვისებების დამოკიდებულებების გამოყვანა .....	138
10.3.1. ძირითადი სრული წარმოებულები .....	138
10.3.2. ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქციები.....	138
10.4. ენტროპიის, შიდა ენერჯის და ენთალპიის ცვლილებების გამოთვლა.....	139

10.4.1. ფაზური ცვლილების განხილვა .....	139
10.4.2. ერთი ფაზის უბნის განხილვა.....	141
10.5. სხვა თერმოდინამიკური დამოკიდებულებები.....	142
10.5.1. მოცულობის გაფართოებადობა, იზოთერმული და იზოენტროპული კუმშვადობა .....	142
10.5.2. დამოკიდებულებები, რომლებიც შეიცავენ ხვედრით სითბოებს.....	143
10.5.3. ჯოულ-ტომსონის კოეფიციენტი.....	144
10.6. $p - v - T$ დამოკიდებულებები აირების ნარევებისათვის .....	144
<b>თავი 11. მრავალკომპონენტური სისტემების ანალიზი.....</b>	<b>145</b>
11.1. პარციალური მოლური თვისებების განსაზღვრა.....	145
11.2. ქიმიური პოტენციალი .....	148
11.3. ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქციები მრავალკომპონენტური სისტემებისათვის .....	149
11.4. ფუგატიურობა .....	151
11.5. იდეალური ხსნარი.....	151
11.6. იდეალური ხსნარების ქიმიური პოტენციალი.....	153
<b>თავი 12. იდეალური აირების ნარევი .....</b>	<b>155</b>
12.1. ნარევის შემადგენლობის აღწერა .....	155
12.2. $p$ , $V$ და $T$ -ს დაკავშირება იდეალური აირების ნარევებისათვის .....	156
12.3. $U$ , $H$ , $S$ -ს და ხვედრითი სითბოების გამოთვლა.....	158
12.3.1. $U$ -ს და $H$ -ს გამოთვლა .....	158
12.3.2. $C_v$ -ს და $C_p$ -ს გამოთვლა .....	159
12.3.3. $S$ -ს გამოთვლა.....	159
12.4. ნარევის შემცველი სისტემების ანალიზი .....	160
12.4.1. შერევის პროცესები მუდმივი შემადგენლობის პირობებში.....	160
12.4.2. იდეალური აირების შერევა.....	161
<b>თავი 13. სარეაქციო ხსნარები .....</b>	<b>162</b>
13.1. ენერჯის შენახვა სარეაქციო სისტემებში.....	162
13.1.1 ენთალპიის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისათვის.....	162
13.1.2. ენერჯის ბალანსი სარეაქციო სისტემებში.....	163

13.1.3. წვის ენთალპია და წვის სითბოს მნიშვნელობები .....	166
<b>თავი 14. აბსოლუტური ენტროპია და თემოდინამიკის მე-3 კანონი.....</b>	<b>168</b>
14.1. ენტროპიის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისათვის .....	168
14.2. ენტროპიის ბალანსი სარეაქციო სისტემებისათვის' .....	169
14.3. ჯიბსის ფუნქციის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისთვის.....	171
14.4. ქიმიური ექსერგია.....	171
14.4.1. ქიმიური ექსერგიის კონცეპტუალიზება .....	172
14.4.2. ქიმიური ექსერგიის განტოლებები .....	173
14.5. სტანდარტული ქიმიური ექსერგია.....	174
<b>თავი 15. ქიმიური და ფაზური წონასწორობა.....</b>	<b>175</b>
15.1. წონასწორობის კრიტერიუმები.....	175
15.2. ქიმიური პოტენციალი და წონასწორობა.....	177
15.2.1. ქიმიური პოტენციალების გამოთვლა .....	178
15.3. ქიმიური წონასწორობა.....	179
15.3.1. რეაქციის წონასწორობის განტოლება.....	179
15.4. წონასწორული შემადგენლობების გამოთვლა .....	180
15.4.1. იდეალური აირების ნარევის წონასწორობის მუდმივა .....	180
15.4.2. ნარევების და ხსნარების წონასწორობის მუდმივა .....	181
15.5. წონასწორობის მუდმივას გამოყენების სხვა მაგალითები .....	182
15.5.1. ვანტ-ჰოფის განტოლება.....	182
15.5.2. იონიზაცია .....	183
15.6. წონასწორობა სუფთა ნაერთის ორ ფაზას შორის.....	183
15.7. მრავალკომპონენტური, მრავალფაზიანი სისტემების წონასწორობა .....	185
15.7.1. ქიმიური პოტენციალი და ფაზური წონასწორობა .....	185
15.7.2. ჯიბსის ფაზათა წესი .....	186



## თავი 1. ძირითადი ცნებები და განსაზღვრებები

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გაიაზროს რამდენიმე ძირითადი ცნება, როგორცაა დახურული სისტემა, ღია სისტემა, საზღვარი და გარემო, თვისება, მდგომარეობა, პროცესი, განსხვავება ექსტენსიურ და ინტენსიურ პროცესებს შორის, წონასწორობა.
- გამოიყენოს ერთეულების SI სისტემა და ინგლისური საინჟინრო სკალა ხვედრითი მოცულობის, წნევისა და ტემპერატურის ერთეულების ჩათვლით.
- გამოიყენოს კელვინის, რანკინის, ცელსიუსისა და ფარენჰეიტის ტემპერატურული სკალები.

### 1.1. თერმოდინამიკის გამოყენება

თერმოდინამიკა ფართოდ გამოიყენება მეცნიერებისა და ტექნიკის მრავალ დარგში, როგორცაა საავიაციო და სარაკეტო ძრავები, ენერჯის წყაროები, საავტომობილო ძრავები, კომპრესორები და ტუმბოები, გათბობის, ვენტილაციისა და ჰაერის კონდიციონირების სისტემები და სხვ.

### 1.2. სისტემების განსაზღვრა

თერმოდინამიკაში ტერმინი **სისტემა** გამოიყენება ანალიზის ობიექტის იდენტიფიცირებისათვის.

**სისტემა** არის ჩვენი შესწავლის ნებისმიერი ობიექტი. ეს შეიძლება იყოს თავისუფალი სხეული ან ისეთი რთული, როგორცაა მთელი ქიმიური ქარხანა. ნივთიერების შემადგენლობა სისტემის შიგნით შეიძლება იყოს ფიქსირებული ან იცვლებოდეს ქიმიური ან ბირთვული რეაქციების დროს. არ არის აუცილებელი, რომ სისტემის ფორმა ან მოცულობა იყოს მუდმივი, როცა აირი იკუმშება დეგუმით ან როცა ბალონი იტუმბება.

ყოველივე გარე ობიექტი სისტემის მიმართ განიხილება როგორც **გარემოს** ნაწილი. სისტემა გარემოსგან განცალკევებულია მისი **საზღვრით**, რომელიც შეიძლება იყოს უძრავი ან მოძრავი. შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ სისტემასა და მისი საზღ-

ვრის ურთიერთქმედება მნიშვნელოვან როლს ასრულებს საინჟინრო თერმოდინამიკაში.

განიხილავენ სისტემების ორ ძირითად სახეს. შესაბამისად, ესენია **დახურული სისტემები** და **ღია სისტემები**. დახურული სისტემა ეხება ნივთიერების ფიქსირებულ რაოდენობას, მაშინ როცა ღია სისტემა არის სივრცის უზღოვანი, რომელშიც მასა გაედინება. ტერმინი – საკონტროლო მასა – ხანდახან გამოიყენება დახურული სისტემის ნაცვლად. როდესაც იყენებენ ტერმინებს საკონტროლო მასა და ღია სისტემა, სისტემის საზღვარს ხშირად უწოდებენ საკონტროლო ზედაპირს.

### 1.2.1. დახურული სისტემები

**დახურული სისტემა** განისაზღვრება, როგორც შესასწავლი ნივთიერების გარკვეული რაოდენობა. ეს სისტემა ყოველთვის შეიცავს ერთი და იმავე ნივთიერებას. აქ ადგილი არა აქვს მასის გადატანას მისი საზღვრის გარეთ. დახურული სისტემის განსაკუთრებული სახეა **იზოლირებული სისტემა**, რომელიც არანაირად არ ურთიერთქმედებს გარემოსთან.

### 1.2.2. ღია სისტემები

ისეთი დანადგარების, როგორებიცაა ტურბინები და ტუმბოები, რომლებშიც მასა მოძრაობს, თერმოდინამიკური ანალიზი ტარდება დანადგარში ნივთიერების გარკვეული რაოდენობის მოძრაობის შესწავლით. ამ მიდგომით შეისწავლება უზღოვანი წინასწარ დადგენილი საზღვრით, რომელსაც **ღია სისტემა** ეწოდება. მასას შეუძლია გადაკვეთოს ამ უზღოვარი საზღვარი.

## 1.3. სისტემების და მათი ქცევის აღწერა

### 1.3.1. თერმოდინამიკის მაკროსკოპული და მიკროსკოპული ხედვა

სისტემების შესწავლა შესაძლებელია მაკროსკოპული ან მიკროსკოპული თვალსაზრისით. თერმოდინამიკაში მაკროსკოპული მიდგომა დაკავშირებულია დიდი ზომის სხეულის ან მთელი სისტემის ქცევასთან. ხანდახან ამას უწოდებენ **კლასიკურ**

თერმოდინამიკას. აქ პირდაპირ არ გამოიყენება ნივთიერების სტრუქტურის მოლეკულური, ატომური ან შიდა ატომური დონის არანაირი მოდელი. მართალია, სისტემის ქცევაზე მოლეკულური სტრუქტურა ახდენს გავლენას, კლასიკური თერმოდინამიკა სისტემის ქცევის მნიშვნელოვანი ასპექტების შეფასების საშუალებას იძლევა მთელ სისტემაზე დაკვირვების შედეგად.

მიკროსკოპული მიდგომა თერმოდინამიკაში ცნობილია, როგორც **სტატისტიკური თერმოდინამიკა** და პირდაპირ უკავშირდება ნივთიერების სტრუქტურას. სტატისტიკური თერმოდინამიკის მიზანია ნაწილაკების საშუალო ქცევის დახასიათება სტატისტიკური საშუალებებით და ამ ინფორმაციის დაკავშირება სისტემის მაკროსკოპულ ქცევასთან. სტატისტიკური თერმოდინამიკის მეთოდები არსებითია გამოყენებითი მიზნებისთვის, როგორცაა ლაზერები, პლასტმასები, მაღალი სიჩქარის აირის ნაკადები, ქიმიური კინეტიკა, ძალიან დაბალი ტემპერატურები (კრიოგენიკა) და ა. შ. მიკროსკოპული მიდგომა გამოიყენება **შიდა ენერჯის** და **ენტროპიის** ინტერპრეტირებისათვის, აგრეთვე **იდეალური აირის ხვედრითი სითბოებისათვის**.

### 1.3.2. თვისება, მდგომარეობა, პროცესი

სისტემის აღწერა და მისი ქცევის პროგნოზირება მოითხოვს მისი თვისებების ცოდნას და იმას, თუ როგორაა დაკავშირებული ერთმანეთთან ეს თვისებები. **თვისება** არის სისტემის მაკროსკოპული მახასიათებელი, კერძოდ, მასა, მოცულობა, ენერჯია, წნევა და ტემპერატურა, რომლებიც შეიძლება განისაზღვროს დროის მოცემულ მომენტში სისტემის წინაისტორიის ცოდნის გარეშე.

ცნება **მდგომარეობა** აღიწერება სისტემის თვისებით. რადგან, ჩვეულებრივ, სისტემის თვისებები ურთიერთკავშირშია, ხშირად მდგომარეობა განისაზღვრება თვისებების მნიშვნელობების ქვესიმრავლით. ყველა სხვა თვისება შეიძლება განისაზღვროს ამ რამდენიმე მათგანით.

როდესაც სისტემის რომელიმე თვისება იცვლება, იცვლება მდგომარეობაც და ამბობენ, რომ სისტემა მონაწილეობს პროცესში. **პროცესი** არის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლა. მაგრამ თუ სისტემა აჩვენებს თვისებების ერთი და იმავე მნიშვნელობებს დროის ორ სხვადასხვა მომენტში, ეს არის ერთი და იგივე მდგომარე-

ობა დროის ამ მომენტებში. ამბობენ, რომ სისტემა არის **სტაციონარულ მდგომარეობაში**, თუ არცერთი მისი თვისება არ იცვლება დროის განმავლობაში.

თერმოდინამიკა ასევე დაკავშირებულია ისეთ სიდიდეებთან, რომლებიც არ წარმოადგენენ თვისებებს, როგორცაა მასის ნაკადის სიჩქარე და ენერჯის გადაცემა სითბოთი და მუშაობით.

### **1.3.3. ექსტენსიური და ინტენსიური თვისებები**

თერმოდინამიკური თვისებები იყოფა ორ ძირითად კლასად: ექსტენსიურად და ინტენსიურად. თვისება **ექსტენსიურია**, თუ მისი მნიშვნელობა მთელი სისტემისათვის არის ამ მნიშვნელობების ჯამი სისტემის ცალკეული ნაწილებისათვის. მასა, მოცულობა, ენერჯია და ზოგიერთი სხვა თვისება ექსტენსიურია. ეს თვისებები დამოკიდებულია სისტემის ზომაზე. ისინი შეიძლება შეიცვალოს დროში და ბევრი თერმოდინამიკური ანალიზი მდგომარეობს ამ თვისებების ცვლილებების დადგენაში; მაგალითად, მასისა და ენერჯისათვის, როდესაც სისტემა ურთიერთქმედებს გარემოსთან.

**ინტენსიური თვისებები** არ არის ადიტიური. მათი მნიშვნელობები არ არის დამოკიდებული სისტემის ზომაზე და შეიძლება შეიცვალოს სისტემაში ადგილ-ადგილ დროის ნებისმიერ მომენტში. ამრიგად, ინტენსიური თვისებები მდებარეობის და დროის ფუნქციებია, მაშინ როცა ექსტენსიური თვისებები იცვლება მხოლოდ დროში. ხვედრითი მოცულობა, წნევა და ტემპერატურა მნიშვნელოვანი ინტენსიური თვისებებია.

### **1.3.4. წონასწორობა**

კლასიკური თერმოდინამიკა მთავარ აქცენტს აკეთებს წონასწორულ მდგომარეობებზე და ერთი წონასწორული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლებზე. ასე რომ, **წონასწორობის** ცნება ფუნდამენტურია. მექანიკაში წონასწორობა ნიშნავს მდგომარეობის ბალანსს, რომელიც მიიღწევა საწინააღმდეგო ძალების ტოლობით. თერმოდინამიკაში ეს ცნება უფრო შორს მომცველია, მოიცავს არა მარტო ძალთა ბალანსს, არამედ სხვა ზემოქმედებების ბალანსსაც. ზემოქმედების თითოეული სახე ეხება თერმოდინ-

ნამიკის გარკვეულ ასპექტს, ან, მთლიანობაში, წონასწორობას. შესაბამისად, წონასწორობის ცალკეული სახეები უნდა არსებობდნენ ინდივიდუალურად, რათა დააკმაყოფილონ სრული წონასწორობის პირობები, მათ შორისაა მექანიკური, სითბური, ფაზური და ქიმიური წონასწორობა.

ჩვენ ვამოწმებთ, არის თუ არა სისტემა თერმოდინამიკურ წონასწორობაში შემდეგი პროცედურით: ვახდენთ სისტემის იზოლირებას მისი გარემოდან და ვაკვირდებით თვისებების ცვლილებას. თუ ცვლილებებს ადგილი არა აქვს, ვასკვნით, რომ სისტემა ამ მომენტში **წონასწორულ** მდგომარეობაშია.

როდესაც სისტემა იზოლირებულია, ის არ ურთიერთქმედებს გარემოსთან; მაგრამ მისი მდგომარეობა შეიძლება შეიცვალოს თავისთავადი მოვლენების გამო, რომლებსაც ადგილი აქვთ სისტემის შიგნით. მაგალითად, ინტენსიურ თვისებებს, როგორცაა ტემპერატურა და წნევა, აქვთ სწრაფვა **ერთგვაროვანი** მნიშვნელობებისკენ. როცა ცვლილებები ჩერდება, სისტემა წონასწორობაშია. წონასწორობისას ტემპერატურა ერთნაირია მთელ სისტემაში. ასევეა წნევაც, რომელიც შეიძლება განვიხილოთ როგორც ერთგვაროვანი, სანამ გრავიტაცია უმნიშვნელოა. წინააღმდეგ შემთხვევაში წნევა შეიცვლება, როგორც, მაგალითად, სითხის ვერტიკალურ სვეტში.

არ არის რაიმე მოთხოვნა იმისა, რომ პროცესში მყოფი სისტემა იყოს წონასწორობაში მთელი პროცესის **განმავლობაში**. ზოგიერთი ან ყველა გარდამავალი მდგომარეობა შეიძლება იყოს არაწონასწორული. ბევრი ასეთი პროცესისათვის ჩვენ შეზღუდული ვართ მდგომარეობის ცოდნით პროცესის დაწყებამდე და პროცესის დასრულების შემდეგ.

#### **1.4. მასის, სიგრძის, დროის და ძალის გაზომვა**

ნებისმიერი საინჟინრო გამოთვლებისას აუცილებელია ფიზიკური სიდიდეების **ერთეულები**. ერთეული ეს არის სიდიდის ნებისმიერი გარკვეული რაოდენობა, რომელსაც ადარებენ გასაზომი პარამეტრის ნებისმიერ სხვა ოდენობას. მაგალითად, მეტრი, სანტიმეტრი, კილომეტრი, ფუტი, ინჩი (დიუმი) და მილი **სიგრძის ერთეულებია**, წამები, წუთები და საათები – **დროის ერთეულებია**.

რადგან ფიზიკური სიდიდეები დაკავშირებულია განსაზღვრებებთან და კანონებთან, მათი შედარებით მცირე რაოდენობა უზრუნველყოფს სხვა დანარჩენების გა-

ზომვას. მათ ეწოდებათ ძირითადი განზომილებები. დანარჩენები იზომება ძირითადი განზომილებების ტერმინებში და მათ ეწოდებათ წარმოებული. მაგალითად, თუ დრო და სიგრძე ძირითადია, სიჩქარე და ფართობი იქნება წარმოებული.

მექანიკაში გამოიყენება ძირითადი განზომილებების ჯგუფი – მასა, სიგრძე და დრო. დამატებითი ძირითადი განზომილებები მოითხოვება, როდესაც განიხილება დამატებითი ფიზიკური მოვლენა, მაგალითად, თერმოდინამიკაში შემოდის ტემპერატურა და ელექტრობაში – ელექტრული დენი.

მას შემდეგ, რაც დადგინდება ძირითადი განზომილებების სისტემა, განისაზღვრება საბაზო ერთეული თითოეული ძირითადი განზომილებისათვის. ყველა სხვა სიდიდისათვის ერთეული მიიღება საბაზო ერთეულების ტერმინებში.

#### 1.4.1. SI ერთეულები

SI სისტემის საბაზო ერთეულებია: მასის – კილოგრამი, სიგრძის – მეტრი, დროის – წამი, ტემპერატურის – კელვინი,  $K$ . ძალის ერთეულს SI სისტემაში ეწოდება ნიუტონი (ნ). ეს არის წარმოებული ერთეული, რომელიც განისაზღვრება მასის, სიგრძისა და დროის საბაზო ერთეულებით. ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად,  $F = ma$  (1.1) ნიუტონი (σ) – ეს არის ძალა, რომელიც საჭიროა 1 კილოგრამი მასის მქონე სხეულის აჩქარებისათვის 1 წამში, როცა სიჩქარე ტოლია 1მ/წმ:

$$1\sigma = (1კგ) \cdot \left(\frac{1მ}{წმ^2}\right) = 1 კგ \cdot მ/წმ^2 \quad (1.2)$$

#### 1.4.2. ინგლისური საინჟინრო ერთეულები

ინგლისური ძირითადი ერთეულები მასის, სიგრძის და დროისათვის შემდეგია: სიგრძის ძირითადი ერთეულია ფუტი:

$$1 ფუტი = 0,3048მ. \quad (1.3)$$

ინჩი (დიუმი) განისაზღვრება ფუტის ტერმინებით:

12 ინჩი = 1 ფუტს

1 ინჩი = 2,54 სმ.

მასის ძირითადი ერთეული ინგლისურ სისტემაში არის ფუნტი:

$$1 \text{ ფუნტი} = 0,454 \text{ კგ.} \quad (1.4)$$

დროის ძირითადი ერთეულია წამი.

ძალის ერთეულია ფუნტ-ძალა:

$$1 \text{ ფუნტ-ძალა} = (1 \text{ ფუნტი})(32,1740 \text{ ფუნტი/სმ}^2) = 32,1740 \text{ ფუნტი} \cdot \text{ნ.}/\text{სმ}^2 \quad (1.5)$$

### 1.5. ხვედრითი მოცულობა

საინჟინრო თერმოდინამიკაში ხვედრითი მოცულობა, წნევა და ტემპერატურა განსაკუთრებით მნიშვნელოვანი თვისებებია.

მაკროსკოპულ ასპექტში ნივთიერების აღწერა გამარტივებულია იმის გათვალისწინებით, რომ ის განაწილებულია უწყვეტად მთელს რეგიონში. ამ იდეალიზაციის სისწორე, რომელიც ცნობილია როგორც კონტინუუმის ჰიპოთეზა, გამომდინარეობს იმ ფაქტიდან, რომ განსაკუთრებით ფართო კლასის მოვლენებისათვის ნივთიერების ქცევის საბოლოო აღწერა თანხვედრაშია მიღებულ მონაცემებთან.

როდესაც ნივთიერება განიხილება როგორც უწყვეტი, შეიძლება ვილაპარაკოთ მის ინტენსიურ თერმოდინამიკურ თვისებებზე "ამ მომენტში", ამრიგად, ნებისმიერ მომენტში სიმკვრივე  $\rho$  ასე განისაზღვრება:

$$\rho = \lim_{V \rightarrow V'} \left( \frac{m}{V} \right) \quad (1.6)$$

სადაც  $V'$  – უმცირესი მოცულობაა, რომლისთვისაც არსებობს ფარდობის სასრულო მნიშვნელობა. მოცულობა  $V'$  შეიცავს ნაწილაკების საკმარის რაოდენობას, რათა საშუალო სტატისტიკური იყოს მნიშვნელოვანი. ეს უმცირესი მოცულობაა, რომლისთვისაც ნივთიერება შეიძლება განვიხილოთ, როგორც უწყვეტი არე და ის, ჩვეულებრივ, საკმაოდ მცირეა იმისათვის, რომ განვიხილოთ როგორც "წერტილი" (1.6) ტოლობით

განსაზღვრული სიმკვრივე მათემატიკურად შეიძლება განვიხილოთ როგორც მდებარეობის და დროის უწყვეტი ფუნქცია.

სიმკვრივე, ანუ ლოკალური მასა მოცულობის ერთეულში, არის ინტენსიური თვისება, რომელიც შეიძლება იცვლებოდეს სისტემაში წერტილიდან წერტილამდე, ასე რომ, მასა, დაკავშირებული გარკვეულ მოცულობასთან ( $V$ ), განისაზღვრება ინტეგრირებით:

$$m = \int_V \rho dV \quad (1.7)$$

და არა როგორც სიმკვრივის და მოცულობის ნამრავლი.

**ხვედრითი მოცულობა** ( $v$ ) განისაზღვრება როგორც სიმკვრის შებრუნებული სიდიდე ( $v = 1/\rho$ ). ეს არის მოცულობა მასის ერთეულზე. ხვედრითი მოცულობაც ინტენსიური თვისებაა და შეიძლება იცვლებოდეს წერტილიდან წერტილამდე.  $SI$  სისტემაში სიმკვრივის და ხვედრითი მოცულობის ერთეულებია კგ/მ<sup>3</sup> და მ<sup>3</sup>/კგ, შესაბამისად, მაგრამ მათ ასევე გამოხატავენ, როგორც გ/სმ<sup>3</sup> და სმ<sup>3</sup>/გ. ინგლისური ერთეულები ამ სიდიდეებისათვის ასეთია: ფუნტი/ფუტი<sup>3</sup> და ფუტი<sup>3</sup>/ფუნტი, შესაბამისად.

ხშირად მოსახერხებელია ხვედრითი მოცულობის გამოხატვა მოლარობით და არა მასით. **მოლი** არის მოცემული ნივთიერების რაოდენობა, რომელიც რიცხობრივად ტოლია მისი მოლეკულური წონის. ჩვენ ნივთიერების რაოდენობას განვსაზღვრავთ **მოლარობით**: კილომოლის (კმოლი) ან ფუნტმოლის (ფმოლი) ერთეულებით. ნებისმიერ შემთხვევაში:

$$n = \frac{m}{M} \quad (1.8)$$

სადაც  $n$  – კილომოლების რაოდენობა ნივთიერებაში, მიიღება მასის  $m$  - (კილოგრამებში) გაყოფით მოლეკულურ წონაზე  $M$ -კგ/კმოლი. თუ  $m$  გრამებშია, (1.8) იძლევა  $n$ -ს გრამ-მოლში, ანუ, მოკლედ **მოლში**. გავიხსენოთ, რომ მოლეკულათა რიცხვს 1 გრამ-მოლში ეწოდება **ავოგადროს** რიცხვი –  $6,022 \cdot 10^{23}$ .



იმის აღსანიშნავად, რომ თვისება განისაზღვრება მოლარობით, სიმბოლოს თავზე იყენებენ პატარა ხაზს. ამრიგად, ( $\bar{v}$ ) აღნიშნავს, მოცულობას კილომოლში. (1.8) განტოლებასთან ერთად დამოკიდებულება ( $\bar{v}$ ) და  $V$ -ს შორის ასეთია:

$$\bar{v} = Mv \quad (1.9)$$

სადაც  $M$  მოლეკულური წონაა: კგ/მოლი.

## 1.6. წნევა

წნევის ცნება შემოდის კონტინუუმის თვალსაზრისით, განვიხილოთ მცირე ფართობი  $A$ , რომელიც კვეთს იმ ადგილს, სადაც სითხე უძრავია. ფართობის ერთ მხარეზე ნაკადი მას ანიჭებს შეკუმშვის ძალას, რომელიც ფართობის პერპენდიკულარულია,  $FF_{\text{ნორმ}}$  ტოლი, მაგრამ საწინააღმდეგო ძალა მოქმედებს ფართობის მეორე მხარეზე. უძრავი ნაკადის დროს, სხვა ძალები ამ ფართობზე არ მოქმედებენ, წნევა  $P$  გარკვეულ წერტილში განისაზღვრება როგორც ზღვარი:

$$\rho = \lim_{A \rightarrow A'} \left( \frac{F_{\text{ნორმ}}}{A} \right) \quad (1.10)$$

სადაც  $A'$  არის ფართობი “წერტილში” იგივე შემზღუდველი აზრით, რომელიც გამოყენებულია სიმკვრივის განსაზღვრისას.

თუ ფართობი  $A'$  იძლევა ახალ ორიენტაციებს მისი ბრუნვით მოცემული წერტილის გარშემო და წნევა დადგენილია თითოეული ახალი ორიენტაციისათვის, წნევა ამ წერტილში იქნება ერთნაირი ყველა მიმართულებით მანამ, სანამ თხევადი ნაკადი უძრავია. ეს არის იმ ძალთა წონასწორობის შედეგი, რომლებიც მოქმედებენ წერტილის გარშემო არსებული მოცულობის ელემენტზე. მაგრამ წნევა შეიძლება იცვლებოდეს წერტილიდან წერტილამდე უძრავ სითხეში; ამის მაგალითია ატმოსფერული წნევის ცვლილება სიმაღლესთან ერთად და წნევის ცვლილება ოკეანეებში, ზღვებსა და ტბებში სიღრმესთან ერთად.

განვიხილოთ თხევადი ნაკადის მოძრაობა. ამ შემთხვევაში ფართზე მოქმედი ძალა შეიძლება დაიშალოს სამ ურთიერთპერპენდიკულარულ შემადგენლად: ერთი ნორმალურია (პერპენდიკულარულია) ფართობის მიმართ და ორი ფართობის სიბ-

რტყეშია. თუ ეს გამოხატულია ფართობის ძირითად ერთეულში, კომპონენტს, რომელიც ნორმალურია ფართობის მიმართ, ეწოდება **ნორმალური დამაბულობა** და ორ დანარჩენ კომპონენტს – **მხები დამაბულობები**. ამ დამაბულობების სიდიდეები, ძირითადად, იცვლება ფართობის ორიენტაციის მიხედვით. დამაბულობის მდგომარეობა მოძრავ სითხეში **ჰიდრომექანიკის** მთავარი პრობლემაა. ნორმალური დამაბულობის გადახრა წნევიდან, ნორმალური დამაბულობისა, რომელიც არსებობს უძრავ თხევად ნაკადში, ჩვეულებრივ, ძალიან მცირეა. ვვარაუდობთ, რომ ნორმალური დამაბულობა გარკვეულ წერტილში ტოლია წნევისა ამავე წერტილში. ასევე ტერმინი წნევა, თუ არ არის სპეციალურად აღნიშნული, ეხება **აბსოლუტურ წნევას** ვაკუუმში ნულოვან წნევასთან მიმართებაში.

### 1.6.1. წნევის გაზომვა

წნევას ზომავენ მანომეტრებით და ბარომეტრებით სითხის სვეტის სიგრძის ტერმინებში. ასეთი სითხეებია ვერცხლისწყალი, წყალი ან ზეთი. წნევა ხშირად გამოისახება მმ  $Hg$ , inCი  $Hg$ , mm  $H_2O$  ან inCი  $H_2O$ .

### 1.6.2. ტივტივადობა

როდესაც სხეული მთლიანად ან ნაწილობრივ ჩაშვებულია სითხეში, ჯამური წნევის ძალას, რომელიც მოქმედებს სხეულზე, ეწოდება **ამომგდები ძალა**. რადგან წნევა იზრდება სითხის ზედაპირიდან სიღრმეში, ქვემოდან მოქმედი ძალები მეტია, ვიდრე ზემოდან მოქმედი წნევის ძალები. ამდენად, ამომგდები ძალა მოქმედებს ვერტიკალურად ზევით და მისი სიდიდე გამოძევებული სითხის წონის ტოლია (**არქიმედეს პრინციპი**).

### 1.6.3. წნევის ერთეულები

*SI* სისტემაში წნევის ერთეულია **პასკალი**.

$$1 \text{ პასკალი} = 1 \text{ ნ/მ}^2$$

მაგრამ ხშირად გამოიყენება პასკალის ჯერადი ერთეულები: კპა, ბარი და მეგაპა:  
 $1 \text{ კპა} = 10^3 \text{ ნ/მ}^2$ ,  $1 \text{ ბარი} = 10^5 \text{ ნ/მ}^2$ ,  $1 \text{ მპა} = 10^6 \text{ ნ/მ}^2$ .

ერთეულთა ინგლისურ სისტემაში წნევის ძალის ერთეულებია: ფუნტი ძალა კვადრატულ ფუტზე: ფუნტი ძალა/ფუტი<sup>2</sup> და ფუნტი ძალა კვადრატულ ინჩზე: ფუნტი ძალა/ინჩი<sup>2</sup>.

თუმცა ატმოსფერული წნევა იცვლება ზედაპირიდან მდებარეობის მიხედვით, სტანდარტული მნიშვნელობის განსაზღვრა შესაძლებელია და გამოიყენება სხვა წნევების გამოსახატავად:

$$1 \text{ სტანდარტული ატმოსფერო (ატმ)} = 1,01325 \times 10^5 \text{ ნ/მ}^2 \quad (1.11)$$

თუმცა თერმოდინამიკურ დამოკიდებულებებში აუცილებელია აბსოლუტური წნევების გამოყენება, წნევის გამზომი ხელსაწყოები ხშირად აჩვენებენ **სხვაობას** სისტემის აბსოლუტურ წნევასა და ატმოსფერულ წნევას შორის. ამ სხვაობას **მანომეტრული წნევა** ანუ **ვაკუუმური წნევა** ეწოდება. ტერმინი მანომეტრული წნევა გამოიყენება თუ სისტემის წნევა მეტია ვიდრე ადგილობრივი ატმოსფერული წნევა,  $P_{ატმ}$ :

$$P(\text{მანომეტრის}) = P(\text{აბსოლუტური}) - P_{ატმ}(\text{ატმოსფერული}) \quad (1.12)$$

როდესაც ადგილობრივი ატმოსფერული წნევა მეტია სისტემის წნევაზე, გამოიყენება ტერმინი ვაკუუმური წნევა:

$$P(\text{ვაკუუმის}) = P_{ატმ}(\text{აბსოლუტური}) - P(\text{ატმოსფერული}) \quad (1.13)$$

### 1.7. ტემპერატურა

ტემპერატურის ცნება შემოდის გრძნობადი აღქმიდან. ეს ცნება გაიგივებულია "სიცივის" ან "სიცხის" ცნებებთან. შეიძლება შევეხოთ ობიექტს და განვასხვავოთ, რომ ერთი სხეული უფრო თბილია ვიდრე მეორე. მაგრამ ადამიანის გრძნობა უძლურია ზუსტად განსაზღვროს ეს თვისება.

ტემპერატურის განსაზღვრა ცნებების ტერმინოლოგიით, რომლებიც დამოუკიდებლად არის განსაზღვრული, ძნელია. მაგრამ შესაძლებელია ტემპერატურის გააზრების მიღწევა იმ ფაქტის გამოყენებით, რომ როდესაც ტემპერატურა იცვლება, ობიექტის სხვა თვისებებიც იცვლება.

ამის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ სპილენძის ორი ფილა და დავუშვათ, რომ ჩვენი შეგრძნებით ერთ-ერთი უფრო თბილია ვიდრე მეორე. თუ ფილები შევლენ ერთმანეთთან კონტაქტში და იზოლირებული არიან გარემოსგან, მათი ურთიერთქმედება შეიძლება აღიწეროს როგორც **სითბური ურთიერთქმედება**. ამ ურთიერთქმედებისას უფრო თბილი ფილის მოცულობა მცირდება დროის განმავლობაში, მაშინ როცა უფრო ცივი ფილისა – იზრდება. საბოლოო ჯამში მოცულობის შემდგომი ცვლილებები არ დაიკვირვება და ფილები იქნება ერთნაირად თბილი. ანალოგიურად, შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ უფრო თბილი ფილის ელექტრული წინაღობა მცირდება დროში და უფრო ცივი ფილისა – იზრდება. საბოლოო ჯამში ეს წინაღობები ხდება მუდმივი. როდესაც ყველა ეს ცვლილება მოხდება, ურთიერთქმედება დასრულდება. ამ დროს ორი ფილა **სითბურ წონასწორობაშია**.

ამის საფუძველზე ვასკვნით, რომ ორი ფილა ხასიათდება ფიზიკური თვისებით, რომელიც განსაზღვრავს იმას, არის თუ არა ეს ფილები სითბურ წონასწორობაში. ამ თვისებას ეწოდება **ტემპერატურა** და ჩვენ ვასკვნით, რომ როდესაც ორი ფილა **სითბურ წონასწორობაშია**, მათი ტემპერატურები ტოლია.

როდესაც ორი ობიექტი სითბურ წონასწორობაშია მესამე ობიექტთან, ისინი სითბურ წონასწორობაშია ერთმანეთთანაც. ეს დებულება, რომელსაც ზოგჯერ უწოდებენ **თერმოდინამიკის ნულოვან კანონს**, არაცხადად იგულისხმება ტემპერატურის ნებისმიერი გაზომვისას. ასე რომ, თუ გვინდა ვიცოდეთ, არის თუ არა ობიექტი ერთი და იგივე ტემპერატურის, არ არის აუცილებელი მათი კონტაქტი. საჭიროა მხოლოდ იმის დადგენა, არიან თუ არა ისინი სითბურ წონასწორობაში მესამე ობიექტთან. ჩვეულებრივ, მესამე ობიექტია **თერმომეტრი**.

### 1.7.1. თერმომეტრები

ნებისმიერი ობიექტი, რომელიც ხასიათდება სულ ცოტა ერთი თვისებით მაინც, რომელიც იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით, შეიძლება გამოყენებულ იქნას რო-

გორც თერმომეტრი. ასეთ თვისებას ეწოდება **თერმომეტრული თვისება**. ნებისმიერი ნივთიერება, რომელიც აჩვენებს თერმომეტრული თვისების ცვლილებას, ცნობილია როგორც **თერმომეტრული ნივთიერება**.

ტემპერატურის გასაზომი ჩვეულებრივი ხელსაწყო არის სითხე-მინაში თერმომეტრი. იგი შედგება მინის კაპილარული მილისგან, რომელიც შეერთებულია ავსებული სითხით ბურთულასთან, რომლის მეორე ბოლო დახურულია. სითხის ზევით სივრცე უკავია სითხის ორთქლს ან ინერტულ აირს. ტემპერატურის ზრდით სითხის მოცულობა ფართოვდება და აღწევს კაპილარს. სითხის სიგრძე კაპილარში დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. შესაბამისად, სითხე არის თერმომეტრული ნივთიერება და  $L$  არის თერმომეტრული თვისება. თუმცა ასეთი ხელსაწყო ფართოდ გამოიყენება ჩვეულებრივი ტემპერატურული გაზომვებისათვის, იგი უვარგისია, როცა მოითხოვება ძალიან დიდი სიზუსტე.

უფრო ზუსტი სენსორები ცნობილია როგორც **თერმოწყვილები**, რომლებიც დაფუძნებულია იმ პრინციპზე, რომ როდესაც ორი სხვადასხვა მეტალი ერთიანდება, წრედში აღიძვრება ელექტრომომძრავებელი ძალა (ემძ), რომელიც, ძირითადად, ტემპერატურის ფუნქციაა. ზოგიერთ თერმოწყვილში ერთი თერმოწყვილური მავთული არის განსაკუთრებული სისუფთავის პლატინა და მეორე არის პლატინის და როდიუმის შენადნობი. ასევე გამოიყენება სპილენძი და კონსტანტანი (სპილენძის და ნიკელის შენადნობი), რკინა და კონსტანტანი. სენსორები ელექტრული წინაღობით ტემპერატურის გამზომი ხელსაწყოების ასევე მნიშვნელოვანი კლასია. ეს სენსორები დაფუძნებულია იმ ფაქტზე, რომ სხვადასხვა მასალის ელექტრული წინაღობა პროგნოზირებულად იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით. ამ მიზნით გამოყენებული მასალები, როგორც წესი, გამტარებია (მაგალითად, პლატინა, ნიკელი ან სპილენძი) ან ნახევარგამტარებია. ხელსაწყოები, რომლებშიც გამოყენებულია გამტარები, ცნობილია როგორც **ტემპერატურის რეზისტორული სენსორი**.

ტემპერატურის გამზომი მთელი როგორც ხელსაწყოები ცნობილია როგორც **რადიაციული თერმომეტრები** და **ოპტიკური პირომეტრები**. ისინი არ მოითხოვენ ობიექტთან კონტაქტს.

გარდა თერმომეტრებისა, ცნობილია, ე. წ. **თერმოსკოპები** (დიფერენციალური თერმომეტრები), რომლებითაც შეიძლება გაიზომოს ტემპერატურათა სხვაობა ორ მეზობელ და ახლო მდებარე წერტილებს შორის.

### 1.7.2. კელვინის და რანკინის ტემპერატურული სკალები

ემპირიული შეზღუდვებიდან გამომდინარე, აუცილებელია პროცედურა ტემპერატურის სიდიდის გასაზომად, რომელიც არ იქნება დამოკიდებული ნებისმიერი ნივთიერების ან ნივთიერებათა კლასის თვისებებზე. ასეთ სკალას ეწოდება **თერმოდინამიკური ტემპერატურის სკალა**. კელვინის სკალა არის აბსოლუტური თერმოდინამიკური ტემპერატურის სკალა, რომელიც უზრუნველყოფს ტემპერატურის უწყვეტ განსაზღვრას და ვარგისია ტემპერატურის მთელ დიაპაზონში. ამ სკალით ტემპერატურის ერთეულია კელვინი ( $K$ ). ეს არის  $SI$  სისტემის ძირითადი ერთეული.

კელვინის სკალის შესამუშავებლად აუცილებელია ენერჯიის შენახვის პრინციპის და თერმოდინამიკის მეორე კანონის გამოყენება, რასაც შემდეგ თავებში განვიხილავთ. აქ კი აღვნიშნავთ, რომ კელვინის სკალაზე არის ნული,  $0 K$ -ს სახით და უფრო დაბალი ტემპერატურები არ ისაზღვრება. **რანკინის სკალა**, რომლის ერთეულია რანკინის გრადუსი ( $^{\circ}R$ ), პროპორციულია კელვინის ტემპერატურისა:

$$T(^{\circ}R) = 1,87 (K) \quad (1.14)$$

ეს სკალაც აბსოლუტური თერმოდინამიკური სკალაა აბსოლუტური ნულით, რომელიც ემთხვევა კელვინის სკალის აბსოლუტურ ნულს. თერმოდინამიკურ დამოკიდებულებებში ტემპერატურა ყოველთვის გამოსახულია კელვინის ან რანკინის სკალებით, თუ არ არის რაიმე განსაკუთრებით აღნიშნული.

### 1.7.3. ცელსიუსის და ფარენჰეიტის სკალები

საერთაშორისო შეთანხმებით, ტემპერატურული სკალები განისაზღვრება რიცხვითი მნიშვნელობით, რომელიც მიეწერება ადვილად აღწარმოებად წყლის სამმაგ წერტილს: წონასწორობის მდგომარეობას ორთქლს, ყინულსა და თხევად წყალს შორის. ტემპერატურა ამ სტანდარტულ ფიქსირებულ წერტილში განისაზღვრება როგორც  $273,16$  კელვინი (მოკლედ  $273,16 K$ ). ეს იძლევა  $100 K$  ტემპერატურულ ინტერ-

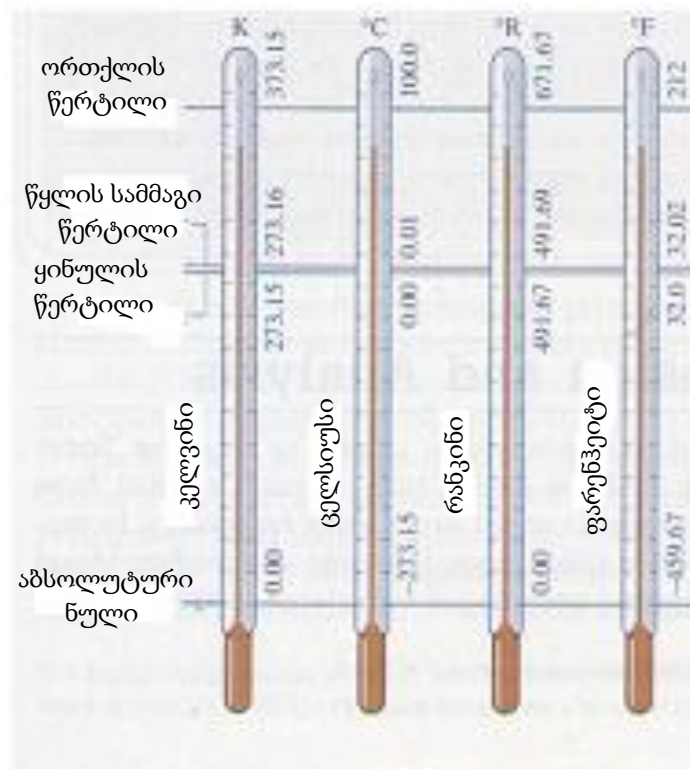
ვალს ყინულის წერტილიდან (273,15 K) ორთქლის წერტილამდე და ეს თანხმობაშია ცელსიუსის სკალასთან (100°C) (ნახ.1)

ცელსიუსის ტემპერატურულ სკალაში ერთეულად გამოყენებულია ცელსიუსის გრადუსი (°C), რომელსაც იგივე მნიშვნელობა აქვს რაც კელვინს. მაგრამ ცელსიუსის სკალის ნულოვანი წერტილი წანაცვლებულია 273,15 K-ით, რაც ცხადია შემდეგი დამოკიდებულებიდან:

$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15 \quad (1.15)$$

ფარენჰეიტის სკალაში გამოყენებულია იგივე გრადუსი, რაც რანკინის სკალაში, მაგრამ ნულოვანი წერტილი წანაცვლებულია შემდეგი დამოკიდებულების თანახმად:

$$T(^{\circ}\text{F}) = T(^{\circ}\text{R}) - 459,67 \quad (1.16)$$



ნახ.1. ტემპერატურული სკალები

## თავი 2. ენერგია და თერმოდინამიკის პირველი კანონი

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოამყდონ ძირითადი ცნებების გაგება, რომლებიც დაკავშირებულია ენერჯიასთან და თერმოდინამიკის პირველ კანონთან, როგორებიცაა შიდა, კინეტიკური და პოტენციური ენერგია, მუშაობა და სიმძლავრე, სითბოს გადაცემა და სითბოს გადაცემის ხერხები, სითბოს გადაცემის სიჩქარე, ენერგია, ციკლი, გაცივების ციკლი და სითბოს დატუმბვის ციკლი.
- გამოიყენოს დახურული სისტემის ენერგობალანსები, შექმნას შესაბამისი მოდელი და სწრაფად გამოიყენოს აღნიშვნები სითბოსა და მუშაობის გადაცემისათვის.
- ჩაატაროს თერმოდინამიკური ციკლების შემცველი სისტემების ენერგეტიკული ანალიზი, შეაფასოს ენერგოციკლის სითბური ეფექტურობა და გაცივების და სითბოს დატუმბვის ციკლების შესრულების კოეფიციენტები.

### 2.1. ენერჯიის მექანიკური ცნებების მიმოხილვა

გალილეის და სხვა მეცნიერების მიღწევების საფუძველზე ნიუტონმა ჩამოაყალიბა ზოგადი კანონი ობიექტის მოძრაობისათვის მიღებული ძალების გავლენით. ნიუტონის კანონებმა, რომლებიც კლასიკური მექანიკის საფუძველია, შემოიტანა ცნებები: მუშაობა, კინეტიკური ენერგია და პოტენციური ენერგია და ყოველივე ეს იძლევა ენერჯიის გაფართოებულ ცნებას.

### 2.2. მუშაობა

მუშაობა  $W$ , შესრულებული სისტემის მიერ ან მასზე, გამოითვლება მაკროსკოპულად დაკვირვებადი ძალებით და გადაადგილებებით

$$W = \int_{S_1}^{S_2} \vec{F} \cdot d\vec{s} \quad (2.1)$$

ეს დამოკიდებულება მნიშვნელოვანია თერმოდინამიკაში და გამოიყენება მუშაობის გამოთვლისათვის, რომელიც სრულდება აირის (ან სითხის) შეკუმშვისას ან გა-



ფართობისას, მყარი ღეროს გაჭიმვისას, ან თხევადი აპკის წაგრძელებისას. მაგრამ თერმოდინამიკა აგრეთვე განიხილავს მოვლენებს, რომლებიც არ წარმოადგენენ მექანიკის საგანს. ასე რომ, აუცილებელია მუშაობის უფრო ფართო ინტერპრეტირება.

გარკვეული ურთიერთქმედება განისაზღვრება როგორც მუშაობის ინტერპრეტირება, თუ ის აკმაყოფილებს შემდეგ კრიტერიუმს, რომელიც განიხილება როგორც **მუშაობის თერმოდინამიკური განსაზღვრა. მუშაობა სრულდება სისტემის მიერ მის გარემოზე, ან პირიქით, გარემოს მიერ სისტემაზე.**

მუშაობა არის ენერჯიის გადაცემის საშუალება. შესაბამისად, ტერმინი მუშაობა არ ეხება იმას, თუ რა გადაეცემა სისტემებს შორის ან იმას, თუ რა ინახება სისტემებში. ენერჯია გადაიცემა ან ინახება მუშაობის შესრულებისას.

### 2.2.1. ნიშნების წესი და აღნიშვნები

საინჟინრო თერმოდინამიკას ხშირად საქმე აქვს ისეთ ხელსაწყოებთან, როგორიცაა შიდა წვის ძრავები და ტურბინები, რომელთა დანიშნულებაცაა მუშაობის შესრულება. მექანიკაში მიღებული ძირითადი მიდგომის საწინააღმდეგოდ, ხშირად ხელსაყრელია განვიხილოთ ასეთი მუშაობა როგორც დადებითი. ე. ი.

$W > 0$ : მუშაობა შესრულდა სისტემის მიერ

$W < 0$ : მუშაობა შესრულდა სისტემაზე

**ნიშნების წესი** გამოიყენება ამ კურსში. მაგრამ რიგ შემთხვევებში მოსახერხებელია განვიხილოთ **სისტემაზე** შესრულებული მუშაობა როგორც დადებითი. ასეთ შემთხვევებში გაუგებრობის თავიდან აცილების მიზნით ენერჯიის გადაცემის მიმართულებას აჩვენებენ ისრით და მუშაობა ითვლება დადებითად ისრის მიმართულებით.

(2.1) განტოლებაში ინტეგრალის გამოსათვლელად აუცილებელია იმის ცოდნა, თუ როგორ იცვლება ძალა გადაადგილებასთან ერთად. ეს იძლევა მნიშვნელოვან მოსაზრებას მუშაობის შესახებ:  $W$ -ს სიდიდე დამოკიდებულია ურთიერთქმედების დეტალებზე, რომლებსაც ადგილი აქვს სისტემასა და გარემოს შორის პროცესის დროს და არა მხოლოდ სისტემის საწყის და საბოლოო მდგომარეობაზე. აქედან გამომდინარეობს, რომ **მუშაობა არ არის** სისტემის ან გარემოს **თვისება**. დამატებით, 2.1-ში ინტეგრალის ზღვრები ნიშნავს “1 მდგომარეობიდან 2-ში” და არ შეიძლება იყოს ინტერ-

პრეტირებული როგორც მუშაობის სიდიდე ამ მდგომარეობებში. მუშაობის ცნებას მდგომარეობაში არა აქვს აზრი, ასე რომ, ამ ინტეგრალის სიდიდე არასოდეს იქნება  $W_2 - W_1$ -ს მაჩვენებელი.

ამბობენ, რომ მუშაობის წარმოებული,  $\delta W$  არის არაზუსტი, რადგან, ძირითადად, შემდეგი ინტეგრალის გამოთვლა შეუძლებელია პროცესის დეტალების განსაზღვრის გარეშე.

$$\int_1^2 \delta W = W$$

მეორე მხრივ, ამბობენ, რომ თვისების წარმოებული ზუსტია, რადგან თვისების ცვლილება ორ განსხვავებულ მდგომარეობაში დამოკიდებულია პროცესის დეტალებზე. მაგალითად, მოცულობის ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის შეიძლება განისაზღვროს  $dV$  წარმოებულის ინტეგრირებით, პროცესის დეტალების გათვალისწინების გარეშე

$$\int_{V_1}^{V_2} dV = V_2 - V_1$$

სადაც  $V_1$ -მოცულობა 1 მდგომარეობაში და  $V_2$ -2 მდგომარეობაში. თითოეული თვისების წარმოებული ზუსტია.

ზუსტ და არაზუსტ წარმოებულებს შორის სხვაობის გამოსაკვეთად, მუშაობის წარმოებული იწერება როგორც  $\delta W$ . სიმბოლო  $\delta$  აგრეთვე გამოიყენება სხვა არაზუსტი წარმოებულების იდენტიფიცირებისათვის.

### 2.2.2. სიმძლავრე

ბევრი თერმოდინამიკური თვისება დაკავშირებულია ენერჯის გადაცემის დროით წარმოებულთან. მუშაობის მიერ ენერჯის გადაცემის წარმოებულს ეწოდება სიმძლავრე და აღინიშნება  $\dot{W}$ -თი. როდესაც მუშა ურთიერთქმედება შეიცავს მაკროსკოპულად დაკვირვებად ძალას, ენერჯის გადაცემის წარმოებული ტოლია ძალის და სიჩქარის ნამრავლისა ძალის მოდების წერტილში:

$$\dot{W} = \vec{F} \cdot \vec{V} \tag{2.2}$$

$\dot{W}$ -ს თავზე მოთავსებული წერტილი გამოიყენება წარმოებულის აღსანიშნავად. პრინციპში, შესაძლებელია (2.2) განტოლების ინტეგრირება  $t_1$ -დან  $t_2$ -მდე, რათა მივიღოთ დროის ამ ინტერვალში შესრულებული მუშაობა:

$$W = \int_{t_1}^{t_2} \dot{w} dt = S_{t_1}^{t_2} \vec{F} \cdot \vec{V} dt \quad (2.3)$$

იგივე ნიშნების წესი გამოიყენება  $\dot{W}$ -სთვის, რაც  $W$ -სთვის. რადგან სიმძლავრე არის შესრულებული მუშაობის წარმოებულის, ის გამოისახება ენერჯის და დროის ნებისმიერი ერთეულით. SI სისტემაში სიმძლავრის ერთეულია ჯ/წმ ანუ ვატი. ჩვეულებრივ, ამ კურსში ვიყენებთ კილოვატს, კვ. ინგლისური ერთეულებია ფუტი-ფუნტი/წმ, და ცხენის ძალა.

### 2.2.3. გაფართოების ან შეკუმშვის მუშაობის მოდელირება

არის მრავალი გზა, რომლითაც შეიძლება შესრულდეს მუშაობა. ამ თავში განხილულია ზოგიერთი მაგალითი, დაწყებული მნიშვნელოვანი შემთხვევიდან, როდესაც აირის (ან სითხის) მოცულობა იცვლება გაფართოებით ან შეკუმშვით.

განვიხილოთ დახურული სისტემის მიერ შესრულებული მუშაობა აირის გაფართოებისას. სისტემა შეიცავს აირს (ან სითხეს) დეგუმ-ცილინდრიან აგრეგატში. პროცესის განმავლობაში აირის წნევა დეგუმს ანიჭებს ნორმალურ ძალას. აღვნიშნოთ  $p$ -თი წნევა, რომელიც მოქმედებს აირის და დეგუმის გამყოფ ზედაპირზე. აირის მიერ დეგუმისთვის მინიჭებული ძალა არის ნამრავლი  $p \cdot A$ , სადაც  $A$  არის დეგუმის ზედაპირის ფართობი. სისტემის მიერ შესრულებული მუშაობა დეგუმის  $d$  მანძილზე გადაადგილებისას ტოლია:

$$\delta W = pAdx \quad (2.4)$$

ნამრავლი  $Adx$  სისტემის მოცულობის ცვლილებების  $dV$  ტოლია. ამრიგად, მუშაობა ასე ჩაიწერება:

$$\delta W = pdV \quad (2.5)$$

რადგან მოცულობის გაზრდისას  $dV$  დადებითია, მუშაობა საზღვარზე მოძრაობისას ასევე დადებითია აირის გაფართოებისას. შეკუმშვისას  $dV < 0$  და ასევეა მუშაობაც 2.4-ში. ეს ნიშნები თანხმობაშია ნიშნების წესთან.

მოცულობის  $V_1$ -დან  $V_2$ -მდე ცვლილებისათვის მუშაობა მიიღება 2.4-ის ინტეგრირებით.

$$W = S_{V_1}^{V_2} p dV \quad (2.6)$$

თუმცა (2.5) განტოლება ამოიხსნება აირისათვის (ან სითხის) დგუში-ცილინდრის აგრეგატში, ის გამოიყენება ნებისმიერი ფორმის სისტემისათვის, რომელშიც წნევა ერთგვაროვანია საზღვარზე მოძრაობისას.

#### 2.2.4. გაფართოების ან შეკუმშვის მუშაობა რეალურ პროცესებში

არ არის იმის მოთხოვნა, რომ სისტემა იყოს წონასწორობაში პროცესის მიმდინარეობისას. ზოგიერთი ან ყველა გარდამავალი მდგომარეობა შეიძლება იყოს არაწონასწორული. ბევრი ასეთი პროცესისათვის ჩვენ შეზღუდული ვართ იმით, რომ უნდა ვიცოდეთ მდგომარეობა პროცესის დაწყებამდე და მისი დამთავრების შემდეგ.

ჩვეულებრივ, არაწონასწორულ მდგომარეობაში ინტენსიური თვისებები იცვლება მდებარეობასთან ერთად დროის მოცემულ მომენტში. აგრეთვე, გარკვეულ პოზიციაში ინტენსიური პროცესები შეიძლება იცვლებოდეს დროთა განმავლობაში, ზოგჯერ ქაოტურადაც კი. რიგ შემთხვევებში დროითი ან სივრცითი ცვლილება, როგორცაა ტემპერატურა, წნევა და სიჩქარე შეიძლება გაიზომოს ან მიღებულ იქნას შესაბამისი განტოლებების ამოხსნით, რომლებიც, ძირითადად, დიფერენციალური განტოლებებია.

(2.6) განტოლების ინტეგრალის ამოხსნა მოითხოვს ურთიერთდამოკიდებულებას მოძრავ საზღვარზე აირის წნევასა და სისტემის მოცულობას შორის. მაგრამ არაწონასწორული ეფექტების გამო, გაფართოების ან შეკუმშვის რეალურ პროცესში, ამ დამოკიდებულების მიღება იქნება ძნელი ან საერთოდ შეუძლებელი. მაგალითად, ავტომობილის ძრავას ცილინდრში აალება და სხვა არაწონასწორული ეფექტი იწვევს არაერთგვაროვნებას ცილინდრის შიგნით. შესაბამისად, თუ ცილინდრის თავზე დამონტაჟებულია წნევის სენსორი, დაფიქსირებული გამომავალი სიგნალი აჩვენებს მხოლოდ მიახლოებას წნევისათვის დგუშის ზედაპირზე, რაც არის (2.6) განტოლების მოთხოვნა. უფრო მეტიც, მაშინაც კი, როდესაც გაზომილი წნევა არსებითად ტოლია წნევისა დგუშის ზედაპირზე, წნევა-მოცულობის მონაცემებში იქნება გაბნევა. ქვემოთ ვნახავთ, რომ ზოგიერთ შემთხვევებში მოთხოვნილი წნევა – მოცულობის დამოკიდებულებას იწვევს (2.5)

განტოლებიდან მუშაობის განსაზღვრის შესაძლებლობას და მუშაობა შეიძლება ალტერნატიულად განისაზღვროს ენერჯის ბალანსიდან.

### 2.2.5. გაფართოება ან შეკუმშვა კვაზიწონასწორულ პროცესებში

ზოგჯერ პროცესები მოდელირდება როგორც პროცესის იდეალიზებული სახე, რომელსაც კვაზიწონასწორული (ან კვაზისტატიკური) პროცესი ეწოდება. ეს ისეთი პროცესია, რომელშიც თერმოდინამიკური წონასწორობიდან გადახრა უსასრულოდ მცირეა. ყველა მდგომარეობა, რომელსაც სისტემა გადის კვაზიწონასწორული პროცესისას, შეიძლება განვიხილოთ როგორც წონასწორული მდგომარეობა. რადგან არაწონასწორულ ეფექტებს აუცილებლად აქვს ადგილი რეალური პროცესების დროს, საინჟინრო ინტერესის მქონე სისტემებს, უკეთეს შემთხვევაში, შეუძლიათ მიუახლოვდნენ კვაზიწონასწორულ პროცესს, მაგრამ მათი რეალიზება ვერასოდეს მოხდება. მაგრამ ასეთი პროცესები მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ საინჟინრო თერმოდინამიკაში.

განვიხილოთ, თუ როგორ ფართოვდება ან იკუმშება აირი (ან სითხე) კვაზიწონასწორული გზით (ნახ.2), რომელზეც ნაჩვენებია სისტემა, რომელიც თავიდან შეიცავს აირს წონასწორულ მდგომარეობაში.

ზრდადი მასის მოცილება აირის  
ან სითხის გაფართოებისას

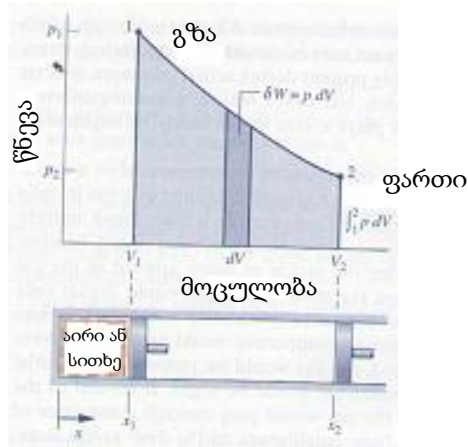


ნახ.2. კვაზიწონასწორული გაფართოება ან კუმშვა

ნახაზიდან ცხადია, რომ აირის წნევა ერთგვაროვანია ყველგან მთელი რიგი მცირე მასების გამო, რომლებიც იმყოფებიან თავისუფლად მოძრავ მდგომარეობაში. წარმოვიდინოთ, რომ ერთი-ერთი მასა მოცილდა, რაც დგუმს ზევით მოძრაობის საშუალებას აძლევს, როცა აირი ოდნავ ფართოვდება. ასეთი გაფართოებისას აირი მხოლოდ ოდნავ გადაიხრება წონასწორობიდან. საბოლოოდ სისტემა გადავა ახალ წონასწორულ მდგომარეობაში, სადაც წნევა და ყველა სხვა ინტენსიური თვისება ისევ იქნება სიდიდით ერთგვაროვანი. უფრო მეტიც, იქ, სადაც მასა ჩანაცვლებულია, აირი დარჩება თავის საწყის მდგომარეობაში, თუმცა წონასწორობიდან გადახრა ისევ იქნება უმნიშვნელო. თუ ერთმანეთის მიყოლებით მოცილდება რამდენიმე მასა, აირი გაივლის რიგ წონასწორულ მდგომარეობებს ისე, რომ არასოდეს არ იქნება შორს წონასწორობიდან. ზღვარში, როცა მასის ზრდა იქნება უმნიშვნელო, აირს შეეძლება კვაზიწონასწორული გაფართოების პროცესში მონაწილეობა. ანალოგიურად შეიძლება კვაზიწონასწორული შეკუმშვის განხილვა.

განტოლება 2.6-ის გამოყენება შეიძლება მუშაობის გამოსათვლელად კვაზიწონასწორული გაფართოების ან შეკუმშვის პროცესებისას. ასეთი იდეალიზებული პროცესებისათვის წნევა  $p$  არის წნევა აირის ან სითხის მთელი რაოდენობისათვის, რომელიც მონაწილეობს პროცესში და არა მხოლოდ წნევა მოძრავ საზღვარზე. წნევასა და მოცულობას შორის დამოკიდებულება შეიძლება იყოს გრაფიკული ან ანალიზური. პირველად განვიხილოთ გრაფიკული დამოკიდებულება.

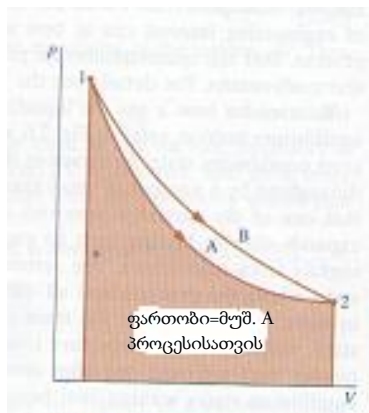
წნევა-მოცულობის დამოკიდებულება მოტანილია  $p - V$  დიაგრამაზე (ნახ.3).



ნახ.3. კვაზიწონასწორული გაფართოების ან კუმშვის მუშაობა

საწყის ეტაპზე, დეჰუმის ზედაპირი  $x_1$  პოზიციაშია და აირის წნევა არის  $P_1$ . კვაზიწონასწორული გაფართოების პროცესის ბოლოს დეჰუმის ზედაპირის პოზიციაა  $x_2$  და წნევა მცირდება  $p_2$  -მდე. დეჰუმის თითოეულ გარდამავალ პოზიციაში ერთგვაროვანი წნევა მთელ აირში ნაჩვენებია როგორც წერტილი. მრუდი, ანუ გზა, რომელიც აერთებს 1 და 2 მდგომარეობას, გამოსახავს წონასწორულ მდგომარეობებს, რომლებსაც გადის სისტემა პროცესის დროს. აირის მიერ დეჰუმზე შესრულებული მუშაობა გაფართოების დროს მოცემულია როგორც  $\int p dV$ , რომლის ინტერპრეტირება შეიძლება როგორც წნევა-მოცულობა მრუდის ქვეშ არსებული ფართობის. ამრიგად, დაშტრიხული ფართობი ტოლია პროცესის მუშაობისა. თუ აირი იკუმშება 2 მდგომარეობიდან 1-სკენ იმავე გზით, მუშაობის სიდიდე იქნება იგივე, ოღონდ უარყოფითი ნიშნით, რაც მიუთითებს, რომ შეკუმშვისას ენერგია გადაეცემა დეჰუმიდან აირს.

მუშაობის ზედაპირული ინტერპრეტირება კვაზიწონასწორული გაფართოების ან შეკუმშვის პროცესის დროს საშუალებას იძლევა იმ იდეის მარტივი გამოხატვისა, რომ მუშაობა დამოკიდებულია პროცესზე. ეს კარგად ჩანს ნახ. 4-ზე.



ნახ.4. მუშაობის დამოკიდებულება პროცესზე

დაუშვათ, რომ აირი დეჰუმ-ცილინდრის აგრეგატში გადადის საწყისი წონასწორული მდგომარეობიდან (1) საბოლოო წონასწორულ მდგომარეობაში (2) ორი სხვადასხვა გზით, A და B. რადგან ფართობი თითოეული გზის ქვემოთ წარმოადგენს მუშაობას პროცესისათვის, მუშაობა დამოკიდებულია პროცესის

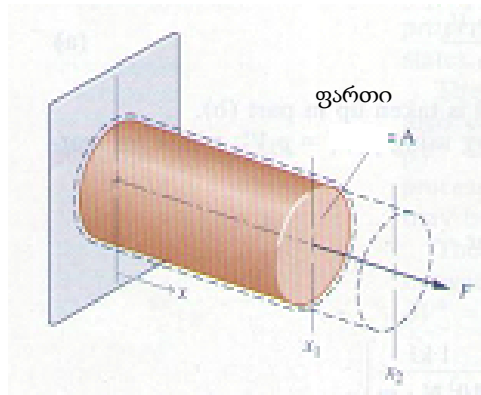
დეტალებზე, როგორც ეს განსაზღვრულია კონკრეტული მრუდით, და არა მარტო საბოლოო მდგომარეობაზე. ამრიგად, მუშაობა არ არის თვისება, მუშაობის სიდიდე დამოკიდებულია პროცესის ბუნებაზე საბოლოო მდგომარეობებს შორის.

დამოკიდებულება წნევისა და მოცულობას შორის ან წნევისა და ხვედრით მოცულობას შორის ასევე შეიძლება ანალიზური სახით ჩაიწეროს. კვაზიწონასწორული პროცესი ასე აღიწერება:  $PV^n = const$  ან  $pv^n = const$ , სადაც  $n$  არის მუდმივა. ასეთ პროცესს პოლიტროპული ეწოდება.

### 2.2.6. მუშაობის მაგალითები

#### მყარი ღეროს გაჭიმვა

განვიხილოთ მყარი ღეროს სისტემა, რომელიც განიცდის გაჭიმვას (ნახ. 5).



ნახ. 5. მყარი ღეროს გაჭიმვა

ღერო ფიქსირებულია  $x = 0$  -ზე და ძალა  $F$  მოდებულია მეორე ბოლოზე. წარმოვიდგინოთ ძალა, როგორც  $F = \sigma A$ , სადაც  $A$  არის ღეროს ფართის განივკვეთი და  $\sigma$  -ნორმალური დაძაბულობა, რომელიც მოქმედებს ღეროს ბოლოზე. ღეროს ბოლოს მოძრაობისას  $dx$  მანძილზე შესრულებული მუშაობა ასეთია:  $\sigma W = -\sigma A dx$ . მინუსი გამოჩნდა იმიტომ, რომ ღეროზე შესრულებული მუშაობა დადებითია. მუშაობა სიგრძეში  $x_1$ -დან  $x_2$  -მდე ცვლილებისას მოიცემა ინტეგრალით

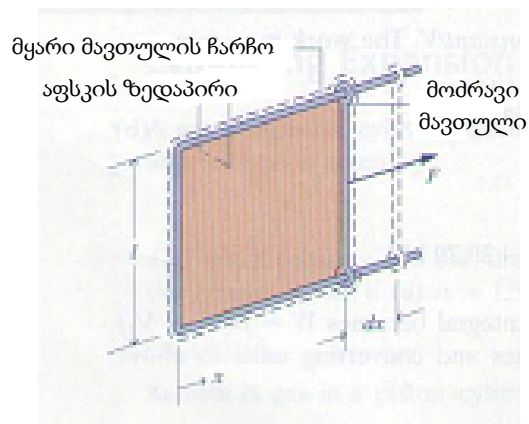
$$W = - \int_{x_1}^{x_2} \sigma A dx \quad (2.7)$$



განტოლება 2.7 მყარი სხეულისათვის არის ასლი 2.6 განტოლებისა აირისათვის, რომელიც ფართოვდება ან იკუმშება.

### თხევადი აფსკის გაჭიმვა

ნახ. 6 ნაჩვენებია სისტემა, რომელიც შეიცავს თხევად აფსკს, რომელიც ჩამოკიდებულია მავთულის ჩარჩოზე. აფსკის ორი ზედაპირი საყრდენია ორი თხელი ფენისა **ზედაპირული დაჭიმულობის** წყალობით, რაც განპირობებულია მიკროსკოპული ძალებით მოლეკულებს შორის სითხე-ჰაერის გამყოფი ზედაპირის მახლობლად. ეს ძალები წარმოქმნიან მაკროსკოპულ ზომვად ძალას, რომელიც ზედაპირის ნებისმიერი ხაზის პერპენდიკულარულია. ძალას სიგრძის ერთეულზე ასეთი ხაზის გასწვრივ ეწოდება ზედაპირული დაჭიმულობა.



ნახ.6. თხევადი აფსკის გაჭიმვა

აღვნიშნოთ ზედაპირული დაჭიმულობა, რომელიც მოქმედებს მოძრავ მავთულზე,  $\tau$ -თი. ნახაზზე ნაჩვენებია  $F$  ძალა შეიძლება ასე ჩაიწეროს:  $F = 2l\tau$ , სადაც 2 შემოვიდა იმის გამო, რომ მავთულზე მოქმედებს აფსკის ორი ზედაპირი. თუ მოძრავი მავთული წაინაცვლებს  $dx$ -ით, მუშაობა  $\delta W = -2l\tau dx$ . მინუს ნიშანი გაჩნდა იმიტომ, რომ მუშაობა სრულდება სისტემაზე, როდესაც  $dx > 0$ . წანაცვლებასთან შესაბამისად,  $dx$  არის ზედაპირების საერთო ფართობის ცვლილება, რომლებიც კონტაქტშია მავთულთან,  $dA = 2l dx$ . ასე რომ, მუშაობის გამოსახულება შეიძლება ჩაიწეროს ალტერნატიულად:  $\delta W = -\tau dA$ . მუშაობა ზედაპირის ფართობის

გასაზრდელად  $A_1$  -დან  $A_2$  -მდე განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულების ინტეგრირებით:

$$W = - \int_{A_1}^{A_2} \tau dA \quad (2.8)$$

არსებობს მუშაობის სხვა სახეებიც, კერძოდ, ძრავას მბრუნავი ღერძით აღძული მუშაობა, ელექტრული და მაგნიტური მუშაობა და სხვა.

აღსანიშნავია კვაზიწონასწორულ პროცესებში მუშაობის გამოსახულებებს შორის ანალოგია. ყველა ამ შემთხვევაში მუშაობის გამოსახულება ჩაიწერება ინტენსიური თვისების ფორმით და როგორც ექსტენსიური თვისების წარმოებული. ეს ცხადი ხდება შემდეგი გამოსახულებიდან რომელიც პროცესში მუშაობის ამ თუ იმ გზის ჩართვის საშუალებას იძლევა:

$$\delta w = pdV - \sigma d(Ax) - \tau dA - \vec{E} \cdot d(V\vec{P}) - \mu_0 \vec{H} \cdot d(V\vec{M}) + \dots \quad (2.9)$$

სადაც ბოლო სამი წერტილი აღნიშნავს ინტენსიური თვისების სხვა ნამრავლს და წარმოებულს, დაკავშირებულს ექსტენსიურ თვისებებთან, რომელიც მუშაობის გამოთვლისათვის გამოიყენება. რადგან მუშაობა არის ძალისა და გადაადგილების ნამრავლი, ამ დამოკიდებულებებში ინტენსიური თვისება ზოგჯერ განიხილება როგორც "განზოგადოებული" ძალა და ექსტენსიური თვისება როგორც "განზოგადოებული" გადაადგილება, მაშინაც კი, როცა მუშაობის გამოსახულებებში არ არის გათვალისწინებული რეალური ძალები და გადაადგილებები.

### 2.3. ენერჯიის ცნება

ჩვენ განვიხილეთ სისტემის მთლიანი ენერჯია, რომელიც შედგება კინეტიკური ენერჯიიდან, გრავიტაციული პოტენციური ენერჯიიდან და ენერჯიის სხვა ფორმებიდან. ქვევით განვიხილავთ რამდენიმე მაგალითს.

როდესაც მუშაობა სრულდება ზამზარის შესაკუმშად, ენერჯია ინახება მთელ ზამზარაში. როდესაც ელემენტი იმუხტება, ენერჯია მის შიგნით იზრდება და როდესაც აირი (ან სითხე), რომელიც თავიდან წონასწორობის მდგომარეობაშია დახურულ, იზოლირებულ სისტემაში, ენერჯიულად ირევა და შესაძლებელია მისი გადასვლა საბოლოო წონასწორულ მდგომარეობაში, აირის ენერჯია იზრდება პროცესის განმავლობაში. ასევე შეიძლება განვიხილოთ სხვა გზები, რომლებითაც სისტემაზე შესრულებული მუშაობა ზრდის ენერჯიას, რომელიც ინახება ასეთ

სისტემებში, მაგალითად, მუშაობა დაკავშირებული დამაგნიტებასთან. არც ერთ ამ მაგალითში სისტემის ენერჯის ცვლილება ვერ დაუკავშირდება სისტემის მთლიანი კინეტიკური ან გრავიტაციული პოტენციური ენერჯების ცვლილებას, შესაბამისად, ენერჯის ცვლილება შეიძლება აღიწეროს შიდა ენერჯის საშუალებით.

საინჟინრო თერმოდინამიკაში სისტემის მთლიანი ენერჯის ცვლილება განიხილება სამი მაკროსკოპული მომენტის გათვალისწინებით. პირველი არის კინეტიკური ენერჯის ცვლილება, რომელიც დაკავშირებულია სისტემის, როგორც მთელის, მოძრაობასთან გარე კოორდინატთა სისტემასთან მიმართებაში. მეორე არის გრავიტაციული პოტენციური ენერჯის ცვლილება, დაკავშირებული სისტემის, როგორც მთელის, მდებარეობასთან დედამიწის გრავიტაციულ ველში. ენერჯის ყველა სხვა ცვლილება კონცენტრირებულია ერთად სისტემის შიდა ენერჯიაში. კინეტიკური და გრავიტაციული პოტენციური ენერჯების მსგავსად, შიდა ენერჯია სისტემის ექსტენსიური თვისებაა, ისევე როგორც მთლიანი ენერჯია.

შიდა ენერჯია აღინიშნება  $U$  სიმბოლოთი და მისი ცვლილება პროცესის დროს ტოლია  $U_2 - U_1$ . ხვედრითი შიდა ენერჯია აღინიშნება  $u$ -თი ან  $\bar{u}$ , შესაბამისად, იმისდა მიხედვით თუ როგორ არის ის გამოსახული, მასის ერთეულში თუ მოლის საშუალებით.

სისტემის მთლიანი ენერჯის ცვლილება ასე გამოისახება:

$$E_2 - E_1 = (U_2 - U_1) + (E_{23} - E_{13}) + (E_{23} - E_{13}) \quad (2.10 \text{ ა})$$

ან

$$\Delta E = \Delta U + \Delta E_j + \Delta E_p$$

შიდა ენერჯის, როგორც ენერჯის მაკროსკოპული ფორმის იდენტიფიცირება, მნიშვნელოვანი საფეხურია, რადგანაც ენერჯის ცნებას თერმოდინამიკაში ენიჭება მექანიკისგან განსხვავებული აზრი.

შიდა ენერჯის შემდგომი გაგებისათვის განვიხილოთ სისტემა, რომელიც შეიცავს აირს, რომელიც ავზშია მოთავსებული. შემოვიტანოთ შიდა ენერჯის მიკროსკოპული ინტერპრეტაცია იმის დაშვებით, რომ ენერჯია დაკავშირებულია ნივთიერების შემადგენელი ცალკეული მოლეკულებისა და ატომების მოძრაობასთან და კონფიგურაციასთან. აირის მოლეკულები ყველგან მოძრაობენ და ეჯახებიან სხვა მოლეკულებს ან კონტეინერის კედლებს. აირის შიდა ენერჯის ნაწილი არის

**წინსვლითი კინეტიკური ენერგია.** სხვა წვლილი შიდა ენერგიაში არის ენერგია, გამოწვეული მოლეკულების როტაციით (ბრუნვით) მათი მასების ცენტრის მიმართ და კინეტიკური ენერგია, დაკავშირებული მოლეკულების შიგნით **რხევით** მოძრაობასთან. და ბოლოს, ენერგია ინახება ატომებს შორის ქიმიურ ბმებში, რაც წარმოქმნის მოლეკულებს. ენერგიის შენახვა ატომურ დონეზე შეიცავს ენერგიას, დაკავშირებულს ელექტრონულ ორბიტალურ მდგომარეობებთან, ბირთვის სპინთან და ბირთვში კავშირის ენერგიასთან. მკვრივ აირებში, სითხეებში და მყარ სხეულებში მოლეკულათაშორისი ძალები მნიშვნელოვან ზემოქმედებას ახდენენ ენერგიაზე.

## **2.4. ენერგიის გადაცემა სითბოს საშუალებით**

აქამდე რაოდენობრივად ვიხილავდით მხოლოდ იმ ურთიერთქმედებებს სისტემასა და მის გარემოს შორის, რომლებიც კლასიფიცირებულია ამ კურსში. მაგრამ დახურული სისტემები ასევე ურთიერთქმედებენ გარემოსთან.

მაგალითად, როდესაც აირი მყარ კონტეინერშია და ურთიერთქმედებს ცხელ ფირფიტასთან, აირის ენერგია იზრდება მაშინაც კი, თუ არ სრულდება მუშაობა. ურთიერთქმედების ასეთ სახეს ეწოდება **ენერგიის გადაცემა სითბოს საშუალებით**.

ცნობილია, რომ ენერგიის გადაცემა სითბოს საშუალებით სისტემასა და მის გარემოს შორის ტემპერატურათა სხვაობის შედეგია და ამას ადგილი აქვს მხოლოდ ტემპერატურის შემცირების მიმართულად.

### **2.4.1. ნიშნების წესი, ნოტაცია და სითბოს გადაცემის დროით წარმოებული**

სიმბოლო  $Q$  აღნიშნავს ენერგიის რაოდენობას, გადაცემულს სისტემის საზღვრის გავლით, როდესაც სითბო ურთიერთქმედებს სისტემის გარემოსთან. მიღებულია, რომ სითბოს გადაცემა სისტემაზე **დადებითია**, ხოლო სითბოს გადაცემა **სისტემიდან**—უარყოფითი.

$Q > 0$ ; სითბოს გადაცემა სისტემაზე

$Q < 0$ ; სითბოს გადაცემა სისტემიდან.

ამ კურსში ვიყენებთ ნიშნების წესს. მაგრამ ზოგჯერ ხელსაყრელია ენერჯის გადაცემის მიმართულების ჩვენება ისრით. მაშინ სიტბოს გადაცემა განიხილება როგორც დადებითი ისრის მიმართულებით.

ნიშნების წესი სიტბოს გადაცემისათვის ზუსტად **შებრუნებულია** იმისა, რაც იყო მუშაობის დროს, სადაც  $W$ -ს დადებითი მნიშვნელობა აღნიშნავს ენერჯის გადაცემას **სისტემიდან** გარემოზე. ეს ნიშნები მუშაობისა და სიტბოსათვის არის მემკვიდრეობა მეცნიერებისა და ინჟინრებისაგან, რომლებსაც, ძირითადად, საქმე ჰქონდათ ორთქლის მანქანებთან და სხვა ხელსაწყოებთან, რომლებიც არ ასრულებდნენ მუშაობას სიტბოს გადაცემის საშუალებით. ასეთ შემთხვევებში ხელსაყრელი იყო განხილვა მუშაობისა და ენერჯის მიწოდებისა სიტბოს გადაცემით, როგორც დადებითი სიდიდეებისა.

სიტბოს გადაცემის სიდიდე დამოკიდებულია პროცესის დეტალებზე და არა მარტო საბოლოო მდგომარეობებზე. ასე რომ, მუშაობის ანალოგიურად, **სიტბო არ არის თვისება** და მისი წარმოებული ჩაიწერება როგორც  $\delta Q$ . სიტბოს საშუალებით ენერჯის გადაცემის სიდიდე მოიცემა ინტეგრალით:

$$Q = \int_1^2 \delta Q \quad (2.11)$$

სადაც ზღვრები ნიშნავს “1 მდგომარეობიდან 2” სკენ და არ ეხება სიტბოს მნიშვნელობას ამ მდგომარეობაში. ისევე როგორც მუშაობისათვის. ცნება “სიტბო-ს” ამ მდგომარეობაში არა აქვს აზრი და ინტეგრალი **არასოდეს** გამოითვლება როგორც  $Q_2 - Q_1$ .

**სიტბოს გადაცემის სრული დროით წარმოებული** აღინიშნება  $\dot{Q}$ . პრინციპში, სიტბოს საშუალებით ენერჯის გადაცემის სიდიდის პოვნა დროის ინტერვალში შეიძლება  $t_1$ -დან  $t_2$ -მდე ინტეგრირებით

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt \quad (2.12)$$

ინტეგრირებისათვის აუცილებელია ვიცოდეთ თუ როგორ იცვლება სიტბოს გადაცემის სიდიდის წარმოებული დროის განმავლობაში.

რიგ შემთხვევებში მოსახერხებელია **სიტბური ნაკადის ( $q$ )** ცნების გამოყენება, რომელიც წარმოადგენს სიტბოს გადაცემის წარმოებულს სისტემის ზედაპირის ფართობის ერთეულზე. სიტბოს გადაცემის სრული წარმოებული  $\dot{Q}$  დაკავშირებულია სიტბოს ნაკადთან  $\dot{q}$  ინტეგრალით

$$Q = \int_A \dot{q} dA \quad (2.13)$$

ერთეულები სითბოს გადაცემისათვის  $Q$  და სითბოს გადაცემის წარმოებულისათვის იგივეა, რაც ადრე შემოვიდა  $W$  და  $\dot{W}$ -სთვის.

სითბოს ნაკადისათვის ერთეულები იგივეა რაც სითბოს გადაცემის წარმოებული ფართობის ერთეულზე: კილოვატი/მ<sup>2</sup>.

სიტყვა **ადიაბატური** ნიშნავს სითბოს გადაცემის გარეშე. ამრიგად, თუ სისტემა მონაწილეობს პროცესში, რომლის დროსაც არ ხდება სითბოს გადაცემა გარემოზე, ასეთ პროცესს ეწოდება **ადიაბატური პროცესი**.

#### 2.4.2. სითბოს გადაცემის გზები

სითბოს საშუალებით ენერჯის გადაცემის გამოსათვლელად გამოიყენება ექსპერიმენტული მეთოდები, რომლებიც ანსხვავებენ გადაცემის ორ ძირითად მექანიზმს: **გამტარობას** და **სითბურ გამოსხივებას**. ამას გარდა, არსებობს ემპირიული დამოკიდებულებები, რომლებიც მოიცავენ **კომბინირებულ** ხერხს, რომელსაც **კონვექცია** ეწოდება.

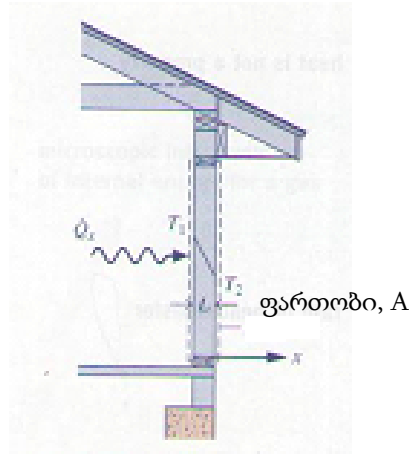
#### გამტარობა

ენერჯის გადაცემას გამტარობის საშუალებით ადგილი აქვს მყარ სხეულებში, სითხეებსა და აირებში. გამტარობის გააზრება შეიძლება როგორც ენერჯის გადაცემა უფრო ენერგეტიკული ნაწილაკებიდან მეზობელ ნაწილაკებზე, რომლებიც ნაკლებად ენერგეტიკულია ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედების გამო. გამტარობის საშუალებით ენერჯის გადაცემის დროით წარმოებული გამოითვლება მაკროსკოპულად **ფურიეს კანონის** დახმარებით.

ნახ. 7 ნაჩვენებია  $L$  სისქის ბრტყელი კედელი სტაციონარულ მდგომარეობაში, სადაც ტემპერატურა  $T(x)$  წრფივად იცვლება მდებარეობასთან ( $x$ ) ერთად. **ფურიეს კანონის** თანახმად, სითბოს გადაცემის წარმოებული ნებისმიერი სიბრტყის გასწვრივ, რომელიც  $x$  მიმართულების პერპენდიკულარულია,  $\dot{Q}$ , კედლის ფართობის  $A$  და ტემპერატურის გრადიენტის  $dT/dx$  პროპორციულია

$$\dot{Q}_x = -kA \frac{dT}{dx} \quad (2.14)$$

სადაც პროპორციულობის მუდმივა  $K$  არის თვისება, რომელსაც ეწოდება სითბოგამტარობა. მინუს ნიშანი აჩვენებს ენერჯიის გადაცემას ტემპერატურის შემცირების მიმართულებით.



ნახ.7. ფურიეს გამტარობის კანონის ილუსტრაცია

ამ შემთხვევაში ტემპერატურა წრფივად იცვლება. ასე რომ, ტემპერატურის გრადიენტი ტოლია:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_2 - T_1}{L} (< 0)$$

და სითბოს გადაცემის წარმოებული  $x$  მიმართულებით იქნება:

$$\dot{Q}_x = -kA \left[ \frac{T_2 - T_1}{L} \right]$$

ნივთიერებები, რომლებიც ხასიათდება თბოგამტარობის მაღალი მნიშვნელობებით, როგორცაა სპილენძი, კარგი გამტარებია და მცირე გამტარობის მქონე ნაერთები (კორპი და პენოპოლისტიროლი) კარგი იზოლატორებია.

### გამოსხივება

სითბური გამოსხივება ნივთიერების ატომების ან მოლეკულების ელექტრონული კონფიგურაციების ცვლილების შედეგია. ენერჯია გადააქვს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს (ან ფოტონებს). გამტარობისგან განსხვავებით, სითბური გამოსხივება არ მოითხოვს შუალედურ არეს გავრცელებისათვის და მას

შეიძლება ადგილი ჰქონდეს ვაკუუმშიც კი. ყველა მყარი სხეული, აირი და სითხე ასხივებს, შთანთქავს და გადასცემს სითბოს სხვადასხვა სხვადასხვა ინტენსივობით. ენერჯის გამოსხივების წარმოებული,  $\dot{Q}_g$  ზედაპირის  $A$  ფართობიდან განისაზღვრება მაკროსკოპულად სტეფან-ბოლცმანის კანონის სახემეცვლილი ფორმის საშუალებით:

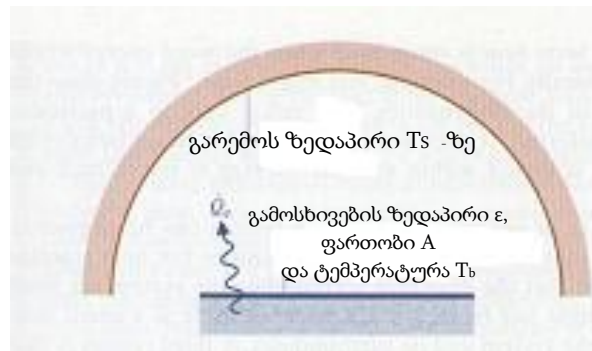
$$\dot{Q}_g = \varepsilon \sigma A T_b^4 \quad (2.15)$$

ეს გვიჩვენებს, რომ სითბური გამოსხივება დაკავშირებულია ზედაპირის აბსოლუტური ტემპერატურის,  $T_b$ , მეოთხე ხარისხთან. გამოსხივების უნარი,  $\varepsilon$ , არის ზედაპირის თვისება, რომელიც გვიჩვენებს თუ როგორ ეფექტურად ( $0 \leq \varepsilon \leq 1.0$ ) ასხივებს ზედაპირი და  $\sigma$  არის სტეფან-ბოლცმანის მუდმივა:

$$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ ვატ} / \text{მ}^2 \cdot \text{K}^4$$

ძირითადად, სითბური გამოსხივების მიერ ორ ზედაპირს შორის ენერჯის გადაცემის წარმოებული შეიცავს დამოკიდებულებებს ზედაპირების თვისებებს მათ ურთიერთორიენტაციებს შორის, ისევე როგორც ინტენსიურობას, რომლითაც შუალედური არე განაზღვრავს, უშვებს და შთანთქავს სითბურ გამოსხივებას და სხვა ფაქტორებსაც.

ნახ. 8 ნაჩვენებია კერძო შემთხვევა, რომელიც ხშირად გვხვდება, როდესაც ადგილი აქვს გამოსხივების გაცვლას  $T_b$  ტემპერატურის მქონე ზედაპირსა და  $T_g$  ტემპერატურის მქონე ბევრად უფრო დიდ ზედაპირს შორის.



ნახ.8.გამოსხივების გადაცემა

პროცესის სრული წარმოებული  $A$  ფართობის მქონე ზედაპირისათვის, რომლის გამოსხივების უნარია  $\varepsilon$  და უფრო დიდ გარემოს შორის ასეთია

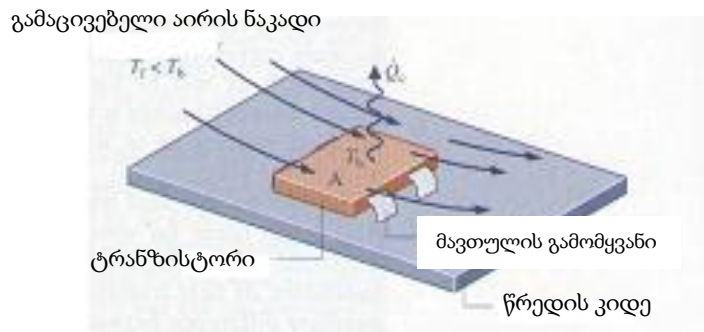
$$\dot{Q}_g = \varepsilon \sigma A [T_b^4 - T_g^4] \quad (2.16)$$



## კონვექცია

ენერგიის გადაცემა  $T_b$  ტემპერატურის მქონე მყარ სხეულსა და  $T_f$  განსხვავებული ტემპერატურის მქონე აირსა ან სითხეს შორის მნიშვნელოვან როლს ასრულებს პრაქტიკული დანიშნულების მრავალი ხელსაწყო მუშაობაში.

ამ პროცესს **კონვექციას** უწოდებენ. ამის მაგალითია ნახ. 9, სადაც  $T_b > T_f$ .



ნახ.9. ნიუტონის გაცივების კანონის ილუსტრაცია

ამ შემთხვევაში ენერგია, რომელიც გადაეცემა ისრით ნაჩვენები მიმართულებით, გამოწვეულია გამტარობის კომბინირებული ეფექტებით ჰაერის მთელ მოცულობაში და ჰაერის გადატანითი მოძრაობით. ზედაპირიდან ჰაერზე ენერგიის გადაცემის წარმოებული შეიძლება განისაზღვროს შემდეგი ემპირიული გამოსახულებით:

$$\dot{Q}_c = hA(T_b - T_f), \quad (2.17)$$

რომელიც ცნობილია, როგორც **ნიუტონის გაცივების კანონი**. ამ განტოლებაში  $A$  ზედაპირის ფართობია და პროპორციულობის კოეფიციენტს  $h$  ეწოდება **სითბოს გადაცემის კოეფიციენტი**.

ეს კოეფიციენტი არ არის თერმოდინამიკური თვისება. ის არის ემპირიული პარამეტრი, რომელსაც შეაქვს სითბოს გადაცემის დამოკიდებულებაში ზედაპირის მახლობლად ნაკადის რეჟიმის ბუნება, ნაკადის თვისებები და გეომეტრია. როდესაც ვენტilatორი ან ტუმბო იწვევს ნაკადის მოძრაობას, სითბოს გადაცემის კოეფიციენტის სიდიდე, ძირითადად, მეტია, ვიდრე ეს არის შედარებით ნელი ტივტივადობით გამოწვეული მოძრაობისას. ამ ორ ძირითად კატეგორიას უწოდებენ, შესაბამისად, **იძულებით და თავისუფალ (ბუნებრივ) კონვექციას**.

## 2.5. ენერჯის გამოთვლა: ენერჯის ბალანსი დახურული სისტემებისათვის

როგორც აღვნიშნეთ ენერჯის ცვლილების ერთადერთი გზა დახურულ სისტემებში არის ენერჯის გადაცემა მუშაობის ან სითბოს საშუალებით. მეტიც, ჯოჯის და სხვა მეცნიერების ექსპერიმენტების საფუძველზე, შემოვიდა ენერჯის ცნების ფუნდამენტური ასპექტი, ის, რომ ენერჯია ინახება. ამას თერმოდინამიკის პირველ კანონს უწოდებენ.

ცნობილია, რომ მთლიანი მუშაობის სიდიდე ერთი და იგივეა ყველა ადიაბატური პროცესისათვის ორ წონასწორულ მდგომარეობას შორის. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, მთლიანი მუშაობისას, შესრულებულს დახურული სისტემის მიერ ან მასზე, ადგილი აქვს ადიაბატურ პროცესს ორ მოცემულ მდგომარეობას შორის, და ის დამოკიდებულია საბოლოო მდგომარეობებზე და არა ადიაბატური პროცესის დეტალებზე.

თუ მთლიანი მუშაობა ერთი და იგივეა დახურული სისტემის ყველა ადიაბატური პროცესისათვის საბოლოო მდგომარეობისას ორ მოცემულ წყვილს შორის, თვისების განსაზღვრიდან გამომდინარეობს, რომ ასეთი პროცესის მთლიანი მუშაობა არის სისტემის რომელიღაც თვისების ცვლილება. ამ თვისებას ენერჯია ეწოდება.

ენერჯის ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის შემდეგნაირად განისაზღვრება:

$$E_2 - E_1 = -W_{ად}$$

სადაც  $E$  აღნიშნავს სისტემის ენერჯიას და  $W_{ად}$  არის მუშაობა ორ მდგომარეობას შორის ნებისმიერი ადიაბატური პროცესისათვის. მინუს ნიშანი შემოდის ნიშნების წესის თანახმად. და ბოლოს, აღვნიშნოთ, რომ რადგან  $E_1$ -ს ნებისმიერი მნიშვნელობა შეიძლება მიეწეროს სისტემის ენერჯიას 1-ელ მდგომარეობაში, ენერჯის სიდიდეს 1-ელ ან ნებისმიერ სხვა მდგომარეობაში არ მიეწერება რაიმე განსაკუთრებული მნიშვნელობა. მხოლოდ სისტემის ენერჯის ცვლილება არის მნიშვნელოვანი.

### ენერჯის ცნების შეჯამება

ამ კურსში შემოტანილი ენერჯის ყველა ასპექტი შეიძლება ასე შეჯამდეს:

[ენერჯის რაოდენობის ცვლილება სისტემის შიგნით დროის გარკვეულ ინტერვალში]=[ენერჯის მთელ რაოდენობას, გადაცემულს სისტემაზე საზღვრის

გავლით, სითბოს გადაცემის საშუალებით დროის ინტერვალში]=[ენერგიის მთელ რაოდენობას, გადაცემულს სისტემიდან საზღვრის გარეთ სითბოს საშუალებით დროის ინტერვალში].

ეს სიტყვიერი დებულება არის ენერგიის ბალანსი. ის მოითხოვს, რომ დახურულ სისტემაში ნებისმიერი პროცესისას სისტემის ენერგია იზრდება ან მცირდება იმ რაოდენობით, რომელიც ტოლია ენერგიის გადაცემის რაოდენობისა საზღვრის გარეთ.

ფრაზა მთლიანი რაოდენობა, გამოყენებული ამ დებულებაში, ფრთხილად უნდა იყოს ინტერპრეტირებული, რადგან სითბო ან მუშაობით ენერგიის გადაცემა შეიძლება მოხდეს სისტემის საზღვრის სხვადასხვა ადგილებში. ზოგიერთ პოზიციაში ენერგიის გადაცემა შეიძლება მოხდეს სისტემის შიგნით, სხვა შემთხვევებში – სისტემის გარეთ. ორი ტერმინი მარჯვენა მხარეს გამოიყენება ენერგიის მთლიანი გადაცემისათვის სითბოსა და მუშაობის მიერ, შესაბამისად, რასაც ადგილი აქვს დროის განსახილველ პერიოდში.

სიმბოლოებით ენერგიის ბალანსი ასე გამოისახება:

$$E_2 - E_1 = Q - W \quad (2.18 \text{ ა})$$

თუ შემოვიტანთ 2.14 ბ განტოლებას, მივიღებთ

$$\Delta E_p + \Delta E_s + \Delta U = Q - W, \quad (2.18 \text{ ბ})$$

რომელიც გვიჩვენებს, რომ ენერგიის გადაცემა სისტემის საზღვრის გავლით გამოიხატება ენერგიის ერთი ან მეტი მაკროსკოპული ფორმის ცვლილებით: კინეტიკური ენერგიის, გრავიტაციული პოტენციური ენერგიის და შიდა ენერგიის.

აღსანიშნავია, რომ ალგებრული ნიშნები სითბოს და მუშაობის წევრების წინ 2.18 განტოლებაში სხვადასხვაა. ეს გამომდინარეობს ნიშნების წესიდან.  $W$ -ს წინ მინუსია, რადგან ენერგიის გადაცემა მუშაობის საშუალებით სისტემიდან გარემოზე მიღებულია დადებითად. პლუს ნიშანი  $Q$ -ს წინ შემოდის იმიტომ, რომ როდესაც სითბო შემოდის გარემოდან სისტემაში,  $Q$  ითვლება დადებითად.

### 2.5.1. ენერგიის ბალანსის მნიშვნელოვანი ასპექტები

შეიძლება ჩაიწეროს ენერგიის ბალანსის სხვადასხვა ფორმა. მაგალითად, დიფერენციალური ფორმა ასეთია:

$$dE = \delta Q - \delta W \quad (2.19)$$

სადაც  $dE$  – ენერჯის თვისება – წარმოებულია, რადგან  $Q$  და  $W$  არ არიან თვისებები, მათი წარმოებულები, შესაბამისად, ჩაიწერება როგორც  $\delta Q$  და  $\delta W$ .

ენერჯის ბალანსის მყისეული წარმოებულის ფორმა ასეთია

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (2.20)$$

სიტყვებით ენერჯის ბალანსის წარმოებული ასე გამოისახება: [სისტემაში ენერჯის ცვლილების დროით წარმოებული  $t$  დროში] = [სრული წარმოებული, როდესაც ენერჯია გადაეცემა სითბოს საშუალებით  $t$  დროში] = [სრული წარმოებული, როდესაც ენერჯია გადაეცემა მუშაობის საშუალებით  $t$  დროში].

რადგან ენერჯის ცვლილების დროით წარმოებული მოცემულია განტოლებით:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE_{\text{ჯ}}}{dt} + \frac{dE_{\text{გ}}}{dt} + \frac{dU}{dt}$$

2.20 განტოლება შეიძლება ასე ჩაიწეროს:

$$\frac{dE_{\text{ჯ}}}{dt} + \frac{dE_{\text{გ}}}{dt} + \frac{dU}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (2.21)$$

განტოლებები 2.20–2.21 ენერჯის ბალანსის ალტერნატიული ფორმებია, რომლებიც ვარგისია საწყისი წერტილებისათვის, როდესაც ენერჯის შენახვის პრინციპს ვიყენებთ დახურული სისტემებისათვის. როდესაც ვიყენებთ ენერჯის ბალანსის **ნებისმიერ** ფორმას, მნიშვნელოვანია ნიშნების და ერთეულების სწორი არჩევა და ზუსტი განსხვავება წარმოებულსა და რაოდენობას შორის. მეტიც, მნიშვნელოვანია გავიაზროთ, რომ სისტემის საზღვრის მდებარეობა უნდა იყოს მართებული იმის განსაზღვრისას, არის ენერჯის გადაცემა გამოწვეული სითბოთი თუ მუშაობით.

## 2.6. ენერჯის ანალიზი ციკლებისათვის

აქ განვიხილავთ თერმოდინამიკურ ციკლებს ენერჯის ცნების თვალთახედვით. **თერმოდინამიკური ციკლი** არის პროცესების თანმიმდევრობა, რომლებიც იწყება და მთავრდება ერთი და იგივე მდგომარეობაში. ციკლის დასასრულს ყველა თვისებას აქვს იგივე მნიშვნელობა, რაც დასაწყისში. შესაბამისად, ციკლის განმავლობაში სისტემა არ განიცდის მდგომარეობის მთლიან ცვლილებას. ციკლები, რომლებიც პერიოდულად მეორდება, მნიშვნელოვან როლს ასრულებს მრავალ სფეროში.

მაგალითად, ორთქლი, რომელიც ცირკულირებს ელექტროსადგურში, ასრულებს ციკლს.

ციკლების შესწავლა მნიშვნელოვანია საინჟინრო თერმოდინამიკისათვის. თერმოდინამიკის პირველი და მეორე კანონების ფესვები ციკლებიდან მოდის. მეტიც, არის ბევრი მნიშვნელოვანი პრაქტიკული გამოყენება, კერძოდ, ენერჯის გენერაცია, სატრანსპორტო საშუალების მოძრაობა და გაცივება, რომლებისთვისაც თერმოდინამიკური ციკლების შესწავლას არსებითი მნიშვნელობა აქვს.

### 2.6.1. ციკლის ენერჯის ბალანსი

ენერჯის ბალანსი სისტემისათვის, რომელიც მონაწილეობს თერმოდინამიკურ ციკლში, ასეთი სახისაა:

$$\Delta E_{\text{ციკლ}} = Q_{\text{ციკლ}} - W_{\text{ციკლ}} \quad (2.22)$$

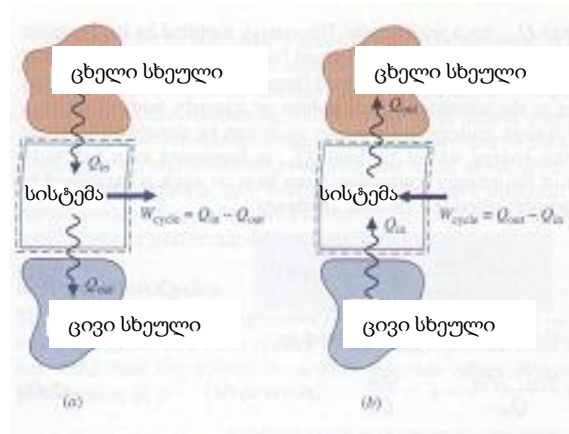
სადაც  $Q_{\text{ციკლ}}$  და  $W_{\text{ციკლ}}$  სითბოს და მუშაობის საშუალებით ენერჯის გადატანის მთლიანი სიდიდეებია, შესაბამისად. რადგანაც ციკლის შემდეგ სისტემა ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში, მისი სრული ენერჯია არ იცვლება. ამიტომ 2.22-ის მარცხენა მხარე ნულის ტოლია და

$$W_{\text{ციკლ}} = Q_{\text{ციკლ}} \quad (2.23)$$

ეს განტოლება გამოხატავს ენერჯის შენახვის პრინციპს, რომელიც უნდა შესრულდეს **ნებისმიერი** თერმოდინამიკური ციკლის მიერ, იმის და მიუხედავად თუ როგორია ციკლში პროცესების თანმიმდევრობა ან როგორია სისტემების შემადგენელი ნივთიერების ბუნება.

ნახ. 10-ზე მოცემულია გამარტივებული სქემები ციკლების ორი მთავარი კლასისათვის: ენერგეტიკული ციკლები და გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლები. ორივე შემთხვევაში სისტემა მონაწილეობს ციკლში, მაშინ როცა სითბურად ორ სხეულთან არის კონტაქტში: ერთ ცხელთან და ერთ ცივთან. ეს სხეულები სისტემებია, რომლებიც მდებარეობენ ციკლში მონაწილე სისტემის გარემოში. თითოეული ციკლის განმავლობაში ადგილი აქვს ენერჯის მთლიანი რაოდენობის გაცვლას გარემოსთან მუშაობის საშუალებით. აღსანიშნავია, რომ  $Q_H$  და  $Q_C$  სიმბოლოების გამოყენებით ჩვენ გადაუხვიეთ ნიშნების წესს სითბოს გადაცემისათვის. აქ უფრო მომგებიანია  $Q_H$  და  $Q_C$  განხილვა, როგორც ენერჯის

გადაცემისა ისრებით მითითებული მიმართულებით. ციკლის მთლიანი მუშაობის,  $W_{ციკლ}$ , მიმართულება ასევე ნაჩვენებია ისრით.



ნახ.10. ციკლების ორი მნიშვნელოვანი კლასის სქემატური დიაგრამა  
(a) ენერგოციკლი; (b) გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლი

## 2.6.2. ენერგეტიკული ციკლები

2.10ა ნახაზზე ნაჩვენებ ციკლში სისტემა აწვდის ენერგიას მუშაობის საშუალებით გარემოს ყოველი ციკლის განმავლობაში. ნებისმიერ ასეთ ციკლს ენერგეტიკული ციკლი ეწოდება. 2.23 განტოლებიდან მთლიანი მუშაობის გამოსავალი ტოლია მთლიანი სითბოს გადაცემისა:

$$W_{ციკლ} = Q_{გ} - Q_{შ} \text{ (ენერგეტიკული ციკლი)} \quad (2.24)$$

სადაც  $Q_{გ}$  – ენერგიის გადაცემა სითბოს საშუალებით ცხელი სხეულიდან სისტემაში და  $Q_{შ}$  – სითბოს გადაცემა სისტემიდან ცივ სხეულზე. 2.24 განტოლებიდან ცხადია, რომ ენერგეტიკული ციკლისათვის  $Q_{გ}$  უნდა იყოს მეტი  $Q_{შ}$ -ზე. ენერგია, რომელიც სისტემას მიეწოდება სითბოს გადაცემით, ჩვეულებრივ, მიიღება სათბობის წვიდან ან შენელებული ბირთვული რეაქციიდან. მისი მიღება ასევე შესაძლებელია მზის გამოსხივებიდან. ენერგია  $Q_{გ}$ , ძირითადად, იხარჯება გარე ატმოსფეროში ან ახლომდებარე წყლიან სხეულზე.

ენერგეტიკულ ციკლში მონაწილე სისტემის მქვ შეიძლება ჩავწეროთ იმ სიდიდის ტერმინებში, რომლითაც ენერგია მატულობს სითბოს საშუალებით;  $Q_{გ}$  გარდაიქმნება მთლიანი მუშაობის გამოსავალში –  $W_{ციკლ}$ . ენერგიის გარდაქმნის

სიდიდე სითბოდან მუშაობაში შემდეგი თანაფარდობით გამოიხატება, მას **სითბური მქც** ეწოდება.

$$\eta = \frac{W_{\text{გოკლ}}}{Q_{\text{შ}}} \text{ (ენერგეტიკული ციკლი)} \quad (2.25)$$

ამ განტოლებაში 2.24-ს შეტანით მივიღებთ:

$$\eta = \frac{Q_{\text{შ}} - Q_{\text{გ}}}{Q_{\text{შ}}} = 1 - \frac{Q_{\text{გ}}}{Q_{\text{შ}}} \text{ (ენერგეტიკული ციკლი)} \quad (2.26)$$

რადგან ენერგია ინახება, ცხადია, რომ მქც არასოდეს იქნება ერთზე მეტი (100%). მაგრამ **რეალური** ენერგეტიკული ციკლების გამოცდილება გვიჩვენებს, რომ  $\eta$  ნაკლებია ერთზე. ე. ი. ენერგია. მთლიანად არ გარდაიქმნება მუშაობაში, ნაწილი იხარჯება ცივ სხეულზე სითბოს გადაცემით. თერმოდინამიკის მე-2 კანონის გამოყენებით შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ სითბოს გარდაქმნას მუშაობაში ადგილი აქვს ნებისმიერ ენერგეტიკულ ციკლში. **ნებისმიერი** ასეთი ციკლის მქც  $-\eta < 1$  (100 %).

### 2.6.3. გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლები

აქ განვიხილოთ **გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლები** (ნახ. 10ბ-ზე). ამ ტიპის ციკლებისათვის,  $Q_{\text{შ}}$  – არის ენერგია, გადაცემული **სისტემაზე** სითბოს საშუალებით ცივი სხეულიდან და  $Q_{\text{გ}}$  არის ენერგია, დახარჯული სითბოს გადაცემით სისტემიდან ცხელ სხეულზე. ამ ენერჯის გადაცემების შესასრულებლად საჭიროა მთლიანი **ენერჯის** მიწოდება,  $W_{\text{გოკლ}}$ . სიდიდეები  $Q_{\text{შ}}$ ,  $Q_{\text{გ}}$  და  $W_{\text{გოკლ}}$  ურთიერთდაკავშირებულია ენერჯის ბალანსით, რომელსაც ასეთი სახე აქვს:

$$W_{\text{გოკლ}} = Q_{\text{გ}} - Q_{\text{შ}} \text{ (გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლები)} \quad (2.27)$$

რადგან  $W_{\text{გოკლ}}$  ამ განტოლებაში დადებითია,  $Q_{\text{გ}} > Q_{\text{შ}}$ .

თუმცა ამ ციკლებს ვიხილავთ როგორც ერთნაირს, მაგრამ მათი მიზნები განსხვავებულია. გაცივების ციკლის მიზანია გააცივოს გასაცივებელი სივრცე ან შეინარჩუნოს მისი ტემპერატურა უფრო დაბალ დონეზე ვიდრე გარემოსია. გათბობის ტუმბოს მიზანია შეინარჩუნოს უფრო მაღალი ტემპერატურა ვიდრე გარემოშია ან უზრუნველყოს გათბობა რიგი სამრეწველო პროცესებისათვის, რადგან ამ ციკლებს სხვადასხვა მიზანი აქვთ, მათი **მქც**-ებიც სხვადასხვანაირად ისაზღვრება.

### გაცივების ციკლი

გაცივების ციკლის მქვ შეიძლება ჩაიწეროს როგორც ფარდობა ენერჯის რაოდენობისა, რომელიც სისტემამ მიიღო ციკლის დროს ცივი სხეულიდან,  $Q_{\text{შ}}$ , სისტემაში შესრულებულ მთლიან მუშაობაზე,  $W_{\text{ციკლ}}$ . ამრიგად, მქვ  $\beta$ -ს ადგილი აქვს შემდეგი სახე

$$\beta = \frac{Q_{\text{შ}}}{W_{\text{ციკლ}}} A \text{ (გაცივების ციკლი)} \quad (2.28)$$

2.27-ის ჩასმით ვიღებთ:

$$\beta = \frac{Q_{\text{შ}}}{Q_{\text{გ}} - Q_{\text{შ}}} \text{ (გაცივების ციკლი)} \quad (2.29)$$

სახლის მაცივრისათვის,  $Q_{\text{შ}}$  იხარჯება სივრცეში, რომელშიც მაცივარი არის მოთავსებული.  $W_{\text{ციკლ}}$ , ჩვეულებრივ, უზრუნველყოფილია ელექტრობით, რომელიც ამომრავებს მაცივრის ძრავას.

### სითბური დატუმბვის ციკლები

სითბური დატუმბვის მქვ იწერება როგორც ფარდობა ენერჯის იმ რაოდენობისა, რომელიც იხარჯება სისტემიდან ცხელ სხეულზე,  $Q_{\text{გ}}$ , სითბოს მთლიან რაოდენობაზე,  $W_{\text{ციკლ}}$ . ამრიგად, მქვ  $\gamma$  ასეთი სახისაა.

$$\gamma = \frac{Q_{\text{გ}}}{W_{\text{ციკლ}}} \text{ (სითბოს დატუმბვის ციკლი)} \quad (2.30)$$

2.27-ის შეტანით მიიღება:

$$\gamma = \frac{Q_{\text{გ}}}{Q_{\text{გ}} - Q_{\text{შ}}} \text{ (სითბოს დატუმბვის ციკლი)} \quad (2.31)$$

ამ განტოლებიდან ცხადია, რომ  $\gamma$ -ს მნიშვნელობა არასოდეს არის ერთზე ნაკლები. საცხოვრებლების სითბური ტუმბოებისათვის  $Q_{\text{შ}}$  სიდიდე, ჩვეულებრივ, მიიღება გარე ატმოსფეროდან, მიწიდან ან ახლომდებარე წყლიანი სხეულიდან.  $W_{\text{ციკლ}}$  ჩვეულებრივ, უზრუნველყოფილია ელექტრობით.



### თავი 3. თვისებების გამოთვლა

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოავლინოს ძირითადი ცნებების ცოდნა, როგორცაა ფაზა და სუფთა ნივთიერება, მარტივი კუმშვადი სისტემების მდგომარეობის პრინციპი,  $p-v-T$  ზედაპირი, გაჯერების ტემპერატურა და გაჯერების წნევა, ორფაზიანი სითხე – ორთქლის ნარევი, ენთალპია და ხვედრითი სითბოები.
- გამოიყენოს დახურული სისტემის ენერგეტიკული ბალანსი.
- ააგოს  $T-v$ ,  $p-v$  და ფაზური დიაგრამები და ლოკალური მდგომარეობები ამ დიაგრამებზე.
- გამოიყენოს იდეალური აირის მოდელი თერმოდინამიკური ანალიზისთვის.

#### 3.1. ფაზა და სუფთა ნივთიერება

ტერმინი **ფაზა** ეხება ნივთიერების რაოდენობას, რომელიც ჰომოგენურია ყველგან როგორც ქიმიური შემადგენლობით, ასევე ფიზიკური სტრუქტურით. ფიზიკური სტრუქტურის ჰომოგენურობა ნიშნავს, რომ ნივთიერება მთლიანად მყარია, თხევადია ან აირადია. სისტემა შეიძლება შედგებოდეს ერთი ან რამდენიმე ფაზიდან.

მაგალითად, სისტემა: თხევადი წყალი და წყლის ორთქლი ორფაზიანია. სისტემა: თხევადი წყალი და ყინული, ჭყავის ჩათვლით, ასევე შედგება ორი ფაზიდან. აირები, მაგალითად, აზოტი და ჟანგბადი, შეიძლება შეერიონ ნებისმიერი პროპორციით და წარმოქმნან ერთი აირადი ფაზა. მაგრამ სითხეები, როგორცაა ზეთი და წყალი, რომლებიც არ ერევა ერთმანეთში, ქმნიან **ორ** თხევად ფაზას. ორი ფაზა თანაარსებობს **ფაზური ცვლილებებისას**, როგორცაა **აორთქლება**, **ლხობა** და **სუბლიმაცია**.

**სუფთა ნაერთი** ერთგვაროვანია და მისი ქიმიური შემადგენლობა უცვლელია. ის შეიძლება არსებობდეს ერთზე მეტ ფაზაში, მაგრამ ქიმიური შემადგენლობა ერთი და იგივეა თითოეულ ფაზაში.

მაგალითად, თუ თხევადი წყალი და წყლის ორთქლი წარმოქმნის ორფაზიან სისტემას, ის შეიძლება განვიხილოთ როგორც სუფთა ნივთიერება, რადგან

თითოეული ფაზის შემადგენლობა ერთი და იგივეა. აირების ერთგვაროვანი ნარევი შეიძლება განვიხილოთ როგორც სუფთა ნივთიერება, რადგან ის წარმოქმნის აირს და ადგილი არა აქვს ქიმიურ რეაქციას. ჰაერიც შეიძლება განვიხილოთ როგორც სუფთა ნივთიერება, რადგან ის არის აირების ნარევი. მაგრამ თუ გაცივებისას წარმოიქმნება თხევადი ფაზა, სითხეს ექნება სხვა შემადგენლობა, ვიდრე აირად ფაზას და სისტემა აღარ განიხილება როგორც სუფთა ნივთიერება.

### 3.1.1. მდგომარეობის დადგენა

დახურული სისტემის ინტენსიური მდგომარეობა წონასწორობისას, აღიწერება ინტენსიური თერმოდინამიკური თვისებებით. ცნობილია, რომ ამ თვისებებიდან ყველა არ არის დამოკიდებული ერთმანეთზე და რომ მდგომარეობა ერთმნიშვნელოვნად შეიძლება განისაზღვროს დამოკიდებული ინტენსიური თვისებების მნიშვნელობების ქვესიმრავლით. ყველა სხვა თერმოდინამიკური თვისების მნიშვნელობები განისაზღვრება, თუ დადგენილია ეს დამოკიდებული ქვესიმრავლე. ზოგადი კანონი ცნობილია როგორც **მდგომარეობის პრინციპი**, რომელიც შემუშავდა როგორც სახელმძღვანელო პრინციპი მთელი რიგი დამოკიდებული თვისებების დასადგენად.

საინტერესოა, რას ამბობს მდგომარეობის პრინციპი სისტემების ინტენსიურ მდგომარეობაზე ისეთი სუფთა ნაერთებისათვის, როგორიცაა წყალი ან არამორეაგირე აირების ერთგვაროვანი ნარევი. ამ სისტემებს ეწოდება **ადვილად კუმშვადი** სისტემები. ასეთი სისტემებისათვის მდგომარეობის პრინციპი აჩვენებს, რომ **ნებისმიერი ორი დამოკიდებული** ინტენსიური თერმოდინამიკური თვისების სიდიდის დადგენა განსაზღვრავს ყველა სხვა ასეთი თვისების მნიშვნელობას.

მაგალითად, აირის შემთხვევაში, ტემპერატურა და სხვა ინტენსიური თვისება, როგორიცაა ხვედრითი მოცულობა, შეიძლება შეირჩეს როგორც ორი დამოუკიდებელი თვისება. მდგომარეობის პრინციპი ასეთ შემთხვევაში ამტკიცებს, რომ წნევა, ხვედრითი შიდა ენერჯია და ყველა სხვა შესაბამისი თვისება არის T-ს და v-ს ფუნქცია:  $p=p(T,v)$ ,  $u=u(T,v)$  და ა.შ. ექსპერიმენტული მონაცემებიდან შეიძლება ფუნქციური დამოკიდებულების გამოყვანა, რაც ერთმნიშვნელოვნად იქნება დამოკიდებული ნივთიერების ქიმიურ იდენტურობაზე.

ისეთი ინტენსიური თვისებები, როგორცაა სიჩქარე და ზრდა, რომლებსაც მიეწერება მნიშვნელობები, დაკავშირებული სისტემის გარე მონაცემებთან, გამორიცხულია ამ განხილვიდან. აგრეთვე, მოცულობის ცვლილება მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ადვილად კუმშვადი სისტემების ენერგიაზე. ერთადერთი გზა ენერჯის გადაცემისა მუშაობის საშუალებით ასეთ სისტემაში არის კვაზიწონასწორულ პროცესებში სისტემის მონაწილეობა, რომელიც მოიცემა როგორც  $\int pdV$ .

### **მდგომარეობის პრინციპი მარტივი სისტემებისათვის**

ემპირიული მონაცემების საფუძველზე არის ერთი დამოუკიდებელი თვისება თითოეული გზისათვის, რომლითაც ენერჯია დამოუკიდებლად იცვლება. ცნობილია რომ დახურული სისტემის ენერჯია შეიძლება დამოუკიდებლად შეიცვალოს სითბოს ან მუშაობის საშუალებით. შესაბამისად, დამოუკიდებელი თვისება შეიძლება დაკავშირებული იყოს სითბოს გადაცემასთან როგორც ენერჯის ცვლილების ერთ გზასთან და მეორე დამოუკიდებელი თვისების გამოთვლა შეიძლება ცვლილების მუშაობის საშუალებით ენერჯის ცვლილების ნებისმიერი შესაბამისი გზით. ამიტომ, ექსპერიმენტის საფუძველზე **მდგომარეობის პრინციპი** ამტკიცებს, რომ დამოუკიდებელი თვისებების რაოდენობა უდრის ერთს პლუს შესაბამისი მუშა ურთიერთქმედებების რიცხვი. ასეთი ურთიერთქმედებების გამოთვლისას განხილება მხოლოდ ისინი, რომლებიც მნიშვნელოვანია **კვაზიწონასწორულ პროცესებში**.

ტერმინი **მარტივი სისტემა** გამოიყენება როდესაც არის მხოლოდ ერთი გზა ენერჯის მნიშვნელოვანი ცვლილებისა მუშაობის საშუალებით, როდესაც სისტემა მონაწილეობს კვაზიწონასწორულ პროცესებში. ამიტომ, ერთი დამოუკიდებელი თვისების გამოთვლისას სითბოს გადაცემისათვის და მეორის - მხოლოდ მუშაობის საშუალებით იძლევა ორი დამოუკიდებელი თვისების ჯამს, რაც აუცილებელია მარტივი სისტემის მდგომარეობის დასადგენად. ეს არის **მდგომარეობის პრინციპი მარტივი სისტემებისათვის**. თუმცა რეალურად არც ერთი სისტემა არ არის მარტივი, მაგრამ შეიძლება ბევრი სისტემის, როგორც მარტივის, განხილვა თერმოდინამიკური ანალიზის მიზნით. მოდელებიდან ყველაზე მნიშვნელოვანია **ადვილად კუმშვადი**

**სისტემა.** მარტივი სისტემების სხვა სახეებია ადვილად დრეკადი სისტემები და მარტივი მაგნიტური სისტემები.

### თვისებების გამოთვლა. ზოგადი განხილვა

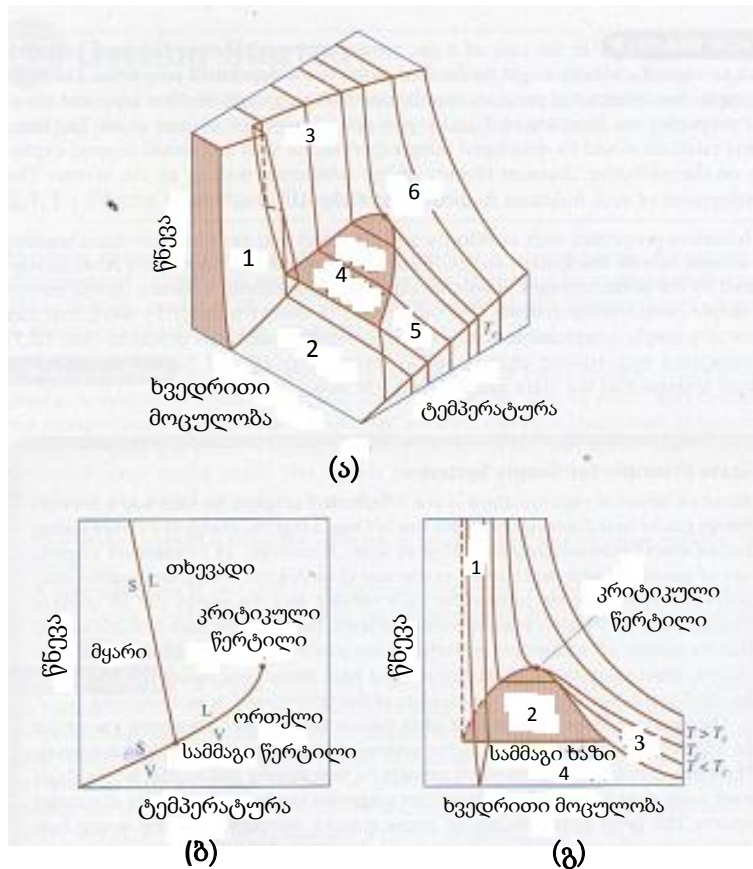
პირველი ნაწილი, ძირითადად, ეხება ადვილად კუმშვადი სისტემების, რომლებიც შეიცავენ სუფთა ნივთიერებებს, თერმოდინამიკურ თვისებებს. მეორე ნაწილში განხილული იქნება კერძო შემთხვევა- იდეალური აირის მოდელი.

### 3.2. P-v-T დამოკიდებულება

ექსპერიმენტიდან ცნობილია, რომ შეიძლება ტემპერატურა და ხვედრითი მოცულობა განვიხილოთ, როგორც დამოუკიდებელი თვისებები და წნევა – როგორც ამ ორი სიდიდის ფუნქცია:  $p=p(T,v)$  ასეთი ფუნქციის გრაფიკია **ზედაპირი: P-v-T ზედაპირი.**

ნახ. 11 ნაჩვენებია P-v-T ზედაპირი ისეთი ნაერთისა, როგორცაა წყალი, რომელიც გაყინვისას ფართოვდება. კოორდინატები P-v-T სიბტყეზე გვიჩვენებს მნიშვნელობებს, რომლებიც ივარაუდება წნევის, ხვედრითი მოცულობის და ტემპერატურისათვის, როდესაც ნივთიერება წონასწორობაშია.

ამ ნახაზზე უბნები აღნიშნულია როგორც **მყარი**, თხევადი და ორთქლი, ამ ერთფაზიან უბნებში მდგომარეობა ისაზღვრება **ნებისმიერი** ორი თვისებით: წნევა, ხვედრითი მოცულობა ან ტემპერატურა, რადგან ესენი ყველა დამოუკიდებელია, როდესაც წარმოდგენილია მხოლოდ ერთი ფაზა. ერთფაზიან უბნებს შორის მოთავსებულია **ორფაზიანი უბნები**, სადაც ორი ფაზა წონასწორობაშია: სითხე-ორთქლი, მყარი-სითხე და მყარი-ორთქლი. ორი ფაზა თანაარსებობს ისეთი ფაზური ცვლილებებისას, როგორცაა აორთქლება, ლხობა და სუბლიმაცია. ორფაზიან უბნებს შიგნით წნევა და ტემპერატურა არ არის დამოუკიდებელი; ერთ-ერთი მათგანი ვერ შეიცვლება მეორის შეცვლის გარეშე. ამ უბნებში მდგომარეობა არ განისაზღვრება მხოლოდ წნევით და ტემპერატურით; მაგრამ მდგომარეობის დადგენა შესაძლებელია ხვედრითი მოცულობით და წნევით ან ტემპერატურით. სამი ფაზა შეიძლება არსებობდეს წონასწორობისას იმ ხაზის გასწვრივ, რომელიც აღნიშნულია როგორც **სამმაგი ხაზი.**



ნახ.11. P-v-T ზედაპირი და პროექციები ნაერთისა, რომელიც გაყინვისას ფართოვდება

- (ა) სამგანზომილებიანი ხედი (1. მყარი; 2.მყარი-ორთქლი; 3.სითხე; 4.ორთქლის-სამმაგი ხაზი; 5.ორთქლი; 6. კრიტიკული წერტილი);
- (ბ) ფაზური დიაგრამა;
- (გ) P-v დიაგრამა (1. მყარი; 2. სითხე-ორთქლი; 3. ორთქლი; 4. მყარი-ორთქლი).

მდგომარეობას, რომლის დროსაც ფაზური ცვლილება იწყება ან მთავრდება, ეწოდება **გაჯერების მდგომარეობა**. გუმბათისებურ უბანს, შედგენილს ორფაზიანი სითხე-ორთქლის მდგომარეობებიდან, ეწოდება **ორთქლის გუმბათი**. მის სასაზღვრო ხაზებს ეწოდებათ გაჯერებული სითხეები და გაჯერებული ორთქლის ხაზები. გუმბათის თავზე, სადაც ეს ხაზები ერთმანეთს ხვდება, არის **კრიტიკული წერტილი**. სუფთა ნივთიერების **კრიტიკული ტემპერატურა**,  $T_{კრ}$ , არის მაქსიმალური ტემპერატურა, რომელზეც თხევადი და ორთქლის ფაზები თანაარსებობენ

წონასწორობისას. წნევას კრიტიკულ წერტილში ეწოდება **კრიტიკული წნევა**,  $P_{კრ}$ . ხვედრითი მოცულობა ამ მდგომარეობაში არის **კრიტიკული ხვედრითი მოცულობა**.

სამგანზომილებიანი P-v-T ზედაპირი სასარგებლოა ამ სამ ხაზს შორის დამოკიდებულების გამოსაყვანად, მაგრამ ხშირად უფრო მოსახერხებელია ზედაპირის ორგანზომილებიანი პროექციების გამოყენება.

### **ლხობა და სუბლიმაცია**

გარდა სითხე – ორთქლი (აორთქლება) და ორთქლი - სითხე (კონდენსაცია) ფაზური გარდაქმნებისა, მნიშვნელოვანია მყარი სხეული-სითხე (ლხობა) და მყარი სხეული - ორთქლი (სუბლიმაცია) ფაზური გარდაქმნები. განვიხილოთ სისტემა, რომელიც შეიცავს ყინულის მასის ერთეულს ტემპერატურაზე, რომელიც ნაკლებია სამმაგი წერტილის ტემპერატურაზე. დაუშვათ, წნევა მეტია, ვიდრე სამმაგი წერტილის წნევა და სისტემა არის  $a'$  მდგომარეობაში. ვთქვათ, სისტემა ნელა თბება, სანამ არ მიაღწევს მუდმივ და ერთგვაროვან წნევას მთელ მოცულობაში. ტემპერატურა გათბობისას იზრდება, სანამ არ მიიღწევა წერტილი  $b'$ . ამ მდგომარეობაში ყინული არის გაჯერებული მყარი სხეული. დამატებითი სითბოს გადაცემა ფიქსირებულ წნევაზე იწვევს სითბოს წარმოქმნას ტემპერატურის ცვლილების გარეშე. სისტემის შემდგომი გათბობისას ყინული აგრძელებს ლხობას, სანამ ბოლომდე არ გალხვება და ამ დროს სისტემა შეიცავს მხოლოდ გაჯერებულ სითხეს. ლხობისას ტემპერატურა და წნევა რჩება მუდმივი. ნივთიერებათა უმრავლესობისათვის ლხობის პროცესში ხვედრითი მოცულობა იზრდება, მაგრამ წყლისათვის სითხის ხვედრითი მოცულობა ნაკლებია ვიდრე მყარი სხეულისათვის. შემდგომი გათბობა ფიქსირებულ წნევაზე იწვევს ტემპერატურის ზრდას, როდესაც სისტემა მიაღწევს  $c'$  წერტილს. იმ შემთხვევაში, როდესაც წნევა ნაკლებია სამმაგი წერტილის წნევაზე  $a''$  მდგომარეობაში, თუ სისტემა თბება მუდმივ წნევაზე, ის გადადის ორფაზიან მყარი-სითხე უბნის გავლით ორთქლის უბანში  $a'' - b'' - c''$  ხაზის გასწვრივ. ასე რომ, ადგილი აქვს **სუბლიმაციას**.

### 3.3. ხვედრითი შიდა ენერჯის და ენთალპიის გამოთვლა

#### 3.3.1. ენთალპია

თერმოდინამიკური ანალიზის დროს ხშირად საქმე გვაქვს შიდა ენერჯის  $U$  და წნევის  $p$  და მოცულობის  $V$  ნამრავლის ჯამთან. ამის გამო ამ ჯამს  $U+pV$  ეწოდა ენთალპია, რომელიც  $H$ -თ აღინიშნება. განსაზღვრებით,

$$H=U+pV \quad (3.1)$$

რადგან  $U$ ,  $p$  და  $V$  თვისებებია, მათი კომბინაციაც თვისებაა. ენთალპიის გამოსახვა შეიძლება მასის საშუალებით

$$h=u+pv \quad (3.2)$$

ან მოლელების საშუალებით

$$h = \bar{u} + p\bar{v}$$

ენთალპიის ერთეულები იგივეა რაც შიდა ენერჯის.

### 3.4. ხვედრითი სითბოები $C_v$ და $C_p$

თერმოდინამიკაში მნიშვნელოვანია რამდენიმე თვისება, დაკავშირებული შიდა ენერჯიასთან. განვიხილოთ **ხვედრითი სითბოები**, ეს სიდიდეები აღინიშნება როგორც  $C_p$  და  $C_v$  და განსაკუთრებით სასარგებლოა თერმოდინამიკური გამოთვლებისათვის **იდეალური აირის მოდელის** ჩათვლით.

ინტენსიური თვისებები  $C_v$  და  $C_p$  სუფთა, ადვილად კუმშვადი ნივთიერებებისათვის განისაზღვრება, როგორც  $v(T, v)$  და  $h(T,p)$  ფუნქციების კერძო წარმოებულები

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v \quad (3.3)$$

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \quad (3.4)$$

სადაც ინდექსები  $v$  და  $p$ , შესაბამისად, აღნიშნავს ცვლადებს, რომლებიც ფიქსირებულია გაწარმოების დროს.  $C_v$  და  $C_p$  მნიშვნელობები შეიძლება მივიღოთ სტატისტიკური მექანიკის საშუალებით **სპექტროსკოპული** გაზომვებიდან. ასევე მათი დადგენა შესაძლებელია მაკროსკოპულად, განსაკუთრებით ზუსტი გაზომვებით. რადგან  $u$  და  $h$ -ს გამოსახვა შეიძლება როგორც მასით, ასევე მოლით,

ანალოგიურად გამოისახება ხვედრითი სითბოები. SI ერთეულებია კჯ/კგ. k ან კჯ/კმოლი. k.

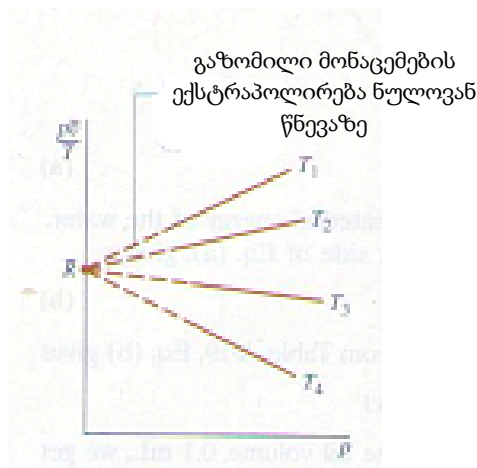
ხვედრითი სითბოს კოეფიციენტი წარმოადგენს ფარდობას

$$k = \frac{C_p}{C_v} \quad (3.5)$$

თვისებები  $C_p$  და  $C_v$  განიხილება როგორც ხვედრითი სითბოები (ან სითბოტევადობა), რადგან გარკვეულ პირობებში ისინი დაკავშირებულია სისტემის ტემპერატურის ცვლილებასთან ენერჯის იმ რაოდენობით, რომელიც სისტემას ემატება სითბოს გადაცემით.

### 3.5. აირების უნივერსალური მუდმივა, $\bar{R}$

განვიხილოთ აირი, მოთავსებული დეგუმში ან ცილინდრში და ეს მთლიანი აგრეგატი მუდმივ ტემპერატურაზე. დეგუმს შეუძლია გადაადგილდეს ისე, რომ გაიაროს წონასწორული მდგომარეობები მუდმივ ტემპერატურაზე. დაუშვათ, რომ თითოეული მდგომარეობისათვის იზომება წნევა და ხვედრითი მოცულობა, ისევე როგორც ფარდობა  $p\bar{v}/T$  ( $\bar{v}$  არის 1 მოლის მოცულობა). ნახ. 12 მოტანილია ამ ფარდობების დამოკიდებულება წნევაზე, როდესაც ფარდობები ექსტრაპოლირდება ნულოვანი წნევისაკენ.



ნახ.12.  $p\bar{v}/T$  დამოკიდებულება წნევაზე აირისათვის რამდენიმე ტემპერატურაზე

თითოეული მრუდისათვის მიიღება ზუსტად ერთი და იგივე ზღვრული მნიშვნელობა. ასე რომ,



$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{p\bar{v}}{T} = \bar{R} \quad (3.6)$$

სადაც  $\bar{R}$  აღნიშნავს საერთო ზღვარს ყველა ტემპერატურისათვის. თუ ეს პროცესი განმეორდება სხვა აირებისათვის, აღმოჩნდება, რომ ნებისმიერ შემთხვევაში  $p, \bar{v}/T$  ფარდობის ზღვარი, თუ  $p$  მიისწრაფვის ნულისკენ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე, იქნება ერთი და იგივე, კერძოდ,  $\bar{R}$ . რადგან ყველა აირისათვის ამ სიდიდეს აქვს ერთნაირი მნიშვნელობა, მას ეწოდება **აირების უნივერსალური მუდმივა**. მისი ექსპერიმენტულად დადგენილი მნიშვნელობა ასეთია:

$$\bar{R} = 8.314 \text{ კჯ/მოლი} \times K \quad (3.7)$$

### 3.5.1. კუმშვადობის კოეფიციენტი, Z

უგანზომილებო ფარდობას  $p\bar{v}/\bar{R}T$  ეწოდება კუმშვადობის კოეფიციენტი და აღინიშნება Z-ით:

$$Z = \frac{p\bar{v}}{\bar{R}T} \quad (3.8)$$

როდესაც  $p, \bar{v}, \bar{R}$  და  $T$  გამოიყენება შესაბამის ერთეულებში, Z უგანზომილებო სიდიდეა.

## 3.6. იდეალური აირის მოდელი

### 3.6.1. იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება

ცნობილია, რომ წნევა  $p$  უმნიშვნელოდაა დაკავშირებული კრიტიკულ წნევასთან (დაბალი  $p_R$ ) ან/და ტემპერატურა  $T$  ძლიერ არის დაკავშირებული კრიტიკულ ტემპერატურასთან (მაღალი  $T_R$ ). კუმშვადობის კოეფიციენტი  $Z = pv/RT \approx 1$ . ასეთ მდგომარეობებში საკმარისი სიზუსტით ვუშვებთ, რომ  $Z = 1$  ან

$$pv = RT \quad (3.9)$$

ეს გამოსახულება ცნობილია, როგორც **იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება**.

წნევის, ხვედრითი მოცულობისა და ტემპერატურის ძირითადი დამოკიდებულების ალტერნატიული ფორმა მიიღება შემდეგი გზით. რადგან  $v = \frac{V}{m}$ , განტოლება 3.9 ასე გამოისახება:

$$pV = mRT \quad (3.10)$$

დამატებით,  $v = \bar{v}/M$  და  $R = \bar{R}/M$

სადაც  $M$  მოლეკულური წონაა, ვიღებთ

$$p\bar{v} = \bar{R}T$$

ან  $\bar{v} = V/n$  გათვალისწინებით:

$$pV = nRT \quad (3.11)$$

### 3.6.2. იდეალური აირის მოდელი

ნებისმიერი აირისათვის, რომლის მდგომარეობა აღიწერება როგორც  $pv = RT$ , ხვედრითი შიდა ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე. აირის ხვედრითი ენთალპია ასევე დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე, რისი ჩვენებაც შეიძლება ენთალპიის განსაზღვრებით:  $R = u + pv$  სადაც  $u = U(T)$  და იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებასთან გაერთიანებით მიიღება  $h = u(T) + RT$  ეს განსაზღვრებები ერთად შეადგენენ იდეალური აირის მოდელს:

$$pv = RT \quad (3.12)$$

$$u = u(T) \quad (3.13)$$

$$h = h(T) = u(T) + RT \quad (3.14)$$

აირების ხვედრითი შიდა ენერგია და ენთალპია, ძირითადად, დამოკიდებულია ორ დამოუკიდებელ თვისებაზე და არა პირდაპირ ტემპერატურაზე, როგორც ამას ამტკიცებს იდეალური აირის მოდელი. მეტიც, იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება არ უზრუნველყოფს დამაკმაყოფილებელ მიახლოებებს ყველა მდგომარეობისათვის. შესაბამისად, იდეალური აირის მოდელის გამოყენება დამოკიდებულია გამოთვლის მისაღებ შეცდომაზე. მაგრამ მაინც აირების ქცევა ხშირად უახლოვდება იდეალური აირის ქცევას და კერძო გამარტივებული აღწერა მიიღება იდეალური აირის მოდელის გამოყენებით.

### 3.7. იდეალური აირების შიდა ენერგია, ენთალპია და ხვედრითი სითბოები

#### 3.7.1. $\Delta u$ , $\Delta h$ , $C_v$ და $C_p$ დამოკიდებულებები

იდეალური აირისათვის ხვედრითი შიდა ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე. ე.ი. ხვედრითი სითბო  $C_v$ , ასევე არის მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქცია, ანუ

$$C_v(T) = \frac{du}{dT} \quad (3.15)$$

აქ მოცემულია ჩვეულებრივი წარმოებული, რადგან  $u$  დამოკიდებულია მხოლოდ  $T$ -ზე.

ცვლადების განცალკევების შემდეგ მივიღებთ:

$$du = C_v(T)dT \quad (3.16)$$

ინტეგრირების შემდეგ ხვედრითი შიდა ენერგიის ცვლილება იქნება:

$$u(T_2) - u(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_v(T)dT \quad (3.17)$$

ანალოგიურად, აირისთვის, რომელიც ემორჩილება იდეალური აირის მოდელს, ხვედრითი ენთალპია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე. ასე რომ, ხვედრითი სითბო ასევე იქნება მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქცია. ე.ი.

$$C_p(T) = \frac{dh}{dT} \quad (3.18)$$

ცვლადების განცალკევებით ვიღებთ

$$dh = C_p(T) \cdot dT \quad (3.19)$$

ინტეგრირების შემდეგ ხვედრითი ენთალპიის ცვლილება იღებს სახეს:

$$h(T_2) - h(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_p(T)dT \quad (3.20)$$

შეიძლება მნიშვნელოვანი დამოკიდებულებების მიღება იდეალური აირის ხვედრით სითბოებს შორის 3.14 განტოლების გაწარმოებით ტემპერატურის მიმართ:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT} + R$$

და 3.16 და 3.17 -ს შეტანით

$$C_p(T) = C_v(T) + R \quad (3.21)$$

მოლარობის საშუალებით ეს შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\bar{C}_p(T) = \bar{C}_v(T) + \bar{R} \quad (3.22)$$

თუმცა თითოეული ხვედრითი სითბო იდეალური აირისათვის ტემპერატურის ფუნქციაა, განტოლებები 3.21 და 3.22 გვიჩვენებს, რომ ხვედრითი სითბოები

მხოლოდ აირის მუდმივათი განსხვავდებიან. კონკრეტული აირისათვის ერთ-ერთი ხვედრითი სითბოს ცოდნა გამოთვლის საშუალებას იძლევა მხოლოდ აირის მუდმივას გამოყენებით. ზემოთ მოტანილი განტოლებებიდან ასევე ცხადია, რომ  $\bar{C}_p > \bar{C}_v$  და  $\bar{C}_p > \bar{C}_v$ .

იდეალური აირისათვის ხვედრითი სითბოების ფარდობა ასევე მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქციაა:

$$K = \frac{C_p(T)}{C_v(T)} \quad (3.23)$$

რადგან  $C_p > C_v$ ,  $K > 1$ . 3.20-ან გაერთიანების შედეგად ვიღებთ:

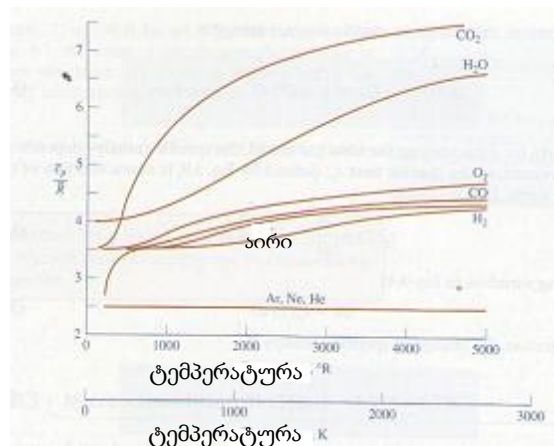
$$C_p(T) = \frac{KR}{K-1} \quad (3.24a)$$

$$C_v(T) = \frac{P}{K-1} \quad (3.24b)$$

ანალოგიური გამოსახულებები ჩაიწერება ხვედრითი სითბოებისათვის მოლარობის საფუძველზე, ოღონდ  $R$  შეიცვლება  $\bar{R}$ -ით.

### 3.7.2. ხვედრითი სითბოს ფუნქციების გამოყენება

ზემოთ მოტანილი გამოსახულებები განიხილავს იდეალური აირის ხვედრით სითბოებს როგორც ტემპერატურის ფუნქციებს. ეს ფუნქციები ხელმისაწვდომია პრაქტიკული ინტერესის მქონე აირებისათვის სხვადასხვა ფორმით, გრაფიკების, ცხრილებისა და განტოლებების ჩათვლით. ნახ.13 ნაჩვენებია  $\bar{C}_p$  ცვლილება ტემპერატურასთან ერთად რამდენიმე ცნობილი აირისათვის.



ნახ. 13.  $\bar{C}_p / \bar{R}$  დამოკიდებულება წნევაზე სხვადასხვა აირისათვის, რომლებიც განიხილება როგორც იდეალური აირი

ნაჩვენებ ტემპერატურულ დიაპაზონში  $\bar{C}_p$  იზრდება ტემპერატურასთან ერთად ყველა აირისათვის, გარდა ერთატომიანი აირებისათვის, როგორცაა  $Ar$ ,  $Ne$  და  $H$ . მათთვის  $\bar{C}_p$  მუდმივია იმ მნიშვნელობაზე, რაც პროგნოზირებულია კინეტიკური თეორიით.  $\bar{C}_p = \frac{5}{2}\bar{R}$ .

ხვედრითი სითბოები ასევე ხელმისაწვდომია განტოლების სახით. საინჟინრო ლიტერატურაში მოტანილია ასეთი განტოლებების სხვადასხვა ალტერნატიული ფორმა. განტოლებას, რომელიც შედარებით ადვილად ინტეგრირებადია, აქვს პოლინომის ფორმა:

$$\frac{\bar{C}_p}{\bar{R}} = \alpha + \beta T + \gamma T^2 + \delta T^3 + \varepsilon T^4 \quad (3.25)$$

მუდმივების  $\alpha, \beta, \gamma$  და  $\delta$  პოვნა შეიძლება შესაბამის ცხრილებში.

იდეალური აირის ხვედრითი სითბოს მონაცემების წყაროა ექსპერიმენტი. ხვედრითი სითბოების განსაზღვრა შეიძლება მაკროსკოპულად ზუსტი გაზომვებით. ზღვარში, როდესაც წნევა მიისწრაფის ნულისკენ, აირის თვისებებს ახასიათებთ ტენდენცია გაუტოლდნენ იდეალური აირის მოდელით დადგენილ მნიშვნელობებს, ასე რომ, აირის მაკროსკოპული გზით განსაზღვრულ თვისებებს, რომლებიც ექსტრაპოლირებულია ძალიან დაბალი წნევებისკენ, შეიძლება ვუწოდოთ **ნულოვანი-წნევის** ხვედრითი სითბოები ან **იდეალური აირის** ხვედრითი სითბოები. თუმცა ასეთი სითბოების მიღება შეიძლება მაკროსკოპულად დადგენილი ექსპერიმენტული მონაცემებიდან, დღესდღეობით ეს იშვიათად კეთდება, რადგან იდეალური აირის ხვედრითი სითბოები შეიძლება ადვილად გამოითვალოს **სპექტრული** მონაცემებიდან, რომლებიც ასევე მიიღება ექსპერიმენტულად დიდი სიზუსტით. იდეალური აირის ხვედრითი სითბოების განსაზღვრა ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი დარგია, სადაც **მაკროსკოპულ მიახლოებას** მნიშვნელოვანი წვლილი შეაქვს საინჟინრო თერმოდინამიკის გამოყენებაში.

### 3.8. ენერჯის ბალანსის გამოყენება მუდმივი ხვედრითი სითბოების საშუალებით.

როდესაც ვუშვებთ, რომ ხვედრითი სითბოები მუდმივია, მიიღება გამოსახულებები:

$$u(T_2) - u(T_1) = C_v(T_2 - T_1) \quad (3.26)$$

$$h(T_2) - h(T_1) = C_p(T_2 - T_1) \quad (3.27)$$

ეს განტოლებები ხშირად გამოიყენება თერმოდინამიკური ანალიზისათვის იდეალური აირების ჩათვლით, რადგან მათი გამოყენება შესაძლებელია მრავალი პროცესის დამუშავება-განვითარებისათვის.

ზუსტად რომ ვთქვათ,  $C_v$  და  $C_p$ -ს მუდმივი მნიშვნელობები 3.26 და 3.27 განტოლებებში საშუალო სიდიდეებია, რომლებიც შემდეგნაირად გამოითვლება:

$$C_v = \frac{\int_{T_1}^{T_2} C_v(T) dT}{T_2 - T_1}, \quad C_p = \frac{\int_{T_1}^{T_2} C_p(T) dT}{T_2 - T_1}$$

მაგრამ, როდესაც  $C_v$  -ს ან  $C_p$  -ს ცვლილება მოცემულ ტემპერატურულ დიაპაზონში უმნიშვნელოა, შემოდის ცდომილება, რადგან ხვედრით სითბოს განვიხილავთ როგორც  $L$  ხვედრითი სითბოების მნიშვნელობების საშუალო არითმეტიკულს ორ საბოლოო ტემპერატურაზე. ალტერნატიულიად, შეიძლება გამოვიყენოთ ხვედრითი სითბო საშუალო ტემპერატურაზე.

### 3.9. პოლიტროპული პროცესის დამოკიდებულებები

პოლიტროპული პროცესი არის კვაზიწონასწორული პროცესი, რომელიც ასე აღიწერება:

$$pV^n = \text{const} \quad (3.28)$$

ან ხვედრითი მოცულობის საშუალებით:  $pV^n = \text{const}$ . აქ  $n$  არის მუდმივა.

პოლიტროპული პროცესისათვის ორ მდგომარეობას შორის

$$P_1 V_1^n = P_2 V_2^n \text{ ან } \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n \quad (3.29)$$

ხარისხის მაჩვენებელს  $n$  შეუძლია მიიღოს ნებისმიერი მნიშვნელობა  $-\infty$ -დან  $+\infty$  -მდე პროცესის სპეციფიკიდან გამომდინარე. როდესაც  $n = 0$ , პროცესი

იზობარულია (მუდმივ წნევაზე) და როდესაც  $n = \pm\infty$ , პროცესი იზოქორულია (მუდმივი მოცულობა)

პოლიტროპული პროცესისათვის

$$\int_1^2 p dV = \frac{P_2 V_2 - P_1 V_1}{1-n} \quad (n \neq 1) \quad (3.30)$$

ნებისმიერი  $n$ -სთვის, გარდა  $n = 1$ -სა. როდესაც  $n = 1$

$$\int_1^2 p dV = P_1 V_1 n \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (n = 1) \quad (3.31)$$

განტოლებები 3.28-3.31 გამოიყენება ნებისმიერი აირისათვის (ან სითხისათვის), რომელიც მონაწილეობს პოლიტროპულ პროცესში. როდესაც მდგომარეობის იდეალური აირის განტოლება შეაქვთ 3.29-3.31 განტოლებებში, შესაბამისად, მიიღება შემდეგი გამოსახულებები:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(n-1)/n} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1} \quad (3.32)$$

$$\int_1^2 p dV = \frac{mR(T_2 - T_1)}{1-n} \quad (n \neq 1) \quad (3.33)$$

$$\int_1^2 p dV = mRThn \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (n = 1) \quad (3.34)$$

იდეალური აირისათვის,  $n = 1$  შემთხვევა შეესაბამება იზოთერმულ (მუდმივი ტემპერატურა) პროცესს.

## თავი 4. ღია სისტემის ანალიზი ენერჯის გამოყენებით

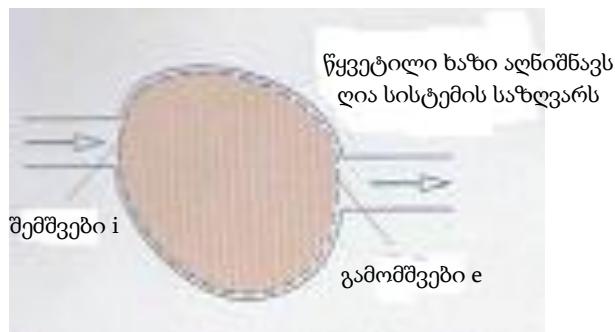
ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- აჩვენოს მთავარი ცნებების გაგება, რომლებიც დაკავშირებულია ღია სისტემის ანალიზთან, კერძოდ, განსხვავება სტაციონარულ და გარდამავალ ანალიზს შორის, განსხვავება მასის ნაკადის ხარჯსა და მოცულობითი ნაკადის ხარჯს შორის და ერთგანზომილებიანი ნაკადის და ნაკადის მუშაობის აზრი.
- გამოიყენოს მასის და ენერჯის ბალანსები ღია სისტემებისათვის.
- დაამუშავოს შესაბამისი საინჟინრო მოდელები ღია სისტემებისათვის, განსაკუთრებული ყურადღება მიაქციოს საინჟინრო პრაქტიკაში გამოყენებული კომპონენტების ანალიზს.
- სწორად გამოიყენოს თვისებების მონაცემები ღია სისტემის ანალიზისას.

### 4.1. მასის შენახვა ღია სისტემისათვის

#### 4.1.1. მასის ხარჯის ბალანსის გამოყენება

ღია სისტემისათვის მასის ხარჯის ბალანსი შემოდის ნახ. 14-ით, რომელიც გვიჩვენებს ღია სისტემას მასით, რომელიც შედის  $i$ -ი შემშვებით და გამოდის  $e$ -გამომშვებით.



ნახ.14. ერთშემშვებიანი და ერთგამომშვებიანი ღია სისტემა

ასეთი სისტემისათვის მასის შენახვის პრინციპის თანახმად:

[ღია სისტემაში მყოფი მასის დროით წარმოებული დროის  $t$  მომენტში]=[დროის  $t$  მომენტში  $i$  შემშვების გავლით მასის ნაკადის დროით წარმოებული] – [დროის  $t$  მომენტში  $e$  გამომშვების გავლით მასის ნაკადის დროით წარმოებული].



აღნიშნოთ დროის  $t$  მომენტში მასა ღია სისტემაში როგორც  $m_{eV}(t)$ . მაშინ მასის შენახვის პრინციპი ასე გამოისახება:

$$\frac{dm_{eV}}{dt} = \dot{m}_i - \dot{m}_e \quad (4.1)$$

სადაც  $dm_{eV}/dt$  არის ღია სისტემაში მასის ცვლილების დროით წარმოებული და  $\dot{m}_i$  და  $\dot{m}_e$  მასის ნაკადის მყისიერი ხარჯია, შესაბამისად, შემშვებზე და გამომშვებზე. ისევე როგორც  $\dot{W}$  და  $\dot{Q}$  სიმბოლოების შემთხვევაში, წერტილები  $\dot{m}_i$  და  $\dot{m}_e$  სიდიდეებზე აღნიშნავენ გადაცემის დროით წარმოებულს. SI სისტემაში 4.1. განტოლების ყველა წევრის განზომილებაა კგ/წმ.

ძირითადად, საზღვარზე შეიძლება იყოს რამდენიმე ადგილი, სადაც მასა შედის ან გამოდის. ეს შეიძლება აისახოს ჯამით:

$$\frac{dm_{CV}}{dt} = \sum_i \dot{m}_i - \sum_e \dot{m}_e \quad (4.2)$$

განტოლება 4.2 არის მასის ხარჯის ბალანსი რამდენიმე შემშვებიანი და გამომშვებიანი ღია სისტემისათვის. ეს არის მასის შენახვის ფორმა, რომელიც საყოველთაოდ გამოიყენება ტექნოლოგიაში.

#### 4.1.2. მასის ნაკადის ხარჯის გამოთვლა

მასის ნაკადის ხარჯის,  $\dot{m}$ , გამოთვლა ნივთიერებისათვის, რომელიც შედის ან გამოდის ღია სისტემაში, შეიძლება მივიღოთ ადგილობრივი თვისებების საშუალებით, თუ განვიხილავთ ნივთიერების მცირე რაოდენობას, რომელიც გაედინება  $V$  სიჩქარით ზრდადი  $dA$  ფართის გავლით  $\Delta t$  დროის ინტერვალში (ნახ. 15).



ნახ.15. მასის ხარჯის სიჩქარის გამოსახულების გამოყვანის ილუსტრირება

რადგან არ არის აუცილებელი, რომ ღია სისტემის ნაწილი, რომლის გავლითაც მასა გაედინება, იყოს უძრავი, ნახაზზე ნაჩვენები სიჩქარე განიხილება  $dA$  ფართის მიმართ. სიჩქარე შეიძლება დაიშალოს ნორმალურ (პერპენდიკულარულ) და ტანგენციალურ (მხებ) მდგენელებად.  $dA$  ფართის შემცველი სიბრტყის მიმართ.  $V_n$  აღნიშნავს ფარდობითი სიჩქარის მდგენელს, რომელიც პერპენდიკულარულია  $dA$ -ს მიმართ ნაკადის მიმართულებით.

ნივთიერების **მოცულობა**, რომელიც გადის  $dA$ -ს დროის  $\Delta t$  ინტერვალში, არის დახრილი ცილინდრი მოცულობით, რომელიც ტოლია  $dA$  ფართობის და მისი სიმაღლის ნამრავლისა  $\Delta t$ -ზე. ამ სიდიდის სიმკვრივეზე,  $\rho$ , გამრავლება იძლევა მასის რაოდენობას, რომელიც გაედინება  $dA$ -ში  $\Delta t$  დროის განმავლობაში:

$$[\text{მასის რაოდენობა, რომელიც გაედინება } dA\text{-ში } \Delta t \text{ ინტერვალში}] = \rho(V_n \Delta t) dA$$

ამ განტოლების ორივე მხარის  $\Delta t$ -ზე გაყოფით და ზღვარის დაშვებით, როდესაც  $\Delta t \rightarrow 0$ , მყისიერი მასის ხარჯი იქნება

$$[\text{მასის ნაკადის მყისიერი ხარჯი } dA\text{-ს გავლით}] = \rho V_n dA$$

$A$  ფართობით ინტეგრირების შემდეგ მიიღება:

$$m = \int_A \dot{V}_n dA \quad (4.3)$$

## 4.2. ენერჯის შენახვა ღია სისტემისათვის

### 4.2.1. ენერჯის ბალანსი ღია სისტემისათვის

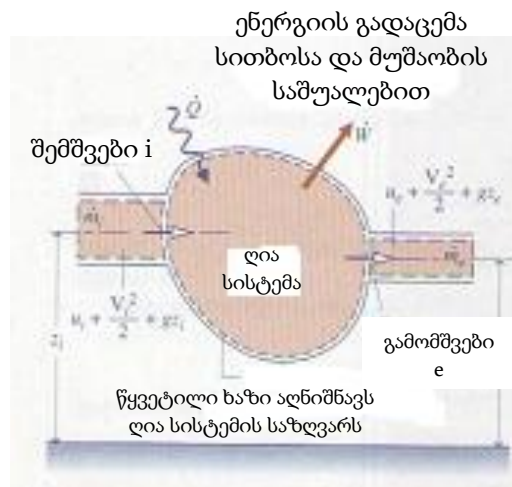
**ენერჯის შენახვის პრინციპი** ღია სისტემისათვის ამტკიცებს:

[ღია სისტემაში არსებული ენერჯის ცვლილების დროით წარმოებული  $t$  დროში] = [საერთო ხარჯს, როდესაც ენერჯია გადაეცემა სისტემას სითბოს გადაცემის საშუალებით  $t$  დროში] - [საერთო ხარჯს, როდესაც ენერჯია გადაეცემა სისტემიდან მუშაობის საშუალებით  $t$  დროში] + [ღია სისტემაში ენერჯის გადაცემის სრული წარმოებული, რასაც თან სდევს მასის ნაკადი].

ერთ შემშვებიან და ერთ გამომშვებიან ღია სისტემისათვის ერთგანზომილებიანი ნაკადით (ნახ. 16), ენერჯის ხარჯის ბალანსი ასეთია:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} + \underbrace{m_i \left( U_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i \right)}_{\text{ინტერფეისი } i} - \underbrace{m_e \left( U_e + \frac{V_e^2}{2} + gz_e \right)}_{\text{ინტერფეისი } e} \quad (4.4)$$

სადაც  $E_{CV}$  არის ღია სისტემის ენერგია დროის  $t$  მომენტში. წევრები  $Q$  და  $\dot{W}$ , შესაბამისად, აღნიშნავენ ენერგიის გადაცემას სითბოს და მუშაობის საშუალებით ღია სისტემის საზღვრის გავლით  $t$  დროში. ხაზგასმული წევრები შემავალი და გამომავალი ნაკადების შიდა, კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების გადაცემის წარმოებულეა. თუ არ არის მასის ნაკადი სისტემაში ან სისტემიდან; ეს წევრები განტოლება 4.4-დან ამოვარდება.



ნახ.16. ენერგიის ხარჯის ბალანსის გამოსახულების გამოყენების ილუსტრირება

#### 4.2.2. მუშაობის გამოთვლა ღია სისტემისათვის

რადგან მუშაობა ყოველთვის სრულდება ღია სისტემაზე ან მის მიერ, როდესაც ნივთიერება გაედინება საზღვრის გავლით, ხელსაყრელია წევრი  $\dot{W}$  4.4 განტოლებაში გაიყოს **ორ ნაწილად**. პირველი არის მუშაობა, დაკავშირებული ნაკადის წნევასთან, როდესაც მასა შედის შემშვებში და გამოდის გამომშვებიდან. მეორე, აღნიშნული  $\dot{W}_{CV}$ -თი არის ყველა სხვა დანარჩენი მუშაობა, დაკავშირებული მბრუნავ ლილვებთან, საზღვრის გადაადგილებასთან და ელექტრულ ეფექტებთან.

განვიხილოთ მუშაობა გამომშვებზე  $e$ , დაკავშირებული მოძრავი ნივთიერების წნევასთან. მუშაობის საშუალებით ენერგიის გადაცემის სიდიდე არის ძალის და სიჩქარის ნამრავლი ამ ძალის მოდების წერტილში. შესაბამისად, მნიშვნელობა, რომელზეც ეს მუშაობა სრულდება გამომშვებზე ნორმალური ძალის მიერ

(რომელიც პერპენდიკულარულია გამოშვების ფართისა ნაკადის მიმართულებით) არის ნორმალური ძალის  $p_e A_e$  და ნაკადის სიჩქარის  $V_e$  ნამრავლი. ე. ი.

$$[\text{ღია სისტემიდან } e \text{ გამომშვებზე მუშაობის საშუალებით ენერჯის გადაცემის დროით წარმოებული}] = (p_e A_e) V_e \quad (4.5)$$

სადაც  $p_e$  არის წნევა,  $A_e$  არის ფართობი და  $V_e$  არის სიჩქარე  $e$  გამომშვებზე. ანალოგიური გამოსახულება შეიძლება ჩაიწეროს ენერჯის გადაცემაზე მუშაობის საშუალებით შემშვებზე.

ყოველივე ამის გათვალისწინებით მუშაობის წევრი  $\dot{W}$  შეიძლება შემეგნაირად ჩაიწეროს:

$$\dot{W} = \dot{W}_{CV} + (p_e A_e) V_e - (p_i A_i) V_i \quad (4.6)$$

სადაც, ნიშნების წესის თანახმად, წევრი შემშვებისათვის უარყოფითია, რადგან ენერჯია გადაეცემა ღია სისტემის შიგნით. დადებითი ნიშანი გამომშვებზე მუშაობის წევრზე განპირობებულია ენერჯის გადაცემით ღია სისტემიდან გარეთ. რადგან  $AV = \dot{m}v$ , მივიღებთ

$$W = W_{CV} + \dot{m}_e (p_e V_e) - \dot{m}_i \left( \frac{P_i}{V_i} \right) \quad (4.7)$$

სადაც  $\dot{m}_i$  და  $\dot{m}_e$  მასის ნაკადის წარმოებულებია და  $v_i$  და  $v_e$  ხვედრითი მოცულებებია, გამოთვლილი შემშვებზე და გამომშვებზე. განტოლება 4.7 ის წევრები  $\dot{m}_i (P_e v_e)$  ეხება მუშაობას, რომელიც დაკავშირებულია წნევასთან, შესაბამისად, შემშვებზე და გამომშვებზე. ჩვეულებრივ, ისინი განიხილება როგორც **ნაკადის მუშაობა**. წევრი  $\dot{W}_{CV}$  ეხება ყველა სხვა ენერჯის გადაცემას მუშაობის საშუალებით საზღვრის გავლით.

#### 4.2.3. ერთგანზომილებიანი ნაკადი ღია სისტემის ენერჯის ბალანსისათვის

4.7 განტოლების 4.4-ში ჩასმით და იმ წევრების გადაადგილებით, რომლებიც ეხება შემშვებს და გამომშვებს, ცალ-ცალკე გამოსახულებებში, მიიღება შემდეგი გამოსახულება ღია სისტემის ენერჯის ხარჯის ბალანსისათვის

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{ev} - \dot{W}_{ev} + \dot{m}_i \left( U_i + P_i v_i + \frac{v_i^2}{2} + g z_i \right) - \dot{m}_e \left( U_e + P_e v_e + \frac{v_e^2}{2} + g z_e \right) \quad (4.8)$$

ინდექსი "CV" ემატება  $Q$ , რათა ხაზი გაესვას იმას, რომ ეს არის სითბოს გადაცემის წარმოებული ღია სისტემის საზღვარზე.

ამ განტოლების ორი უკანასკნელი წევრი შეიძლება გადაიწეროს ხვედრითი ენთალპიის,  $h$ , გამოყენებით. რადგან  $h = u + pv$ , ენერჯიის ხარჯის ბალანსი ასე ჩაიწერება:

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum m_i \left( h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i \right) - \sum m_e \left( h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) \quad (4.9)$$

$n + pv$  ჯამის შემოსვლა ღია სისტემის ენერჯიის განტოლებაში მთავარი საფუძველია ენთალპიის შემოსატანად. ენთალპიის გამოყენებით ენერჯიის ხარჯის ბალანსის ალგებრული ფორმა მარტივდება.

პრაქტიკაში საზღვარზე შეიძლება იყოს რამდენიმე ადგილი, რომლის გავლითაც მასა გადის ან შემოდის. აქაც, ისევე როგორც მასის ბალანსში, შემოდის ჯამი და, შესაბამისად

$$\frac{dE_{CV}}{dt} = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum m_i \left( h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i \right) - \sum m_e \left( h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) \quad (4.10)$$

განტოლება 4.10 არის ღია სისტემის ენერჯიის ბალანსი. ის ამტკიცებს, რომ ენერჯიის ხარჯის ზრდა ან შემცირება ღია სისტემაში ტოლია ენერჯიის გადაცემის სიდიდეებს შორის სხვაობისა სისტემის შიგნით ან მისი საზღვრის გავლით. როგორც ეს დახურულ სისტემებშია, ენერჯიის გადაცემის მექანიზმებია სითბო და მუშაობა და ენერჯია, რაც თან ახლავს მასის შესვლას ან გამოსვლას.

#### 4.2.4. ღია სისტემის ენერჯიის ბალანსის ინტეგრალური ფორმა

ისევე როგორც მასის ბალანსის შემთხვევაში, ენერჯიის ბალანსი შეიძლება გამოისახოს ლოკალური თვისებების საშუალებით, რათა მივიღოთ ფორმები, რომლებიც ფართოდ გამოიყენება. ამრიგად, წევრი  $E_{CV}(t)$ , რომელიც წარმოადგენს მთლიან ენერჯიას, დაკავშირებულს ღია სისტემასთან  $t$  დროში, შეიძლება ჩაიწეროს როგორც მოცულობითი ინტეგრალი

$$E_{CV}(t) = \int_V p e dV = S_V P \left( u + \frac{v^2}{2} + gz \right) dv \quad (4.11)$$

ამ შემთხვევაშიც შემოდის ჯამი

$$\int_V p e dV = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum_i S_A \left[ h + \frac{v^2}{2} + gz \right] p V_n dA \Big|_i - \sum_e S_A \left[ h + \frac{v^2}{2} + gz \right] p V_n dA \Big|_e \quad (4.12)$$

ენერჯიის ბალანსის დამატებითი ფორმების მიღება შეიძლება, თუ სითბოს გადაცემის წარმოებულს  $\dot{Q}_{CV}$  გამოვსახავთ როგორც **სითბოს ნაკადის** ინტეგრალს ღია სისტემის მთელ საზღვარზე და მუშაობას  $-\dot{W}_{CV}$  როგორც საზღვრის მოძრავი ადგილების ნორმალურ და მხებ დამაბულობას.

## თავი 5. თერმოდინამიკის მეორე კანონი

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- განმარტოს ძირითადი ცნებები, დაკავშირებული თერმოდინამიკის მეორე კანონთან, კერძოდ, ამ კანონის ალტერნატიული დებულებები, შიდა შექცევადი პროცესი და კელვინის ტემპერატურული სკალა.
- ჩამოთვალოს რამდენიმე მნიშვნელოვანი შეუქცევადი პროცესი.
- შეაფასოს ენერგოციკლების და გაცივების და გათბობის დატუმბვის ციკლების მქ.
- აღწეროს კანონის ციკლი.
- მოახდინოს კლაუზიუსის უტოლობის ინტერპრეტირება.

### 5.1. მეორე კანონის შემოტანა

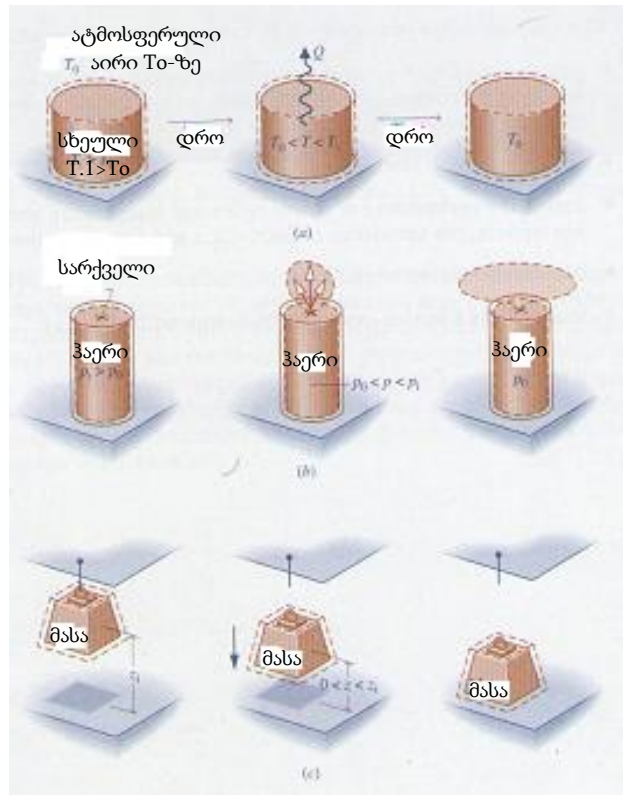
#### 5.1.1. მეორე კანონის მოტივაცია

ყოველდღიური გამოცდილებიდან ჩანს, რომ არსებობს თავისთავადი პროცესების გარკვეული მიმართულება. ამის დადგენა შეიძლება სამი სისტემის განხილვით (ნახ. 17).

- **სისტემა ა.** ობიექტი, რომელიც გაზრდილ ტემპერატურაზეა,  $T_i$ , კონტაქტშია ატმოსფერულ ჰაერთან,  $T_o$ , საბოლოო ჯამში ცივდება გარემოს ტემპერატურამდე (ნახ. 17ა). ენერგიის შენახვის პრინციპის თანახმად, სხეულის შიდა ენერგია მცირდება, როდესაც იზრდება გარემოს შიდა ენერგია. **შებრუნებული** პროცესი არ ხდება თავისთავად, მაშინაც კი, როდესაც ენერგია ინახება. გარემოს შიდა ენერგია არ შემცირდება თავისთავად, როდესაც სხეული თბება  $T_o$ -ან მის საწყის ტემპერატურამდე.
- **სისტემა ბ.** ჰაერი, რომელიც დახურულ ავზშია მაღალ წნევაზე  $p_i$ , თავისთავად მოძრაობს უფრო დაბალი წნევის მქონე  $P_o$  გარემოსაკენ, როდესაც გაიღება შემაერთებელი სარქველი (ნახ. 17 ბ). საბოლოო ჯამში, ჰაერის დინება ჩერდება და მთელი ჰაერი იგივე ტემპერატურაზეა, რაც გარემო. ექსპერიმენტიდან გამომდინარე ცხადია, რომ **შებრუნებული** პროცესი არ ხდება თავისთავად,

მაშინაც კი, როდესაც ენერგია ინახება: ჰაერი თავისთავად ვერ გადავა გარემოდან (P0) ავზში და ვერ დაუბრუნდება წნევის საწყის მნიშვნელობას.

- **სისტემა გ.** მასა, რომელიც დაკიდებულია კაბელით  $Z_1$  სიმაღლეზე, განთავისუფლებისას ვარდება (ნახ 17გ). როდესაც ის ხდება უძრავი, მასის პოტენციური ენერგია მის საწყის მდგომარეობაში ვლინდება როგორც მასის და მისი გარემოს შიდა ენერგიის ზრდა ენერგიის შენახვის პრინციპის შესაბამისად. საბოლოო ჯამში, მასა ყოველთვის ისწრაფვის უფრო დიდი ზომის გარემოს ტემპერატურისაკენ. **შებრუნებული** პროცესი არ ხდება თავისთავად, მაშინაც კი როდესაც ენერგია ინახება. მასა თავისთავად ვერ დაუბრუნდება საწყის სიმაღლეს, თუმცა მისი და/ან გარემოს შიდა ენერგია მცირდება.



ნახ.17. თავისთავადი პროცესების და გარემოსთან წონასწორობის მიღწევის ილუსტრირება

(a) სითბოს თავისთავადი გადაცემა

(b) თავისთავადი გაფართოება

(c) ვარდნილი მასა

სამივე შემთხვევაში სისტემის საწყისი მდგომარეობა აღდგება, მაგრამ არა თავისთავადი პროცესით. ამისათვის საჭიროა გარკვეული დამატებითი მოწყობილობა. ასეთი საშუალებით ობიექტი შეიძლება ხელმეორედ გათბეს მის საწყის ტემპერატურამდე, ჰაერი შეიძლება დაბრუნდეს ავზში და აღდგეს მისი საწყისი წნევა და მასა შეიძლება აიწიოს საწყის სიმაღლემდე. ასევე, სამივე შემთხვევაში, ჩვეულებრივ, საჭიროა სათბობი ან ენერგომომარაგება დამატებითი მოწყობილობის მუშაობისათვის. ასე რომ, შედეგი იქნება გარემოს პირობების მუდმივი ცვლილება.

### **დასკვნები**

ზემოთ ჩატარებული განხილვა გვიჩვენებს, რომ პროცესებიდან, რომლებიც თავსებადია ენერჯის შენახვის პრინციპთან, ყველა არ მიმდინარეობს. ძირითადად, ცალკე აღებული ენერჯის ბალანსი არ იძლევა უპირატესი მიმართულების პროგნოზირების საშუალება და ასევე ვერ განასხვავებს პროცესებს, რომლებიც შეიძლება მიმდინარეობდნენ, იმათგან, რომელთა განხორციელება შეუძლებელია. ელემენტარულ შემთხვევებში (ნახ. 17), შეიძლება დავასკვნათ, მიმდინარეობენ თუ არა თავისთავადი პროცესები და განვსაზღვროთ მათი მიმართულებები. უფრო რთულ შემთხვევებში აუცილებელია სახელმძღვანელო პრინციპი. ამას უზრუნველყოფს მეორე კანონი.

ამ განხილვამ ასევე აჩვენა, რომ მარტოდ დარჩენილი სისტემები ისწრაფვიან თავისთავადი ცვლილებებისაკენ, სანამ არ მიიღწევა წონასწორული პირობები, როგორც შიდა, ასევე გარემოსი. რიგ შემთხვევებში წონასწორობა სწრაფად მყარდება, სხვა შემთხვევაში-ნელა. მაგალითად, ზოგიერთი ქიმიური რეაქციისას წონასწორობა მიიღწევა წამების განმავლობაში, ყინულის კუბიკი ღლვება რამდენიმე წუთში და რკინის ღეროს სჭირდება წლები დაჟანგვისათვის. იმისდა მიუხედავად არის პროცესი სწრაფი თუ ნელი, ის, რასაკვირველია, უნდა აკმაყოფილებდეს ენერჯის შენახვის პრინციპს. მაგრამ მხოლოდ ეს არასაკმარისია საბოლოო წონასწორული მდგომარეობის განსაზღვრისათვის. საჭიროა სხვა ზოგადი პრინციპი. ამას უზრუნველყოფს მეორე კანონი.



### 5.1.2. მუშაობა

პრინციპში, შესაძლებელია მუშაობის შესრულება წონასწორობის მიღწევისას თავისთავადი პროცესების გამოყენებით.

მაგალითად, იმის ნაცვლად, რომ სხეულს მიეცეს საშუალება თავისთავად გაცივდეს სხვა რაიმე შედეგის გარეშე (ნახ. 17), ენერგია სისტემას, რომელიც მონაწილეობს ენერგოციკლში, შეიძლება მიეწოდოს სითბოს გადაცემის საშუალებით, რათა შესრულდეს მუშაობის სრული რაოდენობა. როდესაც ობიექტი მიაღწევს წონასწორობას გარემოსთან, პროცესი შეწყდება. თუმცა არსებობს **შესაძლებლობა** მუშაობის შესასრულებლად ამ შემთხვევაში, ეს შესაძლებლობა არ გამოდგება, თუ სხეული ცივდება რაიმე მუშაობის განვითარების გარეშე. ანალოგიური მოსაზრებების მოტანა შესაძლებელია ნახ. 17ბ და ნახ 17გ შემთხვევებისათვის.

ეს განხილვები შეიძლება შეჯამდეს იმის აღნიშვნით, რომ თუ ორ სისტემას შორის ადგილი აქვს დისბალანსს, არის საშუალება მუშაობის განვითარებისა, რომელიც სამუდამოდ დაიკარგება, თუ სისტემებს აქვთ წონასწორობის მდგომარეობაში დაბრუნების შესაძლებლობა უკონტროლო გზით. ამასთან დაკავშირებით ისმის ორი კითხვა:

1. რა არის მუშაობის თეორიულად მაქსიმალური მნიშვნელობა, რომლის მიღწევაც შესაძლებელია?
2. რომელი ფაქტორები უშლის ხელს ამ მაქსიმუმის რეალიზაციას?

ის, რომ შეიძლება იყოს მაქსიმალური მნიშვნელობა, სრულ თანხვედრაშია გამოცდილებასთან. ასევე გამოცდილებიდან გამომდინარეობს იდეა, რომ საუკეთესო ხელსაწყოებიც კი განიცდიან ისეთი ფაქტორების გავლენას, როგორცაა, მაგალითად, ხახუნი, რაც ხელს უშლის თეორიულად მაქსიმალური მუშაობის მიღწევას. მეორე კანონი იძლევა იმის საშუალებას, რომ განისაზღვროს თეორიული მაქსიმუმი და რაოდენობრივად შეფასდეს ფაქტორები, რომლებიც ხელს უშლიან ამ მაქსიმუმის მიღწევას.

### 5.1.3. მეორე კანონის ასპექტები

მეორე კანონს და მის დასკვნებს მრავალი გამოყენება აქვთ:

1. პროცესების მიმართულების პროგნოზირება
2. წონასწორული პირობების დადგენა
3. ციკლების, ძრავების და სხვა დანადგარების მაქსიმალური თეორიული მქკ-ს დადგენა
4. იმ ფაქტორების რაოდენობრივი შეფასება, რომლებიც ხელს უშლიან მაქსიმალური თეორიული მქკ-ს მიღწევას
5. ტემპერატურული სკალის განსაზღვრა, რომელიც დამოკიდებულია ნებისმიერი თერმომეტრული ნივთიერების თვისებებისაგან
6. საშუალებების შემუშავება ისეთი თვისებების შეფასებისათვის, როგორცაა  $u$  და  $h$  იმ თვისებების გამოყენებით, რომლებიც შედარებით ადვილად მიიღება ექსპერიმენტულად.

ჩამოთვლილი ექვსი პუნქტი შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორე კანონის ასპექტები და არა როგორც დამოუკიდებელი და არადაკავშირებული იდეები. მიუხედავად ამისა, ამ მნიშვნელოვანი დარგების ჩამოთვლით, ადვილია იმის გაგება, თუ რატომ არ არის მეორე კანონის ერთადერთი ფორმულირება.

### 5.2. მეორე კანონის ფორმულირებები

ცნობილია თერმოდინამიკის მე-2 კანონის სამი ალტერნატიული ფორმულირება: 1 -კლაუზიუსის, 2 - კელვინ-პლანკის და 3 -ენტროპიის.

#### კლაუზიუსის ფორმულირება ასეთია:

შეუძლებელია, რომ ნებისმიერი სისტემის მუშაობისას ერთადერთი შედეგი იყოს ენერჯიის გადაცემა სითბოს საშუალებით ცივი სხეულიდან ცხელ სხეულზე.

კლაუზიუსის ფორმულირება არ გამორიცხავს ენერჯიის გადაცემის შესაძლებლობას სითბოს საშუალებით უფრო ცივი სხეულიდან უფრო ცხელ სხეულზე, რადგან ზუსტად ეს არის ის, რასაც ასრულებენ მაცივრები და სითბოს ტუმბოები. მაგრამ რადგან ფორმულირებაში ნახმარია სიტყვა „ერთადერთი შედეგი“,

სისტემაში უნდა იყოს **სხვა ეფექტებიც**. თუ სისტემა ასრულებს თერმოდინამიკურ ციკლს, მისი საწყისი მდგომარეობა აღდგება ყოველი ციკლის შემდეგ, ასე რომ, ერთადერთი ადგილი, რომელიც უნდა შემოწმდეს ასეთი **სხვა ეფექტებისათვის**, არის მისი გარემო.

### **კელვინ-პლანკის ფორმულირება**

შემოვიტანოთ სითბოს საცავის ცნება. სითბოს საცავის ან, უბრალოდ, საცავი არის სისტემის სპეციალური სახე, რომელიც ყოველთვის ინარჩუნებს მუდმივ ტემპერატურას, მაშინაც კი, როდესაც ენერგია მატულობს ან მცირდება სითბოს გადაცემის საშუალებით. რასაკვირველია, საცავი არის იდეალიზება, მაგრამ ასეთ სისტემასთან მიახლოება შეიძლება მრავალი გზით - ჰაერის ატმოსფეროდან, წყლის დიდი მასებიდან (ტბები, ოკეანეები), სპილენძის დიდი ნაჭრიდან და სისტემიდან, რომელიც შედგება ორი ფაზიდან გარკვეულ წნევაზე (ორი ფაზის მასების ფარდობა იცვლება, როდესაც სისტემა თბება ან ცივდება მუდმივი წნევის დროს, ტემპერატურა რჩება მუდმივი, სანამ ორივე ფაზა თანაარსებობს). სითბოს საცავის ექსტენსიური თვისებები, როგორცაა შიდა ენერგია, შეიძლება შეიცვალოს სხვა სისტემებთან ურთიერთქმედებისას მაშინაც კი, როდესაც საცავის ტემპერატურა მუდმივია.

მეორე კანონის **კელვინ-პლანკის ფორმულირება** ასეთია:

**შეუძლებელია, რომ ნებისმიერმა სისტემამ შეასრულოს თერმოდინამიკური ციკლი და მიაწოდოს ენერგიის მთლიანი რაოდენობა მუშაობის საშუალებით გარემოს, როდესაც ის იღებს ენერგიას სითბოს გადაცემის საშუალებით სითბოს ერთი საცავიდან.**

ეს ფორმულირება არ გამორიცხავს სისტემის შესაძლებლობას შეასრულოს სრული მუშაობა სითბოს მიწოდების საშუალებით, რომელიც მიღებულია ერთი საცავიდან. ის მხოლოდ გამორიცხავს ამ შესაძლებლობას, თუ სისტემა ასრულებს თერმოდინამიკურ ციკლს.

ეს ფორმულირება შეიძლება ანალიზური სახითაც ჩაიწეროს ამისათვის განვიხილოთ ციკლში მონაწილე სისტემა, რომელიც ცვლის ენერგიას სითბოს გადაცემის საშუალებით **ერთ** საცავთან.

პირველი და მეორე კანონით შემოდის შეზღუდვები:

- პირველი კანონი აწესებს შეზღუდვას სრული მუშაობის და სითბოს გადაცემაზე სისტემასა და გარემოს შორის, ციკლის ენერგობალანსიდან გამომდინარე.

$$W_{\text{ციკლ}} = Q_{\text{ციკლ}}$$

ანუ მთლიანი მუშაობა შესრულებული ციკლში მონაწილე სისტემის მიერ (ან მასზე), ტოლია სრული სითბოს გადაცემისა სისტემაზე (ან მისგან). თუმცა ციკლის ენერგობალანსი საშუალებას იძლევა, რომ  $W_{\text{ციკლ}}$  იყოს დადებითი ან უარყოფითი, მეორე კანონი აწესებს შეზღუდვას.

- კელვინ - პლანკის ფორმულირების თანახმად, ციკლში მონაწილე სისტემა, თუ ის სითბურ კონტაქტშია ერთ საცავთან, ვერ მიაწვდის მუშაობის სრულ რაოდენობას გარემოს. ციკლის მუშაობა **ვერ იქნება დადებითი**. მაგრამ ეს ფორმულირება არ გამორიცხავს შესაძლებლობას, რომ სისტემაზე ენერჯის გადაცემას მუშაობის საშუალებით ექნება ადგილი ან იმას, რომ სრული მუშაობა იქნება ნულის ტოლი. ამრიგად, ამ ფორმულირების ანალიზური ფორმა ასეთია:

$$W_{\text{ციკლ}} \leq 0 \quad (\text{ერთი საცავი}) \quad (5.1)$$

სადაც სიტყვები ერთი საცავი დამატებულია იმის გასააზრებლად, რომ სისტემა სითბურ კონტაქტშია მხოლოდ ერთ საცავთან, როდესაც ის ასრულებს ციკლს.

### **მეორე კანონის ფორმულირება ენტროპიის საშუალებით**

მასა და ენერჯია სისტემების ექსტენსიური თვისებების ცნობილი მაგალითებია. ენტროპია ასევე მნიშვნელოვანი ექსტენსიური თვისებაა.

ისევე როგორც მასა და ენერჯია **გამოითვლება** მასის და ენერჯის ბალანსებიდან, ენტროპიაც გამოითვლება **ენტროპიის ბალანსიდან**. ანუ ენტროპიის ბალანსი ადგენს:

[ენტროპიის რაოდენობის ცვლილება სისტემის შიგნით დროის რომელიღაც ინტერვალში] = [ენტროპიის სრულ რაოდენობას, რომელიც გადაიცემა სისტემის საზღვრის გავლით დროის ინტერვალში] + [ენტროპიის რაოდენობა, რომელიც წარმოიქმნება სისტემის შიგნით დროის ინტერვალში]. (5.2)

მასის და ენერჯის მსგავსად **ენტროპია შეიძლება გადაიცეს სისტემის საზღვრის გავლით**. დახურული სისტემებისათვის არის ენტროპიის გადაცემის ერთადერთი საშუალება - კერძოდ, ენტროპიის გადაცემა თან სდევს სითბოს გადაცემას. ღია

სისტემებისათვის ენტროპია ასევე გადაიცემა შიგნით და გარეთ ნივთიერების ნაკადის საშუალებით.

მასისაგან და ენერჯისაგან განსხვავებით, რომლებიც ინახება, ენტროპია წარმოიქმნება სისტემებში ყოველთვის, როდესაც ადგილი აქვს არაიდეალურობას (შეუქცევადობა), როგორცაა ხახუნი. მეორე კანონის ენტროპიის საშუალებით ფორმულირება ასეთია:

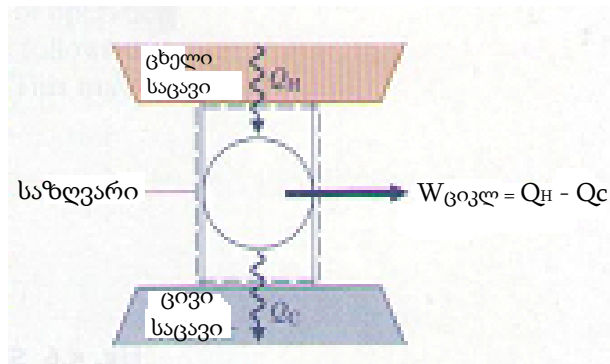
შეუძლებელია ნებისმიერი სისტემის მუშაობა ისეთი გზით, რომლითაც ენტროპია ქრება.

აქედან გამომდინარეობს, რომ ენტროპიის წარმოქმნის წევრი 5.2 განტოლებაში შეიძლება იყოს დადებითი ან ნულის ტოლი, მაგრამ არასოდეს უარყოფითი. ამრიგად, ენტროპიის წარმოქმნა იმის მაჩვენებელია, რომ პროცესი შესაძლებელია ან შეუძლებელი.

### 5.3. მეორე კანონის ასპექტები ენერგოციკლებისათვის ორ საცავთან ურთიერთქმედებისას

#### 5.3.1. სითბური მქკ-ს ზღვრები

ენერგოციკლებში მონაწილე სისტემების მქკ-ს მნიშვნელოვანი შეზღუდვის მიღება შეიძლება კლაუზიუს - პლანკის ფორმულირებიდან. ნახ. 18 გვიჩვენებს სისტემას, რომელიც ასრულებს ციკლს და სითბურ კონტაქტშია ორ სითბურ საცავთან: თბილ საცავთან და ცივ საცავთან და ანვითარებს სრულ მუშაობას  $W_{\text{ციკლი}}$ .



ნახ.18. ენერგეტიკულ ციკლში მონაწილე სისტემა, როდესაც ადგილი აქვს ორ საცავს შორის ენერჯის გაცვლას სითბოს გადაცემის საშუალებით

ციკლის მქკ ასეთია:

$$\eta = \frac{W_{\text{გოჯლ}}}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H} \quad (5.4)$$

სადაც  $Q_H$  - არის ენერგიის რაოდენობა, რომელსაც სისიტემა იღებს თბილი საცავიდან სითბოს გადაცემის საშუალებით და  $Q_C$  - ენერგიის რაოდენობა, რომელიც იხარჯება სისიტემიდან ცივ საცავზე სითბოს გადაცემის საშუალებით

თუ  $Q_C = 0$ , სისიტემა იღებს ენერგიას  $Q_H$  თბილი საცავიდან და ანვითარებს მუშაობის ტოლ რაოდენობას ციკლის დროს. ასეთი ციკლის მქკ იქნება ერთის ტოლი (100%). მაგრამ მუშაობის ეს მეთოდი არღვევს კელვინ - პლანკის ფორმულირებას და ამიტომ არ არის ნებადართული.

აქედან გამომდინარეობს, რომ ნებისმიერი სისიტემისათვის, რომელიც ასრულებს ენერგოციკლს ორ საცავს შორის, სითბოს გადაცემის,  $Q_H$ , მხოლოდ ნაწილის მიღება შეიძლება როგორც მუშაობის და დანარჩენი,  $Q_C$ , უნდა დაიხარჯოს ცივ საცავზე სითბოს გადაცემის საშუალებით. ე.ი. სითბური მქკ უნდა იყოს 100% - ზე ნაკლები.

ამ დასკვნის გაკეთებისას **არ არის** აუცილებელი:

- სისიტემის შიგნით მოთავსებული ნივთიერების ბუნების იდენტიფიცირება.
- ციკლის შემადგენელი პროცესების ზუსტი თანმიმდევრობის დადგენა.
- იმის ჩვენება, არის პროცესები რეალური თუ გარკვეულწილად იდეალიზებული.

დასკვნა, რომ მქკ ნაკლები უნდა იყოს 100%-ზე, გამოსადეგია ყველა ენერგოციკლისათვის, ეს შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორე კანონის შედეგი.

### 5.3.2. მეორე კანონის შედეგები ენერგოციკლებისათვის

რადგან არცერთ ენერგოციკლს არ შეიძლება ქონდეს 100%-იანი მქკ, საინტერესოა მაქსიმალური თეორიული მქკ-ს გამოკვლევა. ენერგოციკლებში მონაწილე სისიტემებისათვის, რომლებიც სითბურ კონტაქტშია ორ სითბურ საცავთან სხვადასხვა ტემპერატურებზე, მაქსიმალური თეორიული მქკ გამოითვლება მეორე კანონის შემდეგი ორი შედეგიდან, რომლებიც ცნობილია როგორც **კარნოს** დასკვნები:

1. შეუქცევადი ენერგოციკლის სითბური მქკ ყოველთვის ნაკლებია ვიდრე შექცევადი ენერგოციკლის სითბური მქკ, როდესაც თითოეული მათგანი კონტაქტშია ორ ერთი და იგივე სითბურ საცავთან.

2. ყველა შექცევად ენერგოციკლს ორ ერთი და იგივე სითბურ საცავს შორის აქვს ერთი და იგივე სითბური მქკ.

ციკლი განიხილება როგორც **შექცევადი**, როდესაც სისტემის შიგნით არ არის შეუქცევადობები ციკლის დროს და სითბოს გადაცემა სისტემაზე და საცავებს შორის მიმდინარეობს შექცევადი გზით.

იდეა, რომელიც საფუძველია კარნოს პირველი დასკვნისა, თანხმობაშია მეორე კანონთან. თუ ორი სისტემიდან რომლებიც მუშაობენ იგივე საცავებს შორის, თითოეული იღებს ენერგიის ერთი და იგივე რაოდენობას,  $Q_H$ , და ერთი ასრულებს შექცევად ციკლს, მაშინ როცა მეორე - შეუქცევადს, ეს თანხედება იმ დასკვნას, რომ სრული მუშაობა, შესრულებული შეუქცევადი ციკლის მიერ, იქნება ნაკლები და ამიტომ შეუქცევად ციკლს ექნება ნაკლები სითბური მქკ.

კარნოს მეორე დასკვნა ეხება მხოლოდ შექცევად ციკლებს.

შექცევადი ციკლის ყველა პროცესი მთლიანად სრულდება. შესაბამისად, თუ ორი შექცევადი ციკლი სრულდება ერთი და იგივე საცავებს შორის, თითოეული იღებს ენერგიის ერთი და იგივე რაოდენობას.  $Q_H$ , მაგრამ ერთი მათგანი ასრულებს მეტ მუშაობას ვიდრე მეორე; ეს იქნება მხოლოდ ნივთიერების უფრო ხელსაყრელი არჩევის (სავარაუდოდ, ჰაერი უკეთესია, ვიდრე წყლის ორთქლი) ან ციკლის შემადგენელი მთელი რიგი პროცესების შედეგი (ნაკადის გარეშე პროცესები უფრო ხელსაყრელია, ვიდრე პროცესი ნაკადით). ეს შედეგი უარყოფს ორივე შესაძლებლობას და აჩვენებს, რომ ციკლებს შეიძლება ქონდეთ ერთნაირი მქკ მუშა ნივთიერებისაგან ან პროცესის თანმიმდევრობიდან დამოუკიდებლად.

## 5.4. მაქსიმალური მქკ გაზომვა ორ საცავს შორის შესრულებული ციკლებისთვის.

### 5.4.1. ენერგოციკლები

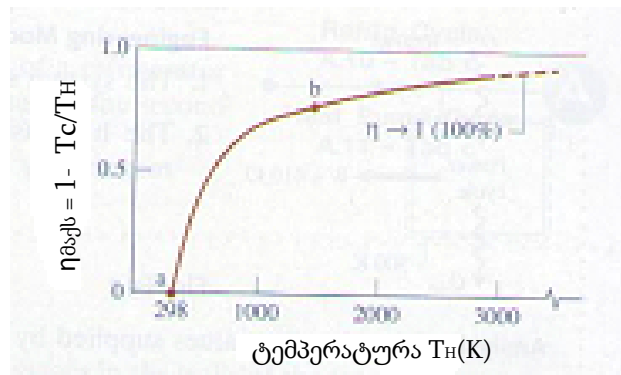
5.7 განტოლების ჩასმა 5.4-ში იძლევა სითბური მქკ-ს გამოსახულებას სისტემისაღვის, რომელიც ასრულებს შექცევად ენერგოციკლს ორ სითბურ საცავს შორის  $T_H$  და  $T_C$  ტემპერატურებზე:

$$\eta_{max} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (5.9)$$

ეს გამოსახულება ცნობილია როგორც **კარნოს მქკ**.

კარნოს ორი დასკვნიდან ცხადია, რომ 5.9-ით მოცემულ მქკ არის სითბური მქკ ყველა შექცევადი ენერგოციკლისათვის, რომლებიც სრულდება  $T_H$  და  $T_C$  ტემპერატურების მქონე ორი საცავისათვის და მაქსიმალური მქკ ნებისმიერი ენერგოციკლისათვის, რომელიც სრულდება ორ საცავს შორის. კარნოს მქკ-ს მნიშვნელობა იზრდება  $T_H$  -ის გაზრდით და/ან  $T_C$  -ს შემცირებით.

ნახ. 19 გვიჩვენებს, რომ მქკ იზრდება  $T_H$ -ს ზრდით. თუ განვიხილავთ მრუდის a-b სეგმენტს, სადაც  $T_H$  და  $\eta$  შედარებით დაბალია, დავინახავთ, რომ  $\eta$  სწრაფად იზრდება  $T_H$  ზრდით, რაც იმის მაჩვენებელია, რომ ამ უბანში  $T_H$  -ის მცირე ცვლილებაც კი ძლიერ გავლენას ახდენს მქკ-ზე. თუმცა დასკვნები, რომლებიც მიღებულია 5.9 განტოლებიდან ზუსტად გამოიყენება მხოლოდ შექცევად ციკლებში მონაწილე სისტემებისათვის, ისინი თვისობრივად სწორია რეალური ენერგოციკლებისთვის.



ნახ.19. დამოკიდებულება: კარნოს მქკ -  $T_H$  ( $T_C=298K$ )  $\eta_{\text{მქკ}}$ , ტემპერატურა

რეალური ციკლის მქკ იზრდება მაშინ, როდესაც **საშუალო** ტემპერატურა, რომელზეც ენერგია მატულობს სითბოს გადაცემის საშუალებით, იზრდება და/ან **საშუალო** ტემპერატურა, რომელზეც ენერგია იხარჯება სითბოს გადაცემის საშუალებით, მცირდება. მაგრამ ენერგოციკლის მაქსიმალური მქკ-ს მიღწევა არ არის ერთადერთი მიზანი. პრაქტიკაში გათვალისწინებულია სხვა გარემოებებიც, კერძოდ, ღირებულება.



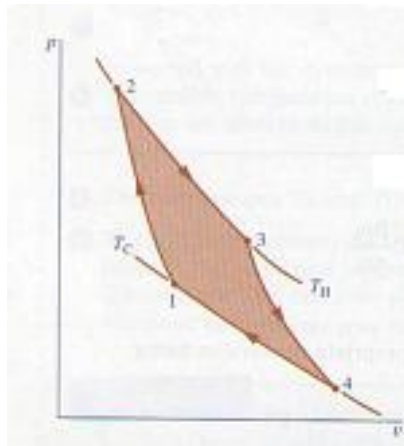
ჩვეულებრივი ენერჯის მწარმოებელი ციკლების მქ  $\sim 40\%$ -ია. შეიძლება ეს სიდიდე დაბალი მოგვეჩვენოს, მაგრამ შედარება უნდა გაკეთდეს შესაბამის ზღვრულ სიდიდესთან და არა  $100\%$ -თან.

## 5.5. კარნოს ციკლი

კარნოს ციკლში სისტემა ასრულებს ოთხ შიდა შექცევად პროცესს: ორ ადიაბატურს, რომლებსაც ენაცვლება ორი იზოთერმული პროცესი.

### 5.5.1. კარნოს ენერგოციკლი

ნახ. 20-ზე ნაჩვენებია კარნოს ენერგოციკლის  $p - v$  დიაგრამა, რომელშიც სისტემა შეიცავს აირს დგუმ-ცილინდრის აგრეგატში.



ნახ. 20. P-V დიაგრამა კარნოს აირის ენერგეტიკული ციკლისათვის

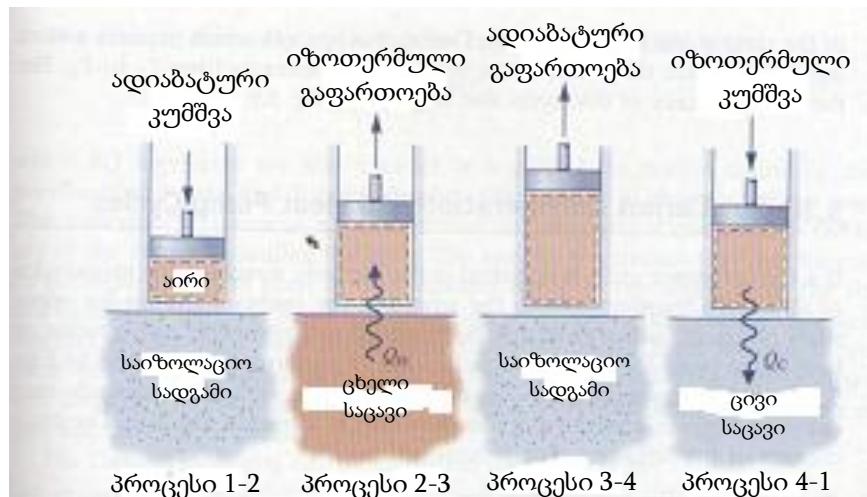
ნახ. 21-ზე ნაჩვენებია დეტალები, თუ როგორ სრულდება ციკლი. დგუმი და ცილინდრის კედლები სითბოგაუმტარებია. სითბოს გადაცემა სრულდება ისრების მიმართულებით. ასევე აღსანიშნავია, რომ აქ არის ორი საცავი  $T_H$  და  $T_C$  ტემპერატურებით და საიზოლაციო სტენდი. დასაწყისში დგუმ-ცილინდრის აგრეგატი საიზოლაციო სტენდზეა და სისტემა 1 მდგომარეობაშია, სადაც ტემპერატურაა  $T_C$ . ციკლის ოთხი პროცესი შემდეგია:

**პროცესი 1-2:** აირი ადიაბატურად იკუმშება მე-2 მდგომარეობამდე, რომლის ტემპერატურაა  $T_H$ .

**პროცესი 2-3:** აგრეგატი კონტაქტში შედის საცავთან  $T_H$  -ზე. აირი იზოთერმულად ფართოვდება, როდესაც იღებს  $Q_H$  ენერგიას თბილი საცავიდან სითბოს გადაცემის საშუალებით.

**პროცესი 3-4:** აგრეგატი ისევ თავსდება საიზოლაციო სტენდზე და აირი აგრძელებს ადიაბატურ გაფართოებას, სანამ ტემპერატურა არ დაიწევს  $T_C$  -მდე.

**პროცესი 4-1:** აგრეგატი კონტაქტში შედის საცავთან  $T_C$  -ზე. აირი იზოთერმულად იკუმშება საწყის მდგომარეობამდე, როდესაც ის ხარჯავს  $Q_C$  ენერგიას ცივ საცავზე სითბოს გადაცემის საშუალებით.



**ნახ.21. კარნოს ციკლი, რომელსაც ასრულებს ორი დეგუმი-ცილინდრის აგრეგატი**

იმისათვის, რომ სითბოს გადაცემა 2-3 პროცესისას იყოს შექცევადი, აუცილებელია, რომ ტემპერატურათა სხვაობა აირსა და თბილ საცავს შორის იყოს ძალიან მცირე. რადგან საცავის ტემპერატურა მუდმივია, ეს ნიშნავს, რომ აირის ტემპერატურაც მუდმივია 2-3 პროცესის დროს, იგივე დასკვნა შეიძლება გაკეთდეს 4-1 პროცესის შემთხვევაში.

კარნოს ციკლის ოთხივე შიდა შექცევადი პროცესისათვის შეიძლება მუშაობის როგორც ფართობის წარმოდგენა (ნახ. 21). ფართობი ადიაბატური პროცესის 1-2 ხაზის ქვემოთ არის მუშაობა, შესრულებული მასის ერთეულზე აირის შესაკუმშად. 2-

3 და 3-4 ხაზებს ქვემოთ ფართობები წარმოადგენენ მუშაობას, შესრულებულს მასის ერთეულზე აირის მიერ მისი გაფართოებისას. ფართობი 4-1 პროცესის ხაზის ქვემოთ არის მუშაობა, შესრულებული მასის ერთეულზე აირის შესაკუმშად. შემოსაზღვრული ფართობი  $p - v$  დიაგრამაზე არის ციკლის მიერ განვითარებული მთლიანი მუშაობა მასის ერთეულზე. ამ ციკლის სითბური მქკ მოცემულია 5.9 განტოლებით.

### 5.5.2. კარნოს ციკლის რეზიუმე

კარნოს ციკლის გამოყენება შეიძლება ისეთი პროცესებისათვის, რომლებშიც კონდენსატორი იმუხტება ან განიმუხტება, პარამაგნიტური ნივთიერება მაგნიტდება ან განმაგნიტდება და ა.შ. მაგრამ ხელსაწყოს ტიპის ან მუშა ნივთიერების მიუხედავად:

1. კარნოს ციკლი ყოველთვის შედგება ოთხი შიდა შექცევადი პროცესისაგან: ორ ადიაბატურ პროცესს ცვლის ორი იზოთერმული.
2. კარნოს ენერგოციკლის სითბური მქკ ყოველთვის მოცემულია 5.9 განტოლებით ტემპერატურის საშუალებით, რომელიც გამოითვლება კელვინის სკალით.

### 5.6. კლაუზიუსის უტოლობა

მეორე კანონის შედეგები განხილული იყო სისტემებისათვის, რომლებიც ასრულებენ ციკლებს ერთ ან ორ სითბური ენერგიის საცავებთან კონტაქტში. აქ შემოდის მეორე კანონის შედეგი, რომელიც ცნობილია როგორც კლაუზიუსის უტოლობა, რომელიც ვარგისია ნებისმიერი ციკლისათვის, მიუხედავად სხეულის ან სხეულებისა, რომლებისგანაც ციკლი იღებს ენერგიას სითბოს გადაცემის საშუალებით ან რომლებსაც ციკლი გადასცემს ენერგიას სითბოს გადაცემის საშუალებით. კლაუზიუსის უტოლობა საფუძველია ენტროპიის, ენტროპიის წარმოქმნის და ენტროპიის ბალანსის ცნებების განვითარებისათვის.

კლაუზიუსის უტოლობის თანახმად, ნებისმიერი თერმოდინამიკური ციკლისათვის

$$\oint \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_b \leq 0 \quad (5.12)$$

სადაც  $\delta Q$  არის სითბოს გადაცემა სისტემის საზღვრის ნაწილზე ამ ციკლის გარკვეულ მონაკვეთში და  $T$  არის აბსოლუტური ტემპერატურა საზღვრის ამ ნაწილზე. ინდექსი “ $b$ ” იმის გახსენებაა, რომ ინტეგრირებადი ფუნქცია გამოითვლება ციკლის შემსრულებელი სისტემის საზღვარზე.

სიმბოლო  $\phi$  გვიჩვენებს, რომ ინტეგრირება სრულდება საზღვრის და სრული ციკლის ყველა ნაწილში. ტოლობას და უტოლობას აქვს იგივე ინტერპრეტაცია, რაც კელვინ-პლანკის ფორმულირებას: ტოლობა გამოიყენება, როდესაც არ არის შიდა შეუქცევადობები სისტემის მიერ ციკლის შესრულებისას და უტოლობა მაშინ, როდესაც არსებობენ შიდა შეუქცევადობები. კლაუზიუსის უტოლობის დემონსტრირება შეიძლება მეორე კანონის კელვინ-პლანკის ფორმულირებით.

კლაუზიუსის უტოლობის ეკვივალენტური ფორმა ასეთია:

$$\phi \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_b = -\sigma_{\text{ციკლ}} \quad (5.13)$$

სადაც  $\sigma_{\text{ციკლ}}$  -ს ინტერპრეტირება შეიძლება როგორც უტოლობის „სიმტკიცისა“.  $\sigma_{\text{ციკლ}} > 0$ , როდესაც არის შიდა შეუქცევადობები, უდრის ნულს, როდესაც არ არის შიდა შეუქცევადობები და არასოდეს არ არის უარყოფითი სიდიდე. საბოლოოდ, სისტემის მიერ შესრულებული ციკლის ბუნება გამოსახება  $\sigma_{\text{ციკლ}}$ -ის მნიშვნელობით:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ციკლ}} = 0 & \text{ სისტემაში არ არის შეუქცევადობები} \\ \sigma_{\text{ციკლ}} > 0 & \text{ სისტემაში არის შეუქცევადობები} \\ \sigma_{\text{ციკლ}} < 0 & \text{ შემთხვევა შეუძლებელია} \end{aligned} \quad (5.14)$$

ქვევით 5.13 განტოლება გამოიყენება დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსის გამოსაყვანად. ასეთი ოპერაციის წევრი  $\sigma_{\text{ციკლ}}$  შეიძლება განვიხილოთ როგორც ენტროპია წარმოქმნილი შიდა შეუქცევადობების მიერ ციკლის შესრულებისას.

## თავი 6. შეუქცევადი და შექცევადი პროცესები

მეორე კანონის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი გამოყენება ტექნოლოგიაში არის სისტემის მაქსიმალური თეორიული მქკ-ს დადგენა. რეალური მქკ-ს შედარება მაქსიმალურთან ხშირად იძლევა პროცესის გაუმჯობესების პოტენციალის შეფასებას. შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ მაქსიმალური მქკ-ს გამოთვლა შეიძლება იდეალიზებული პროცესების საშუალებით. ამ თავში შემოტანილია ასეთი პროცესები და ისინი განსხვავდება რეალური პროცესებიდან, რომლებიც აუცილებლად შეიცავენ შეუქცევადობას.

### 6.1. შეუქცევადი პროცესები

პროცესს ეწოდება შეუქცევადი, თუ სისტემა და მისი გარემოს ყველა ნაწილი ვერ აღდგება მათ საწყის მდგომარეობამდე პროცესის ჩატარების შემდეგ. პროცესი შექცევადია, თუ როგორც სისტემას, ასევე მის გარემოს შეუძლიათ დაბრუნება საწყის მდგომარეობაში.

არ არის აუცილებელი, რომ გამორიცხული იყოს სისტემის დაბრუნება საწყის მდგომარეობაში შეუქცევადი პროცესის შემდეგ. მაგრამ თუ სისტემა დაუბრუნდება საწყის მდგომარეობას, შესაძლებელია, რომ გარემო არ დაუბრუნდეს თავის საწყის მდგომარეობას. ნაჩვენები იქნება, რომ მეორე კანონის გამოყენება შეიძლება იმის დასადგენად, დაუბრუნდება თუ არა როგორც სისტემა ასევე გარემო თავიანთ საწყის მდგომარეობას. მეორე კანონის გამოყენება შეიძლება იმის დასადგენად, არის პროცესი შექცევადი თუ შეუქცევადი.

კლაუზიუსის ფორმულირებიდან ცხადია, რომ ნებისმიერი პროცესი, რომელიც შეიცავს სითბოს თავისთავად გადაცემას უფრო თბილი სხეულიდან უფრო ცივ სხეულზე, შეუქცევადია. წინააღმდეგ შემთხვევაში შესაძლებელი იქნებოდა ენერჯის დაბრუნება უფრო ცივი სხეულიდან უფრო თბილზე ორ სხეულსა ან მათ გარემოს შიგნით სხვა ეფექტების გარეშე. მაგრამ ეს შესაძლებლობა გამორიცხულია კლაუზიუსის ფორმულირებით.

პროცესები, რომლებიც შეიცავს შეუქცევადი მოვლენების სხვა სახეებს, როგორცაა აირის ან სითხის შეზღუდული გაფართოება, ასევე შეუქცევადია. ხახუნი,

ელექტრული წინააღმდეგობა, ჰისტერეზისი და არადრეკადი დეფორმაცია დამატებითი ეფექტების მაგალითებია, რომელთა თანაობა პროცესის დროს განაპირობებს მის შეუქცევადობას.

საბოლოოდ, შეუქცევადი პროცესები, ჩვეულებრივ, შეიცავს შეუქცევადობის ერთ ან რამდენიმე სახეობას:

1. სითბოს გადაცემა სასრულო ტემპერატურათა სხვაობის საშუალებით.
2. აირის ან სითხის შეუზღუდავი გაფართოება დაბალი წნევის მიმართულებით
3. თავისთავადი ქიმიური რეაქცია.
4. ნივთიერების თავისთავადი შერევა სხვადასხვა შემადგენლობებისას ან მდგომარეობებისას.
5. ხახუნი-სრიალის ხახუნი ისევე როგორც ხახუნი სითხის ნაკადში.
6. ელექტრული დენი წინააღმდეგობის გავლით.
7. დამაგნიტება ან პოლარიზირება ჰისტერეზისით.
8. არადრეკადი დეფორმაცია.

თუმცა აქ მოტანილი სია არ არის ამომწურავი, მაგრამ ივარაუდება. რომ ყველა რეალური პროცესი შეუქცევადია. ე.ი. ყველა პროცესი შეიცავს ზემოთჩამოთვლილ ეფექტებს, არის ეს ბუნებრივი პროცესი, თუ განპირობებულია ხელსაწყო-დანადგარებით. ტერმინი შეუქცევადობა გამოიყენება ნებისმიერი ასეთი ეფექტის იდენტიფიცირებისათვის.

თუ სისტემა მონაწილეობს პროცესში, შეუქცევადობების პოვნა შეიძლება სისტემის და გარემოს შიგნით, თუმცა ისინი შეიძლება განლაგებული იყვნენ ერთ ან სხვა ადგილას. ანალიზისათვის მოსახერხებელია შეუქცევადობების დაყოფა ორ კლასად: **შიდა** – ადგილი აქვს სისტემის შიგნით და **გარე შეუქცევადობებად** - ადგილი აქვს გარემოში. რადგან ეს განსხვავება დამოკიდებულია მხოლოდ საზღვარზე მდებარეობასთან, არის გარკვეული დაშვება ამ კლასიფიკაციაში, რადგან საზღვრის გაჭიმვით ისე, რომ მან დაიკავოს გარემოს ნაწილი, ყველა შეუქცევადობა ხდება „შიდა“.

ინჟინრებს შეუძლიათ გამოავლინონ შეუქცევადობები, შეაფასონ მათი ეფექტი და დაამუშაონ პრაქტიკული საშუალებები მათ შესასუსტებლად. მაგრამ ზოგიერთი სისტემა, როგორცაა მუხრუჭები, მუშაობისას დაფუძნებულია ხახუნის ეფექტზე ან სხვა შეუქცევადობაზე, წარმოების მომგებიანი ინტენსიურობის, სითბოს გადაცემის

მაღალი სიჩქარის, სწრაფი აჩქარების და ა.შ მიღწევის საჭიროება აუცილებელს ხდის მნიშვნელოვანი შეუქცევადობების არსებობას.

მეტიც, შეუქცევადობა გარკვეული ხარისხით დასაშვებია ნებისმიერი ტიპის სისტემისათვის, რადგან ცვლილებები დაპროექტებაში და მუშაობაში მოითხოვს, რომ მათი შემცირება შეიძლება ძვირი აღმოჩნდეს. შესაბამისად, თუმცა გაუმჯობესებული თერმოდინამიკური მქც -ს შეიძლება თან ახლდეს შეუქცევადობების შემცირება, ამ მიმართულებით გადადგმული ნაბიჯები იძულებათი მთელი რიგი პრაქტიკული ფაქტორების გამო, რომლებიც ხარჯებთანაა დაკავშირებული.

## 6.2. შეუქცევადობა

ყოველთვის, როდესაც შეუქცევადობას ადგილი აქვს პროცესის დროს, პროცესი აუცილებლად იქნება შეუქცევადი. მაგრამ კელვინ-პლანკის ფორმულირების გამოყენებით შეიძლება პროცესის შეუქცევადობის ზუსტი ჩვენება შემდეგი პროცედურით: იმის დაშვებით, რომ არის სისტემის და მისი გარემოს დაბრუნების გზა მათ საწყის მდგომარეობებში, იმის ჩვენება, რომ როგორც ამ დაშვების შედეგი, შესაძლებელია ციკლის შემუშავება, რომელიც არღვევს კელვინ - პლანკის ფორმულირებას, კერძოდ, ციკლისა, რომელიც წარმოქმნის მუშაობას, როდესაც ადგილი აქვს სითბურ ურთიერთქმედებას მხოლოდ ერთ საცავთან. რადგან ასეთი ციკლი გამორიცხებულია კელვინ-პლანკის ფორმულირებით, დაშვება იქნება შეცდომა და, ამდენად, პროცესი შეუქცევადია.

ამ პროცედურის გამოყენება შეიძლება იმის საჩვენებლად, რომ ისეთი პროცესები როგორცაა ხახუნი, სითბოს გადაცემა სასრულო ტემპერატურათა სხვაობის საშუალებით, აირის ან სითბოს შეზღუდული გაფართოება და სხვა ეფექტები, არის შეუქცევადი.

მიუხედავად იმისა, რომ შეუქცევადობის ჩვენება კელვინ-პლანკის ფორმულირების საშუალებით არის თერმოდინამიკის ტრადიციული წარმოდგენის ნაწილი, ასეთი დემონსტრაცია შეიძლება იყოს მოუხერხებელი. ჩვეულებრივ, უფრო ადვილია ენტროპიის წარმოქმნის ცნების გამოყენება.

### 6.3. შექცევადი პროცესები

პროცესი შექცევადია, თუ სისტემა და მისი გარემოს ყველა ნაწილი ზუსტად უბრუნდება საწყის მდგომარეობას პროცესის დამთავრების შემდეგ. შეუქცევადი პროცესების განხილვის შემდეგ ცხადია, რომ შექცევადი პროცესები მხოლოდ ჰიპოთეტურია. შექცევადი ვერ იქნება ვერცერთი პროცესი, რომელიც შეიცავს სითბოს თავისთავად გადაცემას სასრულო ტემპერატურათა სხვაობის საშუალებით, აირის ან სითბოს შეზღუდულ გაფართოებას, ხახუნს ან სხვა რომელიმე შეუქცევადობას. ზუსტად რომ ვთქვათ, შექცევადია პროცესი რომელიც **იდეალურად სრულდება**.

ყველა რეალური პროცესი შეუქცევადია. შექცევადი პროცესები არ მიმდინარეობენ. მაშინაც კი, როდესაც გარკვეულ პროცესებს აქვს ადგილი, ისინი მიახლოებით არიან შექცევადი. ამის მაგალითია აირის გავლა სწორად დაპროექტებულ საქმენში ან დიფუზორში. მრავალი სხვა ხელსაწყო - დანადგარები დამზადებულია, რათა მიუახლოვდეს შექცევად მუშაობას, გარკვეული ზომების მიღებით შეუქცევადობის შესამცირებლად, როგორცაა მოლიპული ზედაპირი ხახუნის შესამცირებლად. შექცევადი პროცესი არის **ზღვრული შემთხვევა**, როდესაც როგორც შიდა, ასევე გარე შეუქცევადობები სუსტდება და სუსტდება.

თუმცა შექცევადი პროცესები რეალურად არ არსებობენ, მათი წარმოდგენა შესაძლებელია. ქვემოთ განხილული იქნება, თუ როგორ აღწევს სითბოს გადაცემა შექცევადობას, როდესაც ტემპერატურათა სხვაობა ნულს უახლოვდება. განვიხილოთ ორი მაგალითი:

მარტივი მაგალითია ქანქარა, რომელიც ირხევა გაუხშობულ სივრცეში. ქანქარას მოძრაობა უახლოვდება შექცევადობას, რადგან ხახუნი მობრუნების წერტილში შემცირებულია. ზღვარში, როდესაც ხახუნი გამორიცხულია, როგორც ქანქარას, ისე მისი გარემოს მდგომარეობა მთლიანად აღდგება მოძრაობის თითოეული პერიოდის დასასრულს. განმარტებით, ასეთი პროცესი შექცევადია.

სისტემა, რომელიც შეიცავს აირს, რომელიც ადიაბატურად იკუმშება და ფართოვდება ხახუნის არმქონე დგუმ-ცილინდრის აგრეგატში, მეორე მაგალითია. გარე წნევის ძალიან მცირე ზრდისას, დგუმი ოდნავ კუმშავს აირს. ყოველი შუალედური მოცულობისას შეკუმშვის დროს ინტენსიური თვისებები: T,p,v და ა.შ ყველგან უნდა იყოს ერთნაირი: აირმა უნდა გაიაროს წონასწორული



მდგომარეობების მთელი რიგი. გარე წნევის მცირე შემცირებისას დგუში იმოძრავეს ნელა, როდესაც აირი ფართოვდება. გაფართოების ყველა შუალედური მოცულობისას აირის ინტენსიურ თვისებებს უნდა ქონდეს ისეთივე ერთნაირი მნიშვნელობები, რომლებიც არის შესაბამის საფეხურზე შეკუმშვისას. როდესაც აირის მოცულობა უბრუნდება საწყის მნიშვნელობას, ყველა თვისებას ასევე დაუბრუნდება საწყისი მნიშვნელობა. მუშაობა, შესრულებული სისტემაზე შეკუმშვის დროს, ტოლი იქნება აირის მიერ გაფართოებისას შესრულებული მუშაობის. თუ მუშაობა სისტემასა და გარემოს შორის მიეწოდება უხახუნო ბლოკ - მასას, აგრეგატს, ან მიიღება მისგან, ან ეკვივალენტს, აქაც არ იქნება მთლიანი ცვლილება გარემოში. ასეთი პროცესი იქნება შექცევადი.

### 6.3.1. შიდა შექცევადი პროცესები

შეუქცევადია პროცესი, სადაც ადგილი არ აქვს შეუქცევადობებს სისტემის ან მისი გარემოს შიგნით. **შიდა შექცევადი პროცესი** ისეთი პროცესია, როდესაც **სისტემის შიგნით არ არის რაიმე შეუქცევადობა**. მაგრამ შეუქცევადობები შეიძლება იყოს გარემოს შიგნით.

მაგალითისათვის განვიხილოთ წყლის კონდენსირება გაჯერებული ორთქლიდან გაჯერებულ სითხემდე  $100^{\circ}\text{C}$ -ზე, როდესაც ის მოძრაობს სპილენძის მილში, რომლის გარე ზედაპირი  $20^{\circ}\text{C}$ -ზეა. წყალი მონაწილეობს შიდა შექცევად პროცესში, მაგრამ ადგილი აქვს სითბოს გადაცემას გარემოზე მილის საშუალებით. ღია სისტემისათვის, რომელიც გარს აკრავს წყალს მილის შიგნით, ასეთი სითბოს გადაცემა არის **შიდა** შეუქცევადობა. დახურული სისტემის შიდა შეუქცევადი პროცესის ყველა შუალედურ მდგომარეობაში ყველა ინტენსიური თვისება ერთნაირია ყველა ფაზაში. ე.ი. ტემპერატურა, წნევა, ხვედრითი მოცულობა და სხვა თვისებები უცვლელია მდებარეობის მიუხედავად. თუ ადგილი აქვს, მაგალითად, ტემპერატურის სივრცულ ცვლილებას, იქნება ტენდენცია, რომ ენერჯის თავისთავად გადაცემას გამტარობის საშუალებით ადგილი ქონდეს სისტემის **შიგნით** ტემპერატურის შემცირების მიმართულებით. მაგრამ შექცევადობისას ადგილი არ აქვს თავისთავად პროცესებს. შეიძლება დავასკვნათ, რომ შიდა შექცევადი პროცესი

შედგება რიგი წონასწორული მდგომარეობებიდან. ეს არის კვაზიწონასწორული პროცესი.

შიდა შექცევადი პროცესის ცნების გამოყენება თერმოდინამიკაში შეიძლება შევადაროთ იდეალიზებას მექანიკის შემთხვევაში. წერტილოვანი მასები, უხახუნო ბლოკები, ხისტი კოჭი და ა.შ. ისევე როგორც მექანიკაში, რთული სიტუაციებისათვის მარტივი თერმოდინამიკური მოდელების მიღება შეიძლება შიდა შეუქცევადი პროცესების გამოყენებით. ასეთ პროცესებზე დაყრდნობილი გამოთვლები ხშირად შეიძლება დაზუსტდეს ეფექტურობის ან კორექციის კოეფიციენტებით, რათა უტყუარად შეფასდეს რეალური მქკ სხვადასხვა სამუშაო პირობებში. შიდა შექცევადი პროცესები ასევე სასარგებლოა სისტემების მაქსიმალური თერმოდინამიკური მქკ-ს კვლევისას.

და ბოლოს, შიდა შექცევადი პროცესის ცნებების გამოყენებით შესაძლებელია სითბური საცავის განსაზღვრების დაზუსტება, შემდგომ განხილვებში ვივარაუდებთ, რომ არ არის რაიმე შექცევადობები სითბურ საცავში ე.ი. ნებისმიერი პროცესი სითბურ საცავში არის შიდა შექცევადი.

#### 6.4. კელვინ-პლანკის ფორმულირების ინტერპრეტირება

კელვინ-პლანკის ფორმულირების ანალიზური ფორმა შემდეგი სახისაა:

$$W_{\text{ცოკლ}} \leq \begin{cases} < 0; & \text{ადგილი აქვს შიდა შეუქცევადობებს} \\ = 0; & \text{შიდა შეუქცევადობები არ არის} \end{cases} \quad (6.3)$$

## თავი 7. კელვინის და საერთაშორისო ტემპერატურული სკალები

### 7.1. კელვინის სკალა

კარნოს მეორე დასკვნის თანახმად, ყველა შექცევად ენერგოციკლს ორ ერთნაირ საცავს შორის აქვს ერთი და იგივე სითბური მქკ, მიუხედავად სისტემის შემადგენელი ნივთიერების ბუნებისა რიგი ციკლების შესრულებისას. რადგან სითბური მქკ არ არის დამოკიდებული ამ ფაქტორებზე, მისი სიდიდის დაკავშირება შეიძლება მხოლოდ თავად საცავების ბუნებასთან: აღსანიშნავია, რომ სწორედ ტემპერატურათა სხვაობა საცავებს შორის აძლევს სტიმულს მათ შორის სითბოს გადაცემას და ამრიგად, მუშაობის წარმოქმნას ციკლის დროს. ჩვენი აზრით, სითბური მქკ დამოკიდებულია მხოლოდ ორი საცავის ტემპერატურაზე.

შექცევადი ენერგოციკლებისთვის სითბოს გადაცემის ფარდობა  $Q_C/Q_H$  დამოკიდებულია მხოლოდ ორი საცავის ტემპერატურებზე. ასე რომ,

$$\left(\frac{Q_C}{Q_H}\right)_{\text{შექცევადი}} = \psi(Q_C, Q_H) \quad (ა)$$

$Q_H$  და  $Q_C$  აღნიშნავს საცავების ტემპერატურებს და ფუნქცია დღესდღეობით დაუდგენელია, აღსანიშნავია, რომ სიტყვები „შექც. ციკლ.“ დამატებულია გამოსახულებაში იმის ხაზგასასმელად, რომ ის გამოიყენება მხოლოდ ორ სითბურ საცავს შორის შექცევადი ციკლების შემსრულებელი სისტემებისათვის.

განტოლება (ა) იძლევა თერმოდინამიკური ტემპერატურული სკალის განსაზღვრის საფუძველს, რომელიც დამოკიდებულია ნებისმიერი ნივთიერებისთვის თვისებებიდან. არის  $\psi$  ფუნქციის ალტერნატიული არჩევანიც. კელვინის სკალა მიღებულია განსაკუთრებული მარტივი არჩევანით:  $\psi = T_C/T_H$ , სადაც  $T$  - სიმბოლო გამოიყენება კელვინის სკალის საშუალებით ტემპერატურის აღსანიშნავად საერთაშორისო შეთანხმებით. ამრიგად,

$$\left(\frac{Q_C}{Q_H}\right)_{\text{შექცევადი}} = \frac{T_C}{T_H} \quad (7.1)$$

ე.ი. ორ ტემპერატურას კელვინის სკალაზე აქვს იგივე მნიშვნელობები, რაც სისტემის მიერ შთანთქმულ და გამოშვებულ სითბოს გადაცემის მნიშვნელობებს,

როდესაც სისტემა ასრულებს შექცევად ციკლს და სითბურ კონტაქტშია საცავებს შორის იგივე ტემპერატურებზე.

თუ შექცევადი ენერგოციკლი მუშაობს საწინააღმდეგო მიმართულებით, როგორც გაცივების ან სითბოს დატუმბვის ციკლი, ენერჯის გადაცემის სიდიდეები  $Q_C$  და  $H_H$ , რჩება იგივე, მაგრამ ენერჯის გადაცემა მოხდება საწინააღმდეგო მიმართულებით. შესაბამისად, განტოლება 7.1 გამოიყენება უკვე განხილული ციკლის თითოეული ტიპისათვის და უზრუნველყოფს, რომ ციკლის შემსრულებელი სისტემა მუშაობს ორ სითბურ ავზს შორის და ციკლი შექცევადია.

### უფრო მეტი კელვინის სკალის შესახებ

განტოლებაში 7.1 მოცემულია მხოლოდ ტემპერატურათა ფარდობა. კელვინის სკალის განმარტების სრულყოფისათვის აუცილებელია მივანიჭოთ  $273.16 K$  მნიშვნელობა წყლის სამმაგ წერტილს. მაშინ, თუ შექცევადი ციკლი სრულდება ორ საცავს შორის, რომელთა ტემპერატურებია  $273.16 K$  და  $T$ , მაშინ ორ ტემპერატურას შორის კავშირი ასე გამოისახება:

$$T = 273.16 \left( \frac{Q}{Q_{TP}} \right)_{\text{შექც.ციკლ.}} \quad (7.2)$$

სადაც  $Q_{TP}$  და  $Q$  სითბოს გადაცემაა ციკლსა და საცავებს შორის, შესაბამისად,  $273.16 K$ -ზე და  $T$ -ზე. წარმოდგენილ შემთხვევაში სითბოს გადაცემა  $Q$  ასრულებს თერმომეტრული თვისების როლს. მაგრამ რადგან შექცევადი ციკლის მქც არ არის დამოკიდებული ციკლის შემსრულებელი სისტემის შემადგენლობაზე, ტემპერატურის განსაზღვრება არანაირად არ არის დამოკიდებული ნებისმიერი ნივთიერების თვისებებზე ან ნაერთთა რომელიმე კლასზე.

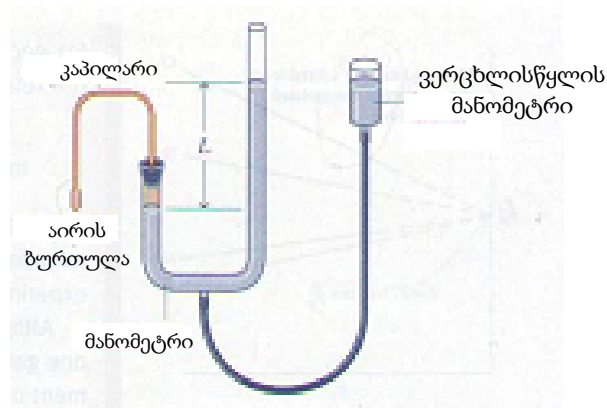
ადრე აღნიშნული იყო, რომ კელვინის სკალას აქვს ნული  $0K$ -ზე და ამაზე უფრო დაბალი ტემპერატურა არ ისაზღვრება. ამ პუნქტების წერტილების გათვალისწინებით განვიხილოთ შექცეული ენერგოციკლი ორ საცავს შორის  $273.16 K$ -ზე და უფრო დაბალ ტემპერატურაზე  $T$ . 7.2 განტოლებიდან ცნობილია, რომ ციკლის მიერ სითბოს გადაცემით გამოშვებული ენერჯია არ შეიძლება იყოს უარყოფითი, ასე რომ,  $T$  უნდა იყოს არაუარყოფითი. ასევე, რაც ნაკლებია  $Q$ , მით ნაკლებია  $T$  და პირიქით. შესაბამისად, როდესაც  $Q \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow 0$ . შეიძლება დავასკვნათ, რომ ნულოვანი ტემპერატურა კელვინის სკალაზე არის ყველაზე დაბალი შესაძლებელი

ტემპერატურა, რომელსაც **აბსოლუტური** ნული ეწოდება და კელვინის სკალას - აბსოლუტური ტემპერატურული სკალა.

როდესაც განსაზღვრულია თერმოდინამიკური ტემპერატურის რიცხვითი მნიშვნელობები, შეუძლებელია შექცევადი ციკლების გამოყენება, რადგან ისინი მხოლოდ ჩვენს წარმოდგენაში არსებობენ. მაგრამ ტემპერატურები, განსაზღვრული მუდმივი მოცულობის აირის თერმომეტრით, იდენტურია კელვინის სკალით განსაზღვრული სიდიდეებისა იმ ტემპერატურულ ინტერვალში, რომელშიც გამოიყენება აირის თერმომეტრი. შესაძლებელია სხვა მიახლოებების გამოყენება იმ ტემპერატურებისათვის, რომლებიც მდებარეობენ აირის თერმომეტრისათვის მისაწვდომი ინტერვალის ზევით ან ქვევით. კელვინის სკალა უზრუნველყოფს ტემპერატურის უწყვეტ განსაზღვრას, რაც ვარგისია ყველა ინტერვალისათვის და იძლევა არსებით კავშირს ტემპერატურის სხვადასხვა ემპირულ ერთეულებს შორის.

## 7.2. აირის თერმომეტრი

ნახ. 22 ნაჩვენებია მუდმივი მოცულობის აირის თერმომეტრი.



ნახ. 22. მუდმივი მოცულობის აირის თერმომეტრი

ის განსაკუთრებულია თავისი სიზუსტით და ამიტომ გამოყენებულია საერთაშორისო მასშტაბით როგორც სტანდარტული ინსტრუმენტი სხვა თერმომეტრების დაკალიბრებისათვის. **თერმომეტრულ ნივთიერებად** ითვლება აირი (ჩვეულებრივ, წყალბადი ან ჰელიუმი) და **თერმომეტრული თვისება** არის წნევა,

რომლითაც აირი მოქმედებს. ნახაზიდან ჩანს, რომ აირი მოთავსებულია ბურთულაში და მოქმედი წნევა იზომება ღია მილიანი ვერცხლისწყლის მანომეტრით. ტემპერატურის ზრდით აირი ფართოვდება და აიძულებს ვერცხლისწყალს აიწიოს ღია მილში. აირის თერმომეტრი გამოიყენება მთელ მსოფლიოში სტანდარტის ბიუროებში და კვლევით ლაბორატორიებში. მაგრამ რადგან ასეთი თერმომეტრები მოითხოვენ აპარატურის დამუშავებას და დიდი ზომის, ნელა მორეაგირე ხელსაწყოებს და შრომატევად ექსპერიმენტულ პროცედურებს, უფრო მცირე ზომის და უფრო სწრაფად მორეაგირე თერმომეტრები გამოიყენება ტემპერატურების გასაზომად უმრავლეს შემთხვევებში და ისინი დაკალიბრებულია (პირდაპირ ან ირიბად) აირის თერმომეტრების მიმართ.

### 7.3. საერთაშორისო ტემპერატურული სკალა

1927 წ. შემოიღეს საერთაშორისო ტემპერატურული სკალა, რომელიც დაზუსტდა და გაფართოვდა 1990 წ. ეს სკალა (სტს-90) ისეა განსაზღვრული, რომ მისი საშუალებით გაზომილი ტემპერატურა შეესაბამება თერმოდინამიკურ ტემპერატურას, რომლის ერთეულიც არის კელვინი. ეს სკალა ეფუძნება მთელი რიგი აღწარმოებადი ფიქსირებული წერტილების ტემპერატურის მიწერილ მნიშვნელობებს. ინტერპოლირება ფიქსირებული წერტილის ტემპერატურებს შორის ტარდება ფორმულით, რომელიც იძლევა დამოკიდებულებას სტანდარტული ინსტრუმენტების ან ათვლების სტს-ს მნიშვნელობებს შორის.  $0.65 \div 5.0K$  ინტერვალში, სტს-90 განისაზღვრება განტოლებებით, რომლებიც გამოსახვენ ტემპერატურას როგორც ჰელიუმის იზოტოპების ორთქლის წნევების ფუნქციას. ინტერვალი  $3.0 \div 24.5561K$  ეფუძნება ჰელიუმის მუდმივი წნევის აირის თერმომეტრით ჩატარებულ გაზომვებს.  $13.8033 \div 1234.93 K$  ინტერვალში სტს-90 განისაზღვრება პლატინის წინაღობიანი თერმომეტრით.  $1234.93 K$  ზევით ტემპერატურა განისაზღვრება პლანკის განტოლებით შავი სხეულის გამოსხივებისათვის და ხილული სპექტრის გამოსხივების ინტენსიურობის გაზომვით.

## თავი 8. ენტროპიის გამოყენება

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოავლინოს ძირითადი ცნებების ცოდნა, რომლებიც დაკავშირებულია ენტროპიასთან და მეორე კანონთან: ენტროპიის გადაცემა, ენტროპიის წარმოქმნა და გაზრდა.
- გამოთვალოს ენტროპია და ენტროპიის ცვლილება ორ სისტემას შორის, გაანალიზოს იზოენტროპული (ადიაბატური) პროცესები შესაბამისი თვისებების მონაცემების გამოყენებით.
- წარმოადგინოს სიტბოს გადაცემა შიდა შექცევად პროცესში როგორც ფართობი ტემპერატურა-ენტროპიის დიაგრამაზე.
- გამოიყენოს ენტროპიის ბალანსი დახურული და ღია სისტემებისათვის.

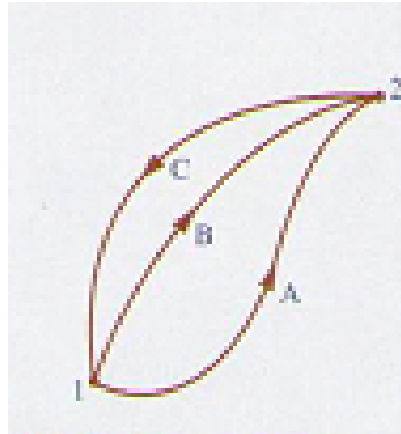
### 8.1. ენტროპია - „სისტემის თვისებაა

ენერჯის ცნება ფართოდ გამოიყენება მეცნიერების და ტექნიკის სხვადასხვა დარგში, კერძოდ, საინჟინრო თერმოდინამიკაში. ქვევით დავინახავთ, რომ სისტემების ანალიზი მეორე კანონის თვალთახედვით შესაძლებელია ეფექტურად იმ თვისების გამოყენებით, რომელსაც ენტროპია ეწოდება. ენერჯია და ენტროპია ორივე აბსტრაქტული ცნებაა, მაგრამ სიტყვა ენტროპია იშვიათად გამოიყენება ყოველდღიურ საუბარში.

#### 8.1.1. ენტროპიის ცვლილების განსაზღვრა

რაოდენობა არის თვისება მაშინ, და მხოლოდ მაშინ, თუ მისი მნიშვნელობის ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის არ არის დამოკიდებული პროცესზე. თვისების ცნების ეს ასპექტი კლაუზიუსის უტოლობასთან ერთად გამოყენებულია ამ თავში ენტროპიის ცვლილების შემოსატანად.

ნახ. 23 წარმოდგენილია დახურული სისტემის მიერ შესრულებული ორი ციკლი.



ნახ.23 ორი შიდა შექცევადი ციკლი

ერთი მათგანი შეიცავს შიდა შექცევად პროცესს A 1მდგომარეობიდან 2-ში, რის შემდეგაც სრულდება შიდა შექცევადი პროცესი C 2-ე მდგომარეობიდან 1-ში. მეორე ციკლი შედგება შიდა შექცევადი პროცესისაგან B 1-ლი მდგომარეობიდან 2-ში, რის შემდეგაც ხორციელდება იგივე პროცესი C 2-ე მდგომარეობიდან 1-ში. პირველი ციკლისათვის კლაუზიუსის უტოლობა (5.13) იღებს სახეს:

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \Big|_A + \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \Big|_C = -\sigma_{\text{ციკლ}}^0 \quad (8.1 \text{ ა})$$

მეორე ციკლისთვის

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \Big|_B + \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \Big|_C = -\sigma_{\text{ციკლ}}^0 \quad (8.1 \text{ ბ})$$

8.1 ჩაწერისას წევრი  $\sigma_{\text{ციკლ}}^0$  მიღებულია ნულის ტოლად, რადგან ციკლები შედგება შიდა შექცევადი პროცესებისგან.

როდესაც 8.1ბ განტოლებას გამოვაკლებთ 8.1ა-ს, მივიღებთ

$$\left( \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_A - \left( \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

ცხადია, რომ ინტეგრალი  $\frac{\delta Q}{T}$ -ან ერთი და იგივეა ორივე პროცესისთვის. რადგან

A და B ნებისმერი სიდიდეებია, აქედან გამომდინარეობს, რომ ინტეგრალს  $\frac{\delta Q}{T}$  აქვს ერთი და იგივე მნიშვნელობა ყველა შიდა შექცევადი პროცესისათვის ორ მდგომარეობას შორის. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ინტეგრალის მნიშვნელობა



დამოკიდებულია მხოლოდ საბოლოო მდგომარეობებზე. ამიტომ შეიძლება დავასკვნათ, ინტეგრალი წარმოადგენს სისტემის რომელიღაც თვისების ცვლილებას.

ავირჩიოთ სიმბოლო  $S$  ამ თვისების აღსანიშნავად, რომელსაც **ენტროპია** ეწოდება. მაშინ ენტროპიის ცვლილება ასე გამოისახება:

$$S_2 - S_1 = \left( \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{შიდა შექც.}} \quad (8.2a)$$

სადაც ინდექსი „შიდა შექც“ გვახსენებს, რომ ინტეგრირება ტარდება ნებისმიერი შიდა შექცევადი პროცესისათვის, რომელიც აკავშირებს ორ მდგომარეობას. წარმოებულის საშუალებით ენტროპიის ცვლილების განმსაზღვრელი განტოლება მიიღებს სახეს:

$$ds = \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{შიდა შექც.}} \quad (8.2b)$$

ენტროპია ექსტენსიური თვისებაა.

ენტროპიის SI ერთეულია  $\text{ჯ/კ}$ , მაგრამ ამ კურსში ჩვენ გამოვიყენებთ  $\text{კჯ/კ}$ . ხვედრითი ენტროპიისათვის SI ერთეულებია  $\text{კჯ/კგ} \cdot \text{კ}$ .  $S$ -თვის და  $\text{კჯ/კმოლი} \cdot \text{კ}^{-1}$ -თვის.

### 8.1.2. ენტროპიის გამოთვლა

რადგან ენტროპია არის თვისება, სისტემის ენტროპიის ცვლილება ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის დროს არის ერთი და იგივე ყველა პროცესისათვის, იქნება ეს შიდა შექცევადი თუ შეუქცევადი. ამრიგად, განტოლება 8.2a იძლევა ენტროპიის ცვლილების განსაზღვრის საშუალებას. შედეგად მიიღება ენტროპიის ცვლილების სიდიდე სისტემის ყველა პროცესისათვის ორ მდგომარეობას შორის.

განტოლება 8.2a ენტროპიის გამოთვლის საფუძველია სტანდარტულ მნიშვნელობასთან შედარებით. როგორც სტანდარტული მდგომარეობა, ისე სტანდარტული მნიშვნელობა შეიძლება იყოს ნებისმიერი. ენტროპიის მნიშვნელობა ნებისმიერ  $y$  მდგომარეობაში სტანდარტულ  $X$  მდგომარეობის მნიშვნელობასთან მიმართებაში ასე ჩაიწერება:

$$S_y = S_x + \left( \int_x^y \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{შიდა შექც.}} \quad (8.3)$$

სადაც  $S_x$  ენტროპიის მნიშვნელობაა სტანდარტულ მდგომარეობაში.

ასეთი გზით განსაზღვრული ენტროპიის მნიშვნელობები დამაკმაყოფილებელია, რადგან ისინი გამოიყენება ენტროპიის სხვაობების გამოთვლისას, რომლებისთვისაც სტანდარტული სიდიდე არ არსებობს. ეს მიახლოება საკმარისია იმ შემთხვევებისათვის, სადაც შემადგენლობა მუდმივია. როდესაც მიმდინარეობს ქიმიური რეაქცია, აუცილებელია ენტროპიის **აბსოლუტური** მნიშვნელობის ცნების გამოყენება **თერმოდინამიკის მესამე კანონის** საშუალებით.

## 8.2. ენტროპიის მონაცემების მოძიება

როდესაც ადრე იყო აღნიშნული, მონაცემები თვისებების შესახებ შეიძლება ვიპოვოთ შესაბამის ცხრილებში, გრაფიკებში და განტოლებებში. გარდა  $p, v, T, u$  და  $h$  თვისებებისა, რომლებიც აუცილებელია მასის და ენერჯის შენახვის პრინციპის გამოსაყენებლად, მეორე კანონის გამოყენებისათვის მოითხოვება ასევე ენტროპიის მნიშვნელობების ცოდნა.

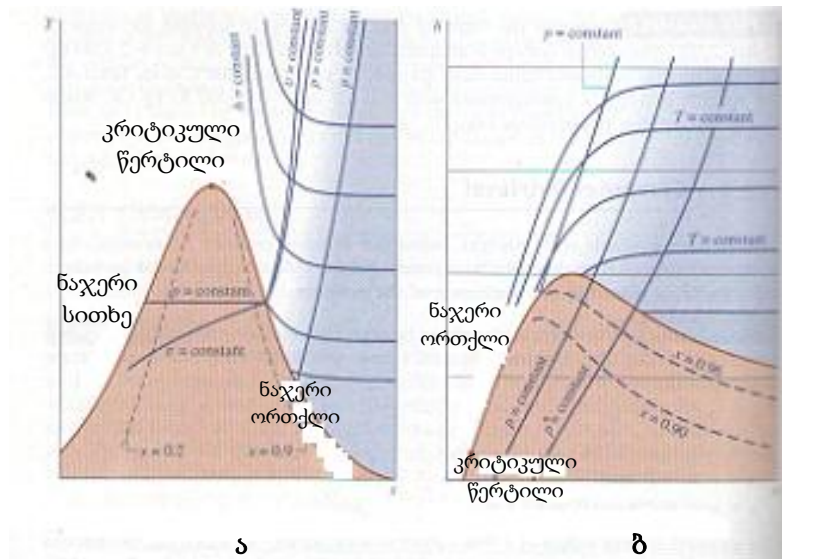
ასეთი მონაცემები განთავსებულია შესაბამის ცხრილებში. ენტროპიის და ხვედრითი ენტროპიის მონაცემები იძებნება ისევე, როგორც  $v, u$  და  $h$ . ცხრილებში მოცემული ხვედრითი ენტროპიის სიდიდეები მოტანილია სტანდარტულ მდგომარეობებთან და მნიშვნელობებთან შედარებით.

### 8.2.1. ენტროპიის გრაფიკული მონაცემების გამოყენება

მეორე კანონის გამოყენებისას ხშირად მიზანშეწონილია მდგომარეობების და პროცესების გამოსახვა დიაგრამებზე, რომელთა ერთ-ერთი კოორდინატი ენტროპიაა. ასეთი ორი ყველაზე ხშირად გავრცელებული შემთხვევაა დიაგრამები: ტემპერატურა-ენტროპია და ენთალპია-ენტროპია.

ნახ. 24 ასახულია **ტემპერატურა-ენტროპიის დიაგრამა**.  $T-S$  დიაგრამის ზეგამთბარი ორთქლის უბანში მუდმივი ხვედრითი ენთალპიის ხაზები ახლოსაა ჰორიზონტალურთან წნევის შემცირებისას. ასეთი მდგომარეობები ნაჩვენებია ნახაზზე როგორც დაშტრიხული ფართობი. დიაგრამის ამ უბანში ნაჩვენებია მდგომარეობებისათვის ენთალპია, პირველ რიგში, განისაზღვრება ტემპერატურით:  $h(T, p) \approx h(T)$ . ეს ის უბანია, სადაც იდეალური აირის მოდელი იძლევა

დამაკმაყოფილებელ მიახლოებას. დაშტრიხულ ფართობს გარეთ მყოფი ზეგამთბარი ორთქლის მდგომარეობისთვის ენთალპიის გამოსათვლელად აუცილებელია როგორც ტემპერატურა, ასევე წნევა და იდეალური აირის მოდელი ამ შემთხვევაში ვერ გამოიყენება.



ნახ. 24. ტემპერატურა-ენტროპიის (ა) და ენთალპია-ენტროპიის (ბ) დიაგრამები

### ენტალპია-ენტროპიის დიაგრამა

ამ შემთხვევაში აღსანიშნავია კრიტიკული წერტილის მდებარეობა და მუდმივი ტემპერატურის და მუდმივი წნევის ხაზების გამოჩენა. მუდმივი მნიშვნელობის ხაზები ნაჩვენებია ორფაზიანი სითხე-ორთქლის უბანში (ნახ. 24ბ), რომელიც გამოიყენება თვისებების გამოსათვლელად ზეგამთბარი ორთქლის მდგომარეობებში ორფაზიანი სითხე-ორთქლის ნარევებისათვის. სითხის მონაცემები ადგილ-ადგილ არის ნაჩვენები. ზეგამთბარი ორთქლის უბანში მუდმივი ტემპერატურის ხაზები ახლოსაა ჰორიზონტალურთან წნევის შემცირებისას. ეს ზეგამთბარი ორთქლის მდგომარეობები ნაჩვენებია მიახლოებით, როგორც დაშტრიხული უბანი, რომელიც შეესაბამება ნახ.24ა-ს დაშტრიხულ უბანს.

### 8.3. T-dS განტოლებების შემოტანა

თუმცა ენტროპიის ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის შეიძლება გამოითვალოს 8.2 განტოლების საშუალებით, ასეთი გამოთვლები, ძირითადად, ტარდება T-dS განტოლებების გამოყენებით, რომლებიც საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ ენტროპია სხვა, უფრო ადვილად განსაზღვრადი თვისებების მონაცემებიდან. მაგრამ ამ განტოლებების მნიშვნელობა მეტია, ვიდრე მათი როლი ენტროპიის სიდიდის განსაზღვრისას. კერძოდ, ისინი გამოიყენება როგორც ამოსავალი წერტილი მთელი რიგი მნიშვნელოვანი დამოკიდებულებების მისაღებად სუფთა, ადვილად კუმშვადი სისტემებისათვის.

T-dS განტოლებების გამოყვანა შესაძლებელია სუფთა, ადვილად კუმშვადი სისტემის განხილვით, რომელიც მონაწილეობს შიდა შექცევად პროცესში. მთელი სისტემის მოძრაობის და გრავიტაციული ეფექტების არარსებობის შემთხვევაში, ენერჯის ბალანსის დიფერენციალური ფორმა ასეთია:

$$\delta Q_{\text{შიდა შექც.}} = dU + (\delta W)_{\text{შიდა შექც.}} \quad (8.6)$$

ადვილად შეკუმშვადი სისტემის განსაზღვრების თანახმად მუშაობას აქვს ასეთი სახე.

$$\delta W_{\text{შიდა შექც.}} = pdV \quad (8.7a)$$

ან 8.2b განტოლების გადაწყობით, სითბოს გადაცემა იქნება

$$(\delta Q)_{\text{შიდა შექც.}} = TdS \quad (8.7b)$$

თუ 8.7-ს ჩავსვამთ 6.6-ში, მივიღებთ პირველ **T dS განტოლებას:**

$$TdS = dU + pdV \quad (8.8)$$

მეორე T dS განტოლება მიიღება 8.8-ან  $H=U+pV$ -ს გამოყენებით:

$$dH = dU + d(pV) = dU + pdV + Vdp$$

ან

$$dU + pdV = dH - Vdp$$

ამ გამოსახულების 8.8-ში ჩასმით მივიღებთ მეორე T dS განტოლებას:

$$T dS = dH - Vdp \quad (8.9)$$

ეს განტოლება შეიძლება ჩაიწეროს მასის საშუალებით:

$$T ds = du + pdv \quad (8.10a)$$

$$T ds = dh - vdp \quad (8.10b)$$

ან მოლებში

$$Td\bar{s} = d\bar{u} + p d\bar{v} \quad (8.11a)$$

$$Td\bar{s} = d\bar{h} + \bar{v} dp \quad (8.11b)$$

თუმცა ეს განტოლებები გამოყვანილია შიდა შექცევადი პროცესების განხილვით, ენტროპიის ცვლილება, მიღებული ამ განტოლებების ინტეგრირებით, არის **ნებისმიერი** პროცესის ცვლილება, არის ის შექცევადი თუ შეუქცევადი, სისტემის ორ წონასწორულ მდგომარეობას შორის. რადგან ენტროპია არის თვისება, ენტროპიის ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის არ არის დამოკიდებული მდგომარეობების დამაკავშირებელი პროცესის პარამეტრებზე.

T dS განტოლებების გამოყენების საჩვენებლად განვიხილოთ ფაზის ცვლილება გაჯერებული სითხიდან გაჯერებულ ორთქლამდე მუდმივი ტემპერატურისა და წნევის პირობებში. 8.10b განტოლება დაიყვანება ასეთ სახეზე

$$ds = \frac{dh}{T}$$

რადგან ფაზური ცვლილებისას ტემპერატურა ასევე მუდმივია

$$S_g - S_f = \frac{h_g - h_f}{T} \quad (8.12)$$

#### 8.4. უკუმშვადი ნივთიერების ენტროპიის ცვლილება

8.10a განტოლება გამოყენებულია უკუმშვადი ნივთიერების ორ მდგომარეობას შორის ენტროპიის გამოსათვლელად. უკუმშვადი ნივთიერების მოდელი გულისხმობს, რომ ხვედრითი მოცულობა (სიკვრივე) მუდმივია და ხვედრითი შიდა ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე, ამრიგად,  $du=c(T)dT$ , სადაც c აღნიშნავს ნივთიერების ხვედრით სითბოს.

$$ds = \frac{c(T)dT}{T} + \frac{pdv^0}{T} = \frac{c(T)dT}{T}$$

ინტეგრირებით

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c(T)}{T} dT$$

როდესაც ხვედრითი სითბო მუდმივია,

$$s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{უკუმშვადი, მუდმივი } c) \quad (8.13)$$

## 8.5. იდეალური აირის ენტროპიის ცვლილება

აქ TdS განტოლებები გამოყენებულია იდეალური აირის ორ მდგომარეობას შორის ენტროპიის ცვლილებების გამოსათვლელად.

მოხერხებულობისათვის 8.10 განტოლებები ასე ჩაიწერება

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{p}{T} dv \quad (8.14)$$

შემდეგი გარდაქმნებით მიიღება განტოლებები:

$$S(T_2, v_2) - S(T_1, v_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_v(T) \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (8.15)$$

$$S(T_2, p_2) - S(T_1, p_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_p(T) \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8.16)$$

### 8.5.1. ხვედრითი სითბოების მუდმივობა

როდესაც  $C_v$  და  $C_p$  განიხილება როგორც მუდმივი, 8.15 და 8.16 განტოლებები იღებს სახეს:

$$S(T_2, v_2) - S(T_1, v_1) = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (8.17)$$

$$S(T_2, p_2) - S(T_1, p_1) = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8.18)$$

ეს განტოლებები რომლებიც იძლევა  $\Delta u$  და  $\Delta R$  მნიშვნელობებს, შეიძლება გამოყენებულ იქნას იდეალური აირის მოდელისათვის მუდმივი ხვედრითი სითბოების შემთხვევაში.

## 8.6. დახურული სისტემების შიდა შექცევადი პროცესების ენტროპიის ცვლილება

როდესაც დახურული სისტემა მონაწილეობს შიდა შექცევად პროცესში, მისი ენტროპია შეიძლება გაიზარდოს, შემცირდეს ან დარჩეს უცვლელი. ეს მიიღწევა შემდეგი განტოლების გამოყენებით:

$$ds = \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{შიდა შექც.}} \quad (8.2\text{b})$$

რომელიც გვიჩვენებს, რომ როდესაც დახურული სისტემა მონაწილეობს შიდა შექცევად პროცესში, ის იღებს ენერგიას სითბოს გადაცემის საშუალებით და

სისტემის ენტროპია იზრდება. საწინააღმდეგო შემთხვევაში, როდესაც ენერგია გაედინება სისტემიდან სითბოს გადაცემის საშუალებით. ენტროპია მცირდება. ამის ინტერპრეტირება შესაძლებელია, თუ გავითვალისწინებთ, რომ ენტროპიის გადაცემა თან ახლავს სითბოს გადაცემას. ენტროპიის გადაცემის მიმართულება იგივეა რაც სითბოს გადაცემისა.

**ადიაბატური** შიდა შექცევადი პროცესისას ენტროპია არ იცვლება. მუდმივი ენტროპიის პროცესს **იზოენტროპული პროცესი** ეწოდება.

### 8.6.1. სითბოს გადაცემის ფართობით წარმოდგენა

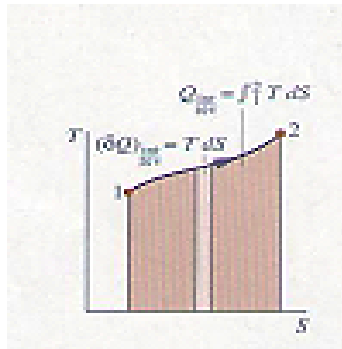
8.2ბ განტოლება ასე ჩაიწერება:

$$(\delta Q)_{\text{შიდა შექც.}} = T ds$$

გავაინტეგრიროთ საწყისი მდგომარეობიდან 1 საბოლოო მდგომარეობამდე 2:

$$Q_{\text{შიდა შექც.}} = \int_1^2 T ds \tag{8.19}$$

ამ განტოლებიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ შიდა შექცევადი პროცესის დროს ენერგის გადაცემა დახურულ სისტემაზე სითბოს საშუალებით შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც ფართობი ტემპერატურა-ენტროპიის დიაგრამაზე. ნახ. 25 ნაჩვენებია სითბოს გადატანის ფართობით წარმოდგენა ნებისმიერი შიდა შექცევადი პროცესისათვის, რომლის დროსაც ტემპერატურა იცვლება.



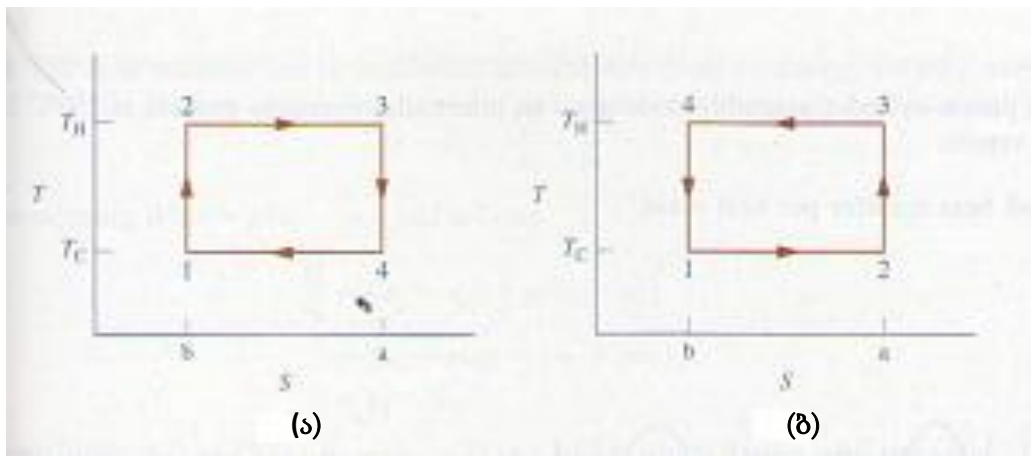
**ნახ.25. სითბოს გადაცემის ფართობით წარმოდგენა დახურული სისტემის შიდა შექცევადი პროცესისათვის**

საყურადღებოა, რომ ტემპერატურა უნდა იყოს გამოსახული კელვინის გრადუსებით და ფართობი – ეს არის მთელი ფართობი მრუდს ქვევით

(დაშტრიხულია). ასევე აღსანიშნავია, რომ ასეთი წარმოდგენა არ გამოდგება შეუქცევადი პროცესებისათვის.

### 8.6.2. კარნოს ციკლის გამოყენება

განვიხილოთ ნახ.26ა, რომელზეც ნაჩვენებია კარნოს ენერგოციკლი. ციკლი შედგება ოთხი თანმიმდევრული შექცევადი პროცესისგან: ორი იზოთერმული პროცესი მონაცვლეობს ორ ადიაბატურთან. 2-3 პროცესის დროს ადგილი აქვს სითბოს გადაცემას სისტემაზე, როდესაც სისტემის ტემპერატურა უცვლელია,  $T_H$ . სისტემის ენტროპია იზრდება ენტროპიის თანმხლები გადაცემის გამო. ამ პროცესისათვის, 8.19 განტოლების თანახმად,  $Q_{2-3} = T_H(S_2 - S_3)T_H$ , ასე რომ, ფართობი 2-3-a-b-2 (ნახ.26ა) წარმოადგენს სითბოს გადაცემას პროცესის დროს. პროცესი 3-4 ადიაბატურია და შიდა შექცევადი და ამიტომ ის იზოენტროპულია (ენტროპია მუდმივია). პროცესი 4-1 იზოთერმულია  $T_C$ -ზე, რომლის დროსაც სითბო გადაიცემა სისტემიდან. რადგან ენტროპიის გადაცემა თან ახლავს სითბოს გადაცემას, სისტემის ენტროპია მცირდება. ასეთი პროცესისათვის  $Q_{4-1} = T_C(S_1 - S_4)$ , რომელიც უარყოფითი სიდიდეა. ფართობი 4-1-b-a-4 (ნახ. 26ა) წარმოადგენს სითბოს გადაცემის,  $Q_{4-1}$ , სიდიდეს. პროცესი 1-2, რომელიც ამთავრებს ციკლს, ადიაბატურია და შიდა შექცევადია (იზოენტროპული).



ნახ.26. კარნოს ციკლის ტემპერატურა-ენტროპიის დიაგრამა (ა) ენერგეტიკული ციკლი; (ბ) გაცივების ან გათბობის დატუმბვის ციკლი



ნებისმიერი ციკლის სრული მუშაობა სითბოს სრული გადაცემის ტოლია, ასე რომ, შემოუსაზღვრავი ფართობი 1-2-3-4-1 წარმოადგენს ციკლის სრულ მუშაობას. ციკლის მქვ ასევე შეიძლება გამოისახოს ფართობების საშუალებით:

$$\eta = \frac{W_{\text{ციკლ}}}{Q_{2-3}} = \frac{\text{ფართობი } 1-2-3-4-1}{\text{ფართობი } 2-3-a-b-2}$$

ამ გამოსახულების მრიცხველი არის  $(T_H - T_C)(S_3 - S_2)$  და მნიშვნელი  $-T_H(S_3 - S_2)$ , ასე რომ, სითბური მქვ შეიძლება გამოისახოს ტემპერატურის საშუალებით მხოლოდ როგორც  $\eta = 1 - T_C/T_H$ .

თუ ციკლი სრულდება, როგორც ეს ნახ. 26ბ-ზეა ნაჩვენები, შედეგი იქნება კარნოს გაცივების ან სითბოს დატუმბვის ციკლი. ასეთი ციკლის დროს სითბო გადაეცემა სისტემას, როდესაც მისი ტემპერატურა უცვლელია  $T_C$ -ზე, ასე რომ, 1-2 პროცესის დროს ენტროპია იზრდება. 3-4 პროცესის დროს სითბო გაედინება სისტემიდან, როდესაც ტემპერატურა,  $T_H$ , მუდმივია და ენტროპია მცირდება.

### 8.7. ენტროპიის ბალანსი დახურული სისტემებისათვის

ენტროპიის ბალანსი არის მეორე კანონის გამოხატვა, რომელიც განსაკუთრებით ეფექტურია თერმოდინამიკური ანალიზისათვის. წინამდებარე განხილვა შემოფარგლულია დახურული სისტემებით.

ისევე როგორც მასა და ენერგია გამოიყენება მასისა და ენერგიის ბალანსისათვის, შესაბამისად ენტროპიაც გამოიყენება ენტროპიის ბალანსისათვის. ენტროპიის ბალანსი ასე გამოისახება:

[ენტროპიის რაოდენობის ცვლილება სისტემის შიგნით დროის გარკვეულ ინტერვალში] = [ენტროპიის საერთო რაოდენობას, რომელიც გადაიცემა სისტემის საზღვრის გავლით დროის ინტერვალში] + [ენტროპიის რაოდენობა, რომელიც წარმოიქმნება დროის ინტერვალში].

სიმბოლოებით, დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსს აქვს ფორმა:

$$\frac{S_2 - S_1}{\text{ენტროპიის ცვლილება}} = \frac{\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_b}{\text{ენტროპიის გადაცემა}} + \frac{\sigma}{\text{ენტროპიის წარმოქმნა}} \quad (8.20)$$

სადაც ინდექსი  $b$  იმის მანიშნებელია, რომ ინტეგრალქვეშა გამოსახულება გამოითვლება სისტემის საზღვარზე.

რიგ შემთხვევებში მოსახებელია ენტროპიის ბალანსის გამოსახვა დიფერენციალური ფორმით:

$$ds = \left(\frac{\delta Q}{T}\right)_b + \delta\sigma \quad (8.21)$$

აღსანიშნავია, რომ  $Q$  და  $\sigma$ -ს წარმოებულები ნაჩვენებია, შესაბამისად, როგორც  $\delta Q$  და  $\delta\sigma$ . როდესაც ადგილი აქვს არა შიდა შეუქცევადობებს,  $\delta\sigma$  წევრი ისპობა და განტოლება 8.21 დადის 8.2 ბ-მდე.

ორივე ალტერნატიულ ფორმაში ენტროპიის ბალანსი შეიძლება განვიხილოთ როგორც თერმოდინამიკის მეორე კანონის დებულება. ტექნოლოგიური სისტემების ანალიზისათვის ენტროპიის ბალანსი უფრო ეფექტური საშუალებაა მეორე კანონის გამოსაყენებლად, ვიდრე კლაუზიუსის და კელვინ-პლანკის ფორმულირებები.

### 8.7.1. დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსის ინტერპრეტირება

თუ საბოლოო მდგომარეობები ფიქსირებულია, ენტროპიის ცვლილება 8.20 განტოლების მარცხენა მხარეს შეიძლება გამოითვალოს პროცესის დეტალებისგან დამოუკიდებლად. მაგრამ მარჯვენა მხარის ორი წევრი ცხადად არის დამოკიდებული პროცესის ბუნებაზე და მათი გამოთვლა შეუძლებელია მხოლოდ საბოლოო მდგომარეობის ცოდნით. აქ განტოლების მარჯვენა მხარის პირველი წევრი დაკავშირებულია სითბოს გადაცემასთან სისტემაზე ან სისტემიდან პროცესის დროს. ამ წევრის ინტერპრეტირება შეიძლება როგორც **ენტროპიის გადაცემა, რომელიც თანახლავს სითბოს გადაცემას**. ენტროპიის გადაცემის მიმართულება ემთხვევა სითბოს გადაცემის მიმართულებას და აქ გამოიყენება იმავე ნიშნების წესი, რაც სითბოს გადაცემისათვის. დადებითი მნიშვნელობა ნიშნავს, რომ ენტროპია გადაეცემა სისტემას და უარყოფითი – რომ ენტროპია გადაეცემა სისტემის გარეთ. თუ სითბოს გადაცემა არ ხდება, არ არის ენტროპიის გადაცემაც.

სისტემის ენტროპიის ცვლილება არ გამოითვლება მხოლოდ ენტროპიის გადაცემის საშუალებით, არამედ ის ნაწილობრივ განპირობებულია 8.20-ის მარჯვენა მხარის მეორე წევრით, და აღნიშნულია  $\sigma$ -თი. წევრი  $\sigma$  დადებითია, როდესაც პროცესის დროს ადგილი აქვს შიდა შეუქცევადობებს და ისპობა, როდესაც ასეთი

შეუქცევადობები არ არის. ეს შეიძლება აღიწეროს შემდეგნაირად: **ენტროპია წარმოიქმნება** სისტემის შიგნით შეუქცევადობების ზემოქმედების შედეგად.

მეორე კანონის ინტერპრეტირება შეიძლება იმის მოთხოვნით, რომ ენტროპია წარმოიქმნება შეუქცევადობების მოქმედებით და ინახება მხოლოდ ზღვარში, სადაც შეუქცევადობები მცირდება ნულამდე. რადგან  $\sigma$  ზომავს შეუქცევადობების ეფექტს სისტემის შიგნით პროცესის დროს, მისი მნიშვნელობა დამოკიდებულია პროცესის ბუნებაზე და არა მხოლოდ საბოლოო მდგომარეობაზე. ენტროპიის წარმოქმნა **არ არის** თვისება.

როდესაც ენტროპიის ბალანსს ვიყენებთ დახურული სისტემისათვის, აუცილებელია გვახსოვდეს მოთხოვნები, რომლებსაც უყენებს მეორე კანონი ენტროპიის წარმოქმნას: ენტროპიის **წარმოქმნის** მნიშვნელობა უნდა იყოს დადებითი ან ნულის ტოლი:

$$\sigma: \begin{cases} > 0 & \text{სისტემაში ადგილი აქვს შეუქცევადობებს} \\ = 0 & \text{სისტემაში არ არის შეუქცევადობები} \end{cases} \quad (8.22)$$

ენტროპიის წარმოქმნის სიდიდე არ შეიძლება იყოს უარყოფითი. ამის საწინააღმდეგოდ, სისტემის ენტროპიის ცვლილება შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი ან ნულის ტოლი:

$$S_2 - S_1: \begin{cases} > 0 \\ = 0 \\ < 0 \end{cases} \quad (8.23)$$

### 8.7.2. ენტროპიის წარმოქმნის და გადაცემის გამოთვლა

ენტროპიის ბალანსის გამოყენების მიზანი, რიგ შემთხვევებში, არის ენტროპიის წარმოქმნის წევრის გამოთვლა. მაგრამ ენტროპიის წარმოქმნის სიდიდეს მოცემული პროცესისათვის ხშირად, **თავისთავად**, არ აქვს მნიშვნელობა. იგი, ჩვეულებრივ, განისაზღვრება შედარების გზით. მაგალითად, ენტროპიის წარმოქმნა მოცემულ კომპონენტში შეიძლება შევადაროთ ენტროპიის წარმოქმნის სიდიდეებს სხვა კომპონენტებში, რომლებიც ამ კომპონენტებისგან შემდგარი მთლიანი სისტემის ნაწილია. ასეთი შედარების შემდეგ, შეიძლება კომპონენტების, სადაც ადგილი აქვს საგრძნობ შეუქცევადობებს, იდენტიფიცირება და **რიგში განლაგება**. ეს საშუალებას

იმლევა იმ კომპონენტებზე ყურადღების გამახვილებას, რომლებსაც მეტი წვლილი შეაქვთ მთელი სისტემის არაეფექტურ მუშაობაში.

ენტროპიის ბალანსში ენტროპიის გადაცემის წევრის გამოთვლა მოითხოვს ინფორმაციას, როგორც სითბოს გადაცემის, ასევე საზღვრის ტემპერატურის შესახებ, სადაც სითბოს გადაცემა მიმდინარეობს.

ენტროპიის გადაცემის წევრი ყოველთვის პირდაპირ ვერ გამოითვლება, რადგან საჭირო ინფორმაცია ან უცნობია ან არ არის განსაზღვრული ისე, როგორც, მაგალითად, სისტემა გადის მდგომარეობებს, რომლებიც საკმაოდ შორს არიან წონასწორობიდან. ამიტომ, ასეთ შემთხვევებში, უფრო მოსახერხებელია სისტემის გაფართოება მასში საკმარისი რაოდენობის მყისიერი გარემოებების ჩართვით, ისე, რომ ტემპერატურა გაფართოებული სისტემის საზღვარზე შეესაბამებოდეს სისტემის უშუალო გარემოს ტემპერატურას,  $T_f$ . მაშინ, ენტროპიის გადაცემის წევრი, უბრალოდ, იქნება  $Q/T_f$ . მაგრამ, როდესაც ადგილი აქვს შეუქცევადობებს, ისინი მოქმედებენ არა მარტო სისტემაზე, არამედ გაფართოებულ სისტემაზეც. ამიტომ ენტროპიის წარმოქმნის წევრი უნდა გამოითვალოს შიდა შეუქცევადობების ეფექტებისათვის საწყისი სისტემის შიგნით და გარე შეუქცევადობებისათვის გარემოს იმ ნაწილში, რომელიც შედის გაფართოებულ სისტემაში.

### 8.7.3. დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსი

თუ  $T_b$  ტემპერატურა მუდმივია, 8.20 განტოლება იღებს სახეს:

$$S_2 - S_1 = \frac{Q}{T_b} + \sigma$$

სადაც  $Q/T_b$  – ენერჯიის რაოდენობაა, რომელიც გადაიცემა საზღვრის ნაწილის გავლით  $T_b$  ტემპერატურაზე. ანალოგიურად, სიდიდე  $\dot{Q}/TT$  წარმოადგენს ენტროპიის გადაცემის დროით წარმოებულს საზღვრის იმ ნაწილის გავლით, რომლის მყისიერი ტემპერატურაა  $T_j$ . ეს სიდიდე შემოდის დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსში.

დროით წარმოებულის საფუძველზე, დახურული სისტემის ენტროპიის ბალანსს აქვს შემდეგი სახე:

$$\frac{dS}{dt} = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sigma \quad (8.24)$$

სადაც  $\frac{dS}{dt}$  არის სისტემის ენტროპიის ცვლილების დროით წარმოებული. წევრი  $Q_j \frac{Q_j}{T_j}$  არის ენტროპიის გადაცემის დროით წარმოებული საზღვრის იმ ნაწილის გავლით, რომლის მყისიერი ტემპერატურაა  $T_j$ . წევრი  $\sigma$  ეხება ენტროპიის წარმოქმნის დროით წარმოებულს, რაც განპირობებულია სისტემის შიგნით არსებული შეუქცევადობებით.

## 8.8. პროცესების მიმართულობა

მე-5 თავში განხილული იყო მე-2 კანონი პროცესების მიმართულობის თვალთახედვით. აქ განვიხილოთ ორი ასპექტი, რომლებიც მნიშვნელოვანია ენტროპიის ზრდის პრინციპის და ენტროპიის სტატისტიკური ინტერპრეტირებისათვის.

### 8.8.1. ენტროპიის ზრდის პრინციპი

განვიხილოთ დახურული სისტემის ენერჯის და ენტროპიის ბალანსები ენტროპიის ზრდის პრინციპის შემოსატანად. განვიხილვა კონცენტრირებული იქნება გაფართოებულ სისტემაზე, როდესაც ის პროცესში მონაწილეობს. რადგან მთლიანი ენერჯის და მასის გადატანა ხდება გაფართოებული სისტემის საზღვარზე, გაფართოებული სისტემა არის **იზოლირებული სისტემა**.

იზოლირებული სისტემის ენერჯის ბალანსი დაიყვანება გამოსახულებაზე:

$$\Delta E]_{\text{იზოლ}} = 0 \quad (8.25\text{ა})$$

რადგან ენერჯის გადაცემა არ ხდება საზღვრის გავლით, იზოლირებული სისტემის ენერჯია მუდმივი სიდიდეა. რადგან ენერჯია ექსტენციური თვისებაა, მისი სიდიდე იზოლირებული სისტემისათვის არის სისტემის და მისი გარემოს შესაბამისი მნიშვნელობის ჯამი, ასე რომ, 8.25ა განტოლება ასე ჩაიწერება:

$$\Delta E]_{\text{სისტ}} + \Delta E]_{\text{გარ}} = 0 \quad (8.25\text{ბ})$$

ორივე ფორმით, ენერჯის შენახვის პრინციპი ზღუდავს მიმდინარე პროცესებს. პროცესის მიმდინარეობისთვის აუცილებელია, რომ სისტემის პლუს გარემოს

ენერგია იყოს მუდმივი. მაგრამ ყველა პროცესი რეალურად არ აკმაყოფილებს ამ შეზღუდვას. პროცესი ასევე უნდა აკმაყოფილებდეს მეორე კანონს.

იზოლირებული სისტემის ენტროპიის ბალანსს აქვს სახე:

$$\Delta S]_{\text{იზოლ}} = \int_1^2 \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_b^0 + \sigma_{\text{იზოლ}}$$

და

$$\Delta S]_{\text{იზოლ}} = \sigma_{\text{იზოლ}} \quad (8.26a)$$

სადაც  $\sigma_{\text{იზოლ}}$  არის ენტროპიის მთლიანი რაოდენობა, რომელიც წარმოიქმნება სისტემაში და მის გარემოში. რადგან ენტროპია წარმოიქმნება ყველა რეალური პროცესის დროს, მხოლოდ ის პროცესები მიმდინარეობს, რომელთათვისაც იზოლირებული სისტემის ენტროპია იზრდება. ეს ცნობილია როგორც **ენტროპიის ზრდის პრინციპი**. ზოგჯერ ამას განიხილავენ როგორც მეორე კანონის ალტერნატიულ ფორმულირებას.

რადგან ენტროპია ექსტენსიური სიდიდეა, მისი მნიშვნელობა იზოლირებული სისტემისათვის არის სისტემის და მისი გარემოს შესაბამისი მნიშვნელობების ჯამი და განტოლება 8.26 ა მიიღებს სახეს:

$$\Delta S]_{\text{სისტ}} + \Delta S]_{\text{გარ}} = \sigma_{\text{იზოლ}} \quad (8.26b)$$

აღსანიშნავია, რომ ეს განტოლება არ მოითხოვს, რომ ენტროპიის ცვლილება იყოს დადებითი როგორც სისტემისათვის, ასევე მისი გარემოსათვის, არამედ მოითხოვს იმას, რომ ცვლილებების **ჯამი** იყოს დადებითი. ორივე ფორმისათვის ენტროპიის ზრდის პრინციპი განსაზღვრავს იმ მიმართულებას, რომლითაც პროცესი უნდა მიმდინარეობდეს. პროცესები მიმდინარეობს მხოლოდ ისეთი მიმართულებით, სადაც სისტემის **პლუს** გარემოს სრული ენტროპია იზრდება.

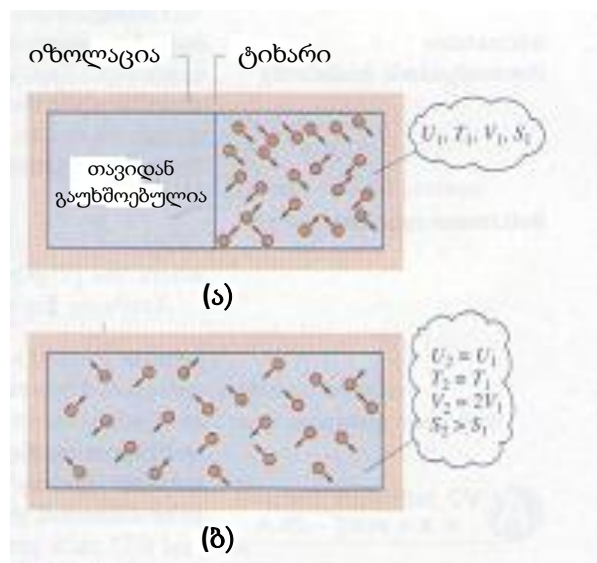
ადრე ნაჩვენები იყო სისტემის ტენდენცია მონაწილეობდეს პროცესში, სანამ არ მიიღწევა წონასწორობის მდგომარეობა. ენტროპიის ზრდის პრინციპის თანახმად, იზოლირებული სისტემის ენტროპია იზრდება წონასწორობის მდგომარეობასთან მიახლოებისას და ეს მდგომარეობა მიიღწევა, როდესაც ენტროპია ხდება მაქსიმალური.

### 8.8.2. ენტროპიის სტატისტიკური ინტერპრეტირება

ენტროპიის ზრდის პრინციპის საფუძველზე აქ შემოდის ენტროპიის ინტერპრეტირების მიკროსკოპული ასპექტი, რომელიც ალბათობაზეა დაფუძნებული.

სტატისტიკურ თერმოდინამიკაში ენტროპია დაკავშირებულია მიკროსკოპული უწყსრიგობის ცნებასთან. ცნობილია, რომ სისტემის თავისთავადი პროცესისას იზოლირებული სისტემა მიისწრაფვის წონასწორობისაკენ და ენტროპია იზრდება. მიკროსკოპული თვალთახედვით, ეს იმის ეკვივალენტურია, რომ ასეთ შემთხვევაში, ჩვენი ცოდნა სისტემის შემადგენელი ცალკეული ნაწილაკების მდგომარეობის შესახებ მცირდება, რაც შეესაბამება მიკროსკოპული უწყსრიგობის და ენტროპიის შესაბამის ზრდას.

განვიხილოთ  $N$  რაოდენობის მოლეკულა, რომელიც დასაწყისში მოთავსებულია ყუთის ერთ ნახევარში (ნახ. 27ა). მთელი ყუთი განიხილება როგორც იზოლირებული სისტემა. ივარაუდება, რომ გამოიყენება იდეალური აირის მოდელი. საწყის მდგომარეობაში აირი წონასწორობაშია ტემპერატურის, წნევის და სხვა თვისებების თვალთახედვით. მაგრამ მიკროსკოპულ დონეზე მოლეკულები ფაქტიურად მოძრაობენ, თუმცა დანამდვილებით ვიცით, რომ დასაწყისში ყველა მოლეკულა ჭურჭლის მარჯვენა მხარესაა.



ნახ. 27.  $N$  მოლეკულა ყუთში

მოვაცილოთ ტიხარი და დაველოდოთ, სანამ ისევ არ დამყარდება წონასწორობა (ნახ. 27ბ). რადგან სისტემა იზოლირებულია, შიდა ენერგია  $U$  არ იცვლება:  $U_2 = U_1$ , მეტიც, რადგან იდეალური აირის შიდა ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე, ისიც არ იცვლება:  $T_2 = T_1$ . საბოლოოდ, მდგომარეობაში მოცემული მოლეკულის მოცულობა გაორმაგებულია:  $V_2 = 2V_1$ . ისევე როგორც მონეტის აგდებისას, ალბათობა იმისა, რომ მოლეკულა აღმოჩნდეს ერთ ან მეორე მხარეს, არის  $1/2$ , იგივეა, რაც მოცულობათა ფარდობა:  $V_1/V_2$ . საბოლოო მდგომარეობაში ჩვენ გვაქვს **ნაკლები ცოდნა** იმის შესახებ, თუ სად არის მოლეკულა.

პროცესის ენტროპიის ცვლილების გამოთვლა შეიძლება 8.15 განტოლების გამოყენებით, რომელიც გამოსახულია მოცულობის საშუალებით და მოლარობის საფუძველზე. მუდმივი ტემპერატურის პროცესისათვის ენტროპიის ცვლილება ასე გამოისახება:

$$(S_2 - S_1)/n = \bar{R} \ln(V_2 - V_1) \quad (8.27)$$

სადაც  $n$  არის ნივთიერების რაოდენობა მოლებში.

უფრო ვრცელი მოლეკულური მოდელირების და სტატისტიკური ანალიზის საშუალებით შეიძლება გამოვთვალოთ მდებარეობის და სიჩქარეების - **მიკრო მდგომარეობების** მთლიანი რაოდენობა. ამ მთელს **თერმოდინამიკური ალბათობა** ეწოდება,  $W$ .  $N$  მოლეკულის შემცველი სისტემისათვის ეს ალბათობა ტოლია  $W^N$ . სტატისტიკური თერმოდინამიკის მიხედვით ენტროპია პროპორციულია  $\ln(W)^N$ -ს, ე. ი.  $S \sim N \ln(w)$ .

ეს გვაძლევს **ბოლცმანის დამოკიდებულებას**.

$$S/N = k \ln w \quad (8.28)$$

სადაც პროპორციულობის კოეფიციენტს  $k$ -ს **ბოლცმანის მუდმივა** ეწოდება.

8.28 განტოლების გამოყენება ნაჩვენებია პროცესისათვის გვაძლევს

$$\frac{S_2 - S_1}{N} = k \ln(W_2) - k \ln(W_1) = k \ln\left(\frac{W_2}{W_1}\right) \quad (8.29)$$

8.27 და 8.29 გამოსახულებების შედარება გვიჩვენებს, რომ ისინი თანხვდება, როდესაც  $k = n\bar{R}/N$  და  $\frac{W_2}{W_1} = \frac{V_2}{V_1}$ . პირველი გამოსახულება ბოლცმანის მუდმივას გამოთვლის საშუალებას იძლევა:  $k = 1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ ჯ/კ}$ . ასევე, რადგან  $V_2 > V_1$  და



$W_2 > W_1$ , როგორც 8.27, ასევე 8.29 განტოლება პროგნოზირებს ენტროპიის ზრდას შეუქცევადი ადიაბატური გაფართოების დროს ენტროპიის წარმოქმნის გამო.

8.29-დან ცხადია, რომ ნებისმიერი პროცესისას, რომელშიც იზრდება სისტემის შესაძლო მიკრომდგომარეობების რიცხვი, იზრდება მისი ენტროპია და პირიქით. ამდენად, **იზოლირებული** სისტემისათვის პროცესები მიმდინარეობენ მხოლოდ იმ მიმართულებით, სადაც იზრდება სისტემის შესაძლო მიკრომდგომარეობების რიცხვი, რისი შედეგიც არის ჩვენი ნაკლები ცოდნა ცალკეული ნაწილაკების მდგომარეობის შესახებ. ამის გამო ენტროპია ასახავს სისტემის **მიკროსკოპულ უწყესრიგობას**. შეიძლება დავასკვნათ, რომ იზოლირებულ სისტემაში მიმდინარეობენ მხოლოდ ის პროცესები, რომლებიც ზრდიან სისტემის უწყესრიგობას. ეს ინტერპრეტირება თანხმობაშია პროცესების მიმართულობის იდეასთან.

ენტროპიის, როგორც უწყესრიგობის საზომის ცნება, ხანდახან გამოიყენება თერმოდინამიკიდან განსხვავებულ დარგებში, როგორცაა ინფორმაციის თეორია, სტატისტიკა, ბიოლოგია და ზოგიერთი ეკონომიკური და სოციალური მოდელირება. ასეთ შემთხვევებში ენტროპია გამოიყენება როგორც უწყესრიგობის საზომი აზრობრივი ექსპერიმენტის ფიზიკური ასპექტების გარეშე.

### 8.9. ღია სისტემების ენტროპიის ბალანსი

ისევე როგორც მასა და ენერგია, ენტროპიაც ექსტენსიური თვისებაა. ასე რომ, მისი გადაცემაც შესაძლებელია ღია სისტემაში ან მის გარეთ ნივთიერების ნაკადის საშუალებით. რადგან ეს არის პრინციპული განსხვავება დახურულ და ღია სისტემებს შორის, ღია სისტემის ენტროპიის ბალანსის მიღება შეიძლება 8.24 განტოლების მოდიფიცირებით ენერჯის გადაცემის გამოსათვლელად.

$$\frac{dS_{CV}}{dt} = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_i \dot{m}_i s_i - \sum_e \dot{m}_e s_e + \dot{\sigma}_{ev} \quad (8.30)$$

ენტროპიის  
ცვლილების  
წარმოებული

ენტროპიის გადაცემის  
წარმოებულები

ენტროპიის  
წარმოქმნის  
წარმოებული

სადაც  $\frac{dS_{CV}}{dt}$  არის ენერჯის ცვლილების დროით წარმოებული ღია სისტემის შიგნით. წევრები  $\dot{m}_i s_i$  და  $\dot{m}_e s_e$ , შესაბამისად, ენტროპიის გადაცემის წარმოებულება, რაც თან სდევს მასის ნაკადს ღია სისტემის შიგნით და მის გარეთ. წევრი  $\dot{Q}_j$  წარმოადგენს სითბოს გადაცემის დროით წარმოებულს საზღვარზე, სადაც მყისიერი ტემპერატურაა  $T_j$ . ფარდობა  $\dot{Q}_j/T_j$ . ეხება ენტროპიის გადაცემის თანმხლებ წარმოებულს. წევრი  $\dot{\sigma}_{ev}$  აღნიშნავს ენტროპიის წარმოქმნის დროით წარმოებულს, რომელიც განპირობებულია შეუქცევადობით ღია სისტემის შიგნით.

### ენტროპიის ბალანსის ინტეგრალური ფორმა

ისევე როგორც ღია სისტემის მასის და ენერჯის ბალანსის შემთხვევაში, ენტროპიის ბალანსი შეიძლება გამოისახოს ლოკალური თვისებების წევრებით. ამდენად, წევრი  $S_{CV}(t)$ , რომელიც წარმოადგენს მთლიან ენტროპიას, დაკავშირებულს ღია სისტემასთან  $t$  დროში, შეიძლება ჩაიწეროს როგორც მოცულობითი ინტეგრალი

$$S_{CV}(t) = \int_V \rho s dV$$

სადაც  $\rho$  და  $s$ , შესაბამისად, აღნიშნავენ ლოკალურ სიმკვრივეს და ხვედრით ენტროპიას. ენტროპიის გადაცემის დროით წარმოებული შეიძლება ჩაიწეროს უფრო ზოგადი სახით როგორც ინტეგრალი ღია სისტემის მთელ ფართობზე

$$[\text{ენტროპიის გადაცემის დროით წარმოებული}] = \int_A \left(\frac{\dot{q}}{T}\right)_b dA$$

სადაც  $\dot{q}$  – სითბური ნაკადია დროის ერთეულში, სითბოს გადაცემის დროით წარმოებული ზედაპირის ფართობზე საზღვრის გასწვრივ  $T$  მყისიერ ტემპერატურაზე. ინდექსი “ $b$ ” გვახსენებს, რომ ინტეგრალქვეშა გამოსახულება გამოითვლება ღია სისტემის საზღვარზე. მეტიც, წევრები, გათვალისწინებული ენტროპიის გადაცემისათვის მასის ნაკადის დროს, შეიძლება გამოისახოს როგორც ინტეგრალები ნაკადის გამომშვებ ფართობებში. შედეგად ენტროპიის ბალანსის განტოლება იღებს ასეთ სახეს:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho s dV = \int_A \left(\frac{\dot{q}}{T}\right)_b dA + \sum_i \left( \int_A s p V_n dn \right)_i - \sum_e \left( \int_A s p V_n dA \right)_e + \dot{\sigma}_{CV} \quad (8.31)$$

აქ  $V_n$  -ით აღნიშნულია ნაკადის სიჩქარის მიმართულების კომპონენტი, პერპენდიკულარული ნაკადის ფართობის მიმართ. რიგ შემთხვევებში ასევე მოსახერხებელია ენტროპიის წარმოქმნის წარმოებულის გამოსახვა ღია სისტემაში

ენტროპიის წარმოქმნის მოცულობითი წარმოებულის მოცულობითი ინტეგრალის სახით. საბოლოოდ, აღსანიშნავია, რომ ამ განტოლებაში დახურული სისტემისათვის ჯამები, რომლებიც ეხება ენტროპიის გადაცემას შემშვებზე და გამომშვებზე, ამოვარდნილია და 8.31 განტოლება დაიყვანება უფრო ზოგად 8.24 განტოლებაზე.

### 8.10. ღია სისტემის წარმოებულების ბალანსები სტაციონარულ მდგომარეობაში

საინჟინრო ანალიზი ხშირად შეიცავს ღია სისტემებს სტაციონარულ მდგომარეობაში, სასარგებლოა ჩამოვთვალოთ სტაციონარული მდგომარეობისათვის მასის, ენერჯიის და ენტროპიის ბალანსების ფორმები. სტაციონარულ მდგომარეობაში მასის შენახვის პრინციპი ასე გამოისახება:

$$\sum_i \dot{m}_i = \sum_e \dot{m}_e \quad (8.32a)$$

ენერჯიის ბალანსის ფორმა შემდეგია:

$$Q = \dot{Q}_{CV} - \dot{W}_{CV} + \sum_i \dot{m}_i \left( h_i + \frac{v_i^2}{2} + gz_i \right) - \sum_e \dot{m}_e \left( h_e + \frac{v_e^2}{2} + gz_e \right) \quad (8.32b)$$

და ბოლოს, ენტროპიის ბალანსის ფორმა სტაციონარული მდგომარეობისათვის მიიღება 8.30 განტოლების ასეთ ფორმამდე დაყვანით:

$$Q = \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \sum_i \dot{m}_i s_i - \sum_e \dot{m}_e s_e + \dot{\sigma}_{CV} \quad (8.32g)$$

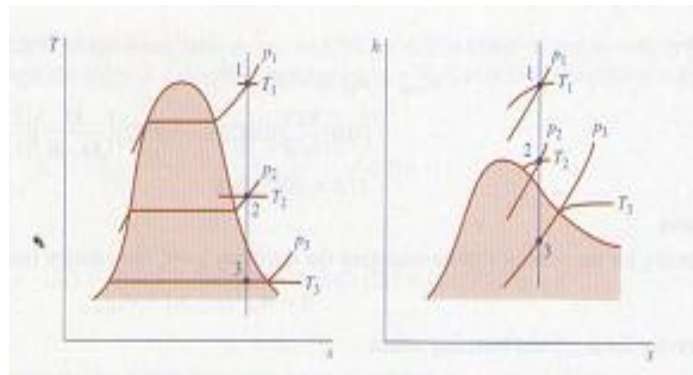
მასა და ენერჯია ინახება, მაგრამ ენტროპია – არა. განტოლება (8.32a) გვიჩვენებს, რომ სტაციონარულ მდგომარეობაში ღია სისტემაში მასის ნაკადის სრული წარმოებულის ტოლია ღია სისტემიდან მასის ნაკადის სრული წარმოებულისა. ანალოგიურად, (8.32b) განტოლება გვიჩვენებს, რომ ღია სისტემაში ენერჯიის გადაცემის სრული წარმოებულის ტოლია ღია სისტემიდან ენერჯიის გადაცემის სრული წარმოებულის ტოლია. მაგრამ განტოლება (8.32g) მოითხოვს, რომ სიჩქარე, რომლითაც ენტროპია გადაეცემა სისტემის გარეთ, უნდა იყოს მეტი, ვიდრე სიჩქარე, რომლითაც ენტროპია შემოდის სისტემაში, განსხვავება არის ენტროპიის წარმოქმნა ღია სისტემის შიგნით, რაც გამოწვეულია შეუქცევადობებით.

## 8.11. იზოენტროპული პროცესები

ტერმინი **იზოენტროპული** ნიშნავს მუდმივ ენტროპიას. ამ ნაწილში განხილული იქნება თვისებები. რომლებიც დაკავშირებულია ნებისმიერ ორ მდგომარეობასთან, რომლებშიც ხვედრითი ენტროპია არ იცვლება.

### 8.11.1. ზოგადი განხილვა

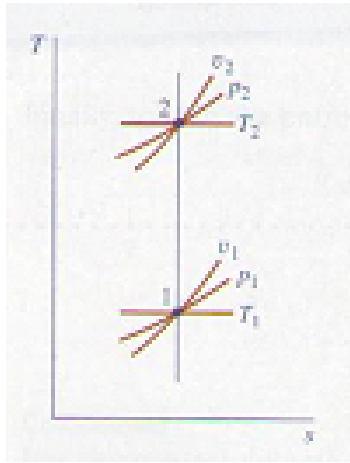
ერთი და იგივე ხვედრითი ენტროპიის მქონე მდგომარეობების თვისებების დაკავშირება შესაძლებელია გრაფიკებით და ცხრილების მონაცემებით. მაგალითად, ტემპერატურა-ენტროპიის და ენთალპია-ენტროპიის დიაგრამები (ნახ. 28). განსაკუთრებით მოსახერხებელია ერთი და იგივე ხვედრითი ენტროპიის მქონე მდგომარეობების თვისებების განსაზღვრისათვის. ყველა თვისებას, რომელიც ვერტიკალურ ხაზზეა და გადის მოცემულ მდგომარეობას, აქვს ენტროპიის ერთი და იგივე მნიშვნელობა. თუ მდგომარეობა 1 ფიქსირებულია  $p$  წნევით და  $T_1$  ტემპერატურით, 2 და 3 მდგომარეობები ადვილად განლაგდება, თუ განსაზღვრულია ერთ-ერთი სხვა თვისება, წნევა ან ტემპერატურა. ასეთ შემთხვევაში 2 და 3 მდგომარეობების სხვა დანარჩენი თვისების მნიშვნელობები პირდაპირ აიღება ნახაზიდან.



ნახ. 28. T-S და h-S დიაგრამები ერთნაირი ხვედრითი ენტროპიის მქონე მდგომარეობებისათვის

### 8.11.2. იდეალური აირის მოდელის გამოყენება

განვიხილოთ დამოკიდებულებები წნევას, ხვედრით მოცულობას და ტემპერატურას შორის იდეალური აირის ერთნაირი ხვედრითი ენტროპიის მქონე მდგომარეობისათვის (ნახ. 29).



ნახ. 29. იდეალური აირის ორი მდგომარეობა, სადაც  $S_2=S_1$

ასეთი მდგომარეობისათვის შეიძლება ჩაიწეროს:

$$0 = S^\circ(T_2) - S^\circ(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (8.33)$$

ეს განტოლება შეიცავს თვისების ოთხ მნიშვნელობას:  $P_1, T_1, P_2, T_2$ . თუ ცნობილია სამი მათგანი, მეოთხე ადვილად გამოითვლება. მაგალითად, თუ ცნობილია 1 მდგომარეობის ტემპერატურა და წნევების ფარდობა:  $P_2/P_1$  და 2 მდგომარეობის ტემპერატურა, მივიღებთ

$$S^\circ(T_2) - S^\circ(T_1) - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (8.34a)$$

რადგან  $T_1$  ცნობილია,  $S^\circ(T_1)$ -ის ალბათ შეიძლება შესაბამისი ცხრილიდან,  $S^\circ(T_2)$  შეიძლება გამოითვალოს და მაშინ  $T_2$  ტემპერატურა დადგინდება ექსტრაპოლირებით. თუ განსაზღვრულია  $P_1, T_1$  და  $T_2$  და წნევა 2 მდგომარეობისათვის უცნობია, განტოლება 8.34 ა ასე ამოიხსნება

$$P_2 = P_1 \exp\left[\frac{S^\circ(T_2) - S^\circ(T_1)}{R}\right] \quad (8.34b)$$

### მუდმივი ხვედრითი სითბოების შემთხვევა

განვიხილოთ, თუ როგორ არის დაკავშირებული თვისებები იდეალური აირის იზოენტროპული პროცესების დროს, როდესაც ხვედრითი სითბოები მუდმივია. ნებისმიერ ასეთ შემთხვევაში 8.27 და 8.28 განტოლებები იღებს სახეს:

$$0 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

$$0 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{v_2}{v_1}$$

იდეალური აირის დამოკიდებულებების შეტანით:

$$C_p = \frac{k R}{k - 1}, \quad C_v = \frac{R}{k - 1}$$

სადაც  $k$  არის ხვედრითი სითბოს ფარდობა და  $R$  აირის მუდმივაა, ეს განტოლებები, შესაბამისად, ასე ამოიხსნება:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(k-1)/k} \quad (S_1 = S_2, \text{ მუდმივა } k) \quad (8.35)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \quad (S_1 = S_2, \text{ მუდმივა } k) \quad (8.36)$$

8.35 და 8.36 განტოლებიდან გამოვრიცხავთ ტემპერატურებს,

$$\left( \frac{P_2}{P_1} \right) = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad (S_1 = S_2, \text{ მუდმივა } k) \quad (8.37)$$

ადრე შიდა შექცევადი პროცესი აღვწერეთ  $p v^n = \text{const}$  საშუალებით, სადაც  $n$  არის მუდმივა, როგორც პოლიტროპული პროცესი. 8.37 განტოლებიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ იდეალური აირის პოლიტროპული პროცესი:  $p v^k = \text{const}$ ; მუდმივი ხვედრითი სითბოების ფარდობისას,  $k$ , არის იზოენტროპული პროცესი. იდეალური აირის პოლიტროპული პროცესი, რომლისთვისაც  $n = 1$ , არის იზოთერმული (მუდმივი ტემპერატურა) პროცესი. ნებისმიერი ნაკადისათვის,  $n = 0$  შეესაბამება იზობარულ (მუდმივი წნევა) პროცესს და  $n = \pm\infty$ , შესაბამისად, შეესაბამება იზომეტრულ (მუდმივი მოცულობა) პროცესს.

## 8.12. სითბოს გადაცემა და მუშაობა შიდა შექცევადი, სტაციონარული ნაკადის პროცესებში

### 8.12.1. სითბოს გადაცემა

სტაციონარულ მდგომარეობაში მყოფი ღია სისტემისათვის, რომელშიც ნაკადი იზოთერმულია  $T$  ტემპერატურაზე და შიდა შექცევადია, ენტროპიის ბალანსის ფორმა ასეთია

$$0 = \frac{\dot{Q}_{cv}}{T} + \dot{m}(S_1 - S_2) = \dot{\phi}_{cv}$$

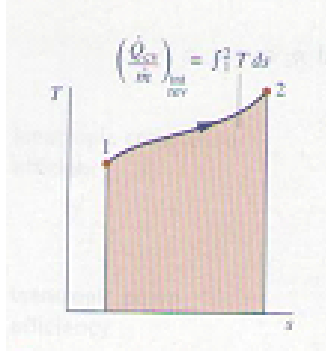
სადაც 1 და 2 აღნიშნავს, შესაბამისად, შემშვებს და გამომშვებს და  $\dot{m}$  არის მასის ნაკადის წარმოებული. ამ განტოლების ამოხსნით მიიღება ღია სისტემაში სითბოს გადაცემა ერთეულოვან მასაზე;

$$\frac{\dot{Q}_{cv}}{\dot{m}} = T(S_2 - S_1)$$

უფრო ზოგადად, ტემპერატურა იცვლება, როდესაც აირი ან სითხე გაედინება ღია სისტემაში. შეგვიძლია ვივარაუდოთ, რომ ტემპერატურის ასეთი ცვლილება შეიცავს მთელ რიგ უსასრულო საფეხურებს. მაშინ სითბოს გადაცემა ერთეულოვან მასაზე ასეთი სახისაა

$$\left(\frac{\dot{Q}_{cv}}{\dot{m}}\right)_{\text{შიდა შექც}} = \int_1^2 T ds \quad (8.38a)$$

ინდექსი “შიდა შექც” შეგვახსენებს, რომ ეს გამოსახულება გამოიყენება მხოლოდ ისეთი ღია სისტემებისათვის, სადაც არ არის შიდა შეუქცევადობები. 8.38 განტოლების ინტეგრალი აიღება შემშვებიდან გამომშვებამდე. როდესაც მდგომარეობებში გადის ერთეულოვანი მასა შემშვებიდან გამომშვებამდე, და აღიწერება მრუდით  $T - s$  დიაგრამაზე (ნახ. 30), სითბოს ერთეულოვანი მასის ნაკადზე გადაცემის სიდიდე შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც ფართობი მრუდის ქვეშ.



ნახ. 30. სითბოს გადაცემის ფართობით წარმოდგენა ნაკადის შიდა შექცევადი პროცესისათვის

### 8.12.2. მუშაობა

მუშაობა ერთეულოვან მასაზე, რომელიც გაედინება ერთ შემშვებიან და ერთ გამომშვებიან ღია სისტემაში, შეიძლება განისაზღვროს ენერგიის ბალანსიდან, რომელსაც სტაციონარულ მდგომარეობაში აქვს შემდეგი სახე:

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} = \frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{m}} + (h_1 - h_2) + \left(\frac{V_1^2 - V_2^2}{2}\right) + g(z_1 - z_2) \quad (8.38\text{ბ})$$

ეს განტოლება არის ენერგიის შენახვის პრინციპის ფორმულირება, რომელიც გამოიყენება მაშინ, თუ ღია სისტემაში ადგილი აქვს შეუქცევადობებს, ასევე მაშინ, როდესაც ისინი არ არის. მაგრამ თუ განხილვა შეზღუდულია შიდა შექცევადი შემთხვევით, შეიძლება 8.38 განტოლების გამოყენება. შედეგად,

$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}\right)_{\text{შიდა შექც}} = \int_1^2 T ds + (h_1 - h_2) + \left(\frac{V_1^2 - V_2^2}{2}\right) + g(z_1 - z_2) \quad (8.39\text{ა})$$

რადგან ადგილი არა აქვს შიდა შექცევადობებს, მასის ერთეული გადის წონასწორული მდგომარეობების რიგს, როდესაც ის მოძრაობს შემშვებიდან გამომშვებისკენ. ამიტომ ენტროპიის, ენთალპიისა და წნევის ცვლილებები დაკავშირებულია განტოლებით:

$$T ds = dh - v dp,$$

რომლის ინტეგრირებით ვიღებთ:

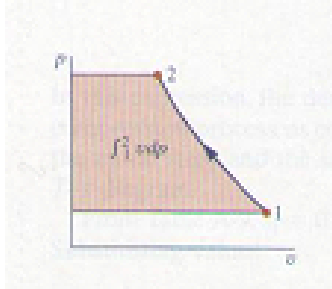
$$\int_1^2 T ds = (h_2 - h_1) - \int_1^2 v dp$$

ამ გამოსახულების გამოყენებით (8.38ბ) განტოლება იღებს ასეთ სახეს:



$$\left(\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}\right)_{\text{შიდა შეეს}} = -\int_1^2 v dp + \left(\frac{V_1^2 - V_2^2}{2}\right) + g(z_1 - z_2) \quad (8.39\text{ბ})$$

როდესაც მდგომარეობები, რომლებშიც ერთეულოვანი მასა შექცევადად გაედინება შემშვებიდან გამომშვებამდე, აღიწერება მრუდით  $p - v$  დიაგრამაზე (ნახ. 31),  $\int v dp$  ინტეგრალის სიდიდე წარმოდგენილია დაშტრიხული ფართობით მრუდის უკან.



ნახ. 31.  $\int_1^2 v dp$ -ს ფართობით წარმოდგენა

განტოლება 8.39ა გამოიყენება ისეთი დანადგარებისათვის, როგორცაა ტურბინები, კომპრესორები და ტუმბოები. ასეთი შემთხვევებისათვის არ არის კინეტიკური ან პოტენციური ენერჯის მნიშვნელოვანი ცვლილება შემშვებიდან გამომშვებამდე. ასე რომ,

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}_{\text{შიდა შეეს}} = -\int_1^2 v dp \quad (\Delta E_p = \Delta E_g = 0) \quad (8.39\text{გ})$$

ეს გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ მუშაობის სიდიდე დაკავშირებულია აირის ან სითხის ხვედრითი მოცულობის სიდიდესთან მათი შემშვებიდან გამომშვებამდე მოძრაობის დროს.

### 8.12.3. მუშაობა პოლიტროპული პროცესების დროს

შიდა შექცევადი პროცესი აღიწერება  $pv^n = \text{const}$  გამოსახულებით, სადაც  $n = \text{const}$ , და მას ეწოდება პოლიტროპული პროცესი. თუ თითოეულ ერთეულოვან მასაში, რომელიც გაედინება ერთ შემშვებიდან და ერთ გამომშვებიდან ღია მოცულობაში, მიმდინარეობს პოლიტროპული პროცესი, მაშინ  $pv^n = \text{const}$  -ის

შეტანა 8.39b განტოლებაში და ინტეგრირება იძლევა მუშაობას მასის ერთეულზე შიდა შეუქცევადობების და კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების მნიშვნელოვანი ცვლილების არარსებობისას. ასე რომ,

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}_{\text{შიდა შექც}} = - \int_1^2 v dp = -(\text{const})^{\frac{1}{n}} \int_1^2 \frac{dp}{p^{\frac{1}{n}}} = -\frac{n}{n-1} (P_2 v_2 - P_1 v_1) \quad (8.40)$$

(პოლიტროპული,  $n \neq 1$ )

განტოლება 8.40 გამოიყენება  $n$ -ის ყველა მნიშვნელობისათვის, გარდა  $n = 1$ . როდესაც  $n = 1$ ,  $pv = \text{constant}$  და მუშაობა მიიღებს სახეს

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}_{\text{შიდა შექც}} = - \int_1^2 v dp = - \text{constant} \int_1^2 \frac{dv}{p} = -(P_1 v_1) \ln \left( \frac{P_2}{P_1} \right) \quad (8.41)$$

### იდეალური აირის შემთხვევა

იდეალური აირისათვის 8.40 განტოლება ასეთი სახისაა:

$$\left( \frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}} \right)_{\text{შიდა შექც}} = -\frac{nR}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (\text{იდეალური აირი, } n \neq 1) \quad (8.41a)$$

პოლიტროპული პროცესისათვის:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n}$$

8.41 ა-ს ალტერნატიული ფორმა შემდეგია:

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}_{\text{შიდა შექც}} = -\frac{nRT_1}{n-1} \left[ \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (\text{იდეალური აირი, } n \neq 1) \quad (8.41b)$$

იდეალური აირისათვის 8.40 განტოლება იღებს სახეს

$$\frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{m}}_{\text{შიდა შექც}} = -RT \ln \left( \frac{P_2}{P_1} \right) \quad (\text{იდეალური აირი, } n = 1) \quad (8.42)$$

## თავი 9. ექსერგია

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- განმარტოს ექსერგიასთან დაკავშირებული ძირითადი ცნებები, როგორცაა ექსერგიის სტანდარტული გარემო, მკვდარი მდგომარეობა, ექსერგიის გადაცემა, ექსერგიის დაშლა.
- გამოთვალოს მდგომარეობის ექსერგია და მისი ცვლილება ორ მდგომარეობას შორის შესაბამისი თვისებების მონაცემების გამოყენებით.
- გამოიყენოს ექსერგიის ბალანსი დახურული და ღია სისტემებისათვის სტაციონარულ მდგომარეობაში
- განსაზღვროს და გამოთვალოს ექსერგიის მქკ.

### 9.1. ექსერგიის შემოტანა

ენერგია ინახება ნებისმიერ პროცესში ან ხელსაწყო-დანადგარში. ის არ იშლება. სისტემაში ენერგიის შეტანის შედეგია პროდუქტები და თანაპროდუქტები. მაგრამ მართო ენერგიის შენახვის იდეა არ არის საკმარისი რესურსების გამოყენების რიგის მნიშვნელოვანი ასპექტების დასადგენად.

ამ თავში შემოდის **ექსერგიის** ცნება, თვისება, რომელიც რაოდენობრივად განსაზღვრავს **გამოსაყენებელ პოტენციალს**. ენერგიისაგან განსხვავებით ექსერგია არ ინახება, მაგრამ შეიძლება გაქრეს შეუქცევადობების ზეგავლენით.

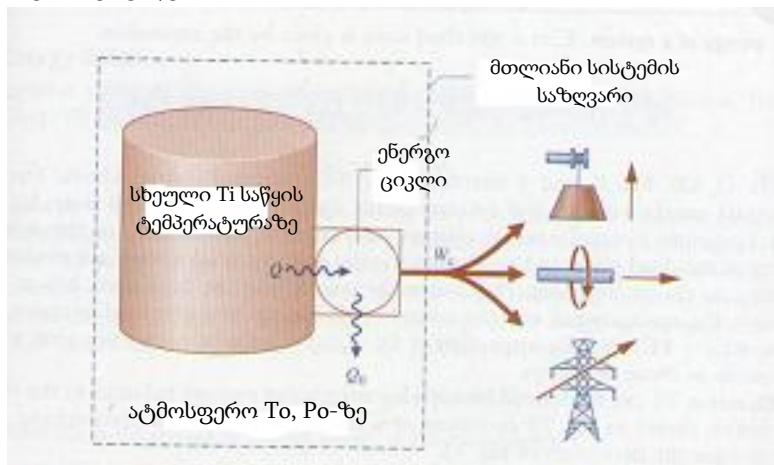
ექსერგია შეიძლება არა მართო გაქრეს, არამედ შესაძლებელია მისი გადაცემა სისტემაში და სისტემიდან. ექსერგია, გადაცემული სისტემიდან გარემოში გამოყენების გარეშე, განიხილება როგორც **დანაკარგი**. ენერგორესურსების გაუმჯობესებული გამოყენება შესაძლებელია ექსერგიის დაშლის და/ან დანაკარგების შემცირებით. წინამდებარე ანალიზის მიზანია იმ ადგილების დადგენა, სადაც ხდება ექსერგიის დაშლა და დანაკარგები და მათი განლაგება რიგში მნიშვნელობის მიხედვით.

### 9.2. ექსერგიის კონცეპტუალიზება

თერმოდინამიკის მეორე კანონი ექსერგიის ცნების საფუძველია. ამ კანონის ძირითადი დასკვნები ასეთია:

- მუშაობის განვითარებისათვის საჭირო პოტენციალი არსებობს, როდესაც სხვადასხვა მდგომარეობაში მყოფი ორი სისტემა კონტაქტშია ერთმანეთთან და მუშაობა შეიძლება შესრულდეს, როდესაც შესაძლებელია ორი სისტემის წონასწორობაში მოსვლა.

ნახ. 32 ნაჩვენებია, რომ თუ სითბოს გადაცემა ( $Q$ ) გაცივებისას ასრულებს ენერგოციკლს, შეიძლება შესრულდეს მუშაობა,  $W_c$ , როდესაც  $Q_o$  იხარჯება ატმოსფეროში. ეს მხოლოდ ენერჯის გადაცემაა. მუშაობა  $W_c$  მთლიანად ხმარდება წონაკის ზევით აწევას ან, ეკვივალენტურად, როგორც ლილვზე მუშაობას ან ელექტრულ მუშაობას. საბოლოოდ, სხეული ცივდება  $T_o$ -მდე და მუშაობა აღარ სრულდება. წონასწორობისას, როგორც სხეულს, ასევე გარემოს გააჩნია ენერჯია, მაგრამ არ არის რაიმე პოტენციალი მუშაობის შესრულებისათვის, რადგან არ ხდება მათ შორის ურთიერთქმედება.



ნახ. 32. მთლიანი სისტემა: სხეული, ენერგოციკლი და ატმოსფერო, რომელიც გამოიყენება ექსერჯის კონცეპტუალიზაციისათვის

აღსანიშნავია, რომ  $W_c$  მუშაობა ასევე შეიძლება შესრულდეს სისტემის მიერ, თუ სხეულის საწყისი ტემპერატურა ნაკლებია, ვიდრე ატმოსფეროსი:  $T_1 < T_0$ . ასეთ შემთხვევაში სითბოს გადაცემების  $Q$  და  $Q_o$  მიმართულებები, ნაჩვენები ნახ. 32 უნდა იყოს შებრუნებული. მუშაობა შეიძლება შესრულდეს, თუ სხეული თბება წონასწორობის მიმართულებით ატმოსფეროს საშუალებით.

რადგან ნახ.32-ზე ნაჩვენები ენერგოციკლისთვის არ შეინიშნება მთლიანი მდგომარეობის ცვლილება,  $W_c$  მუშაობა სრულდება მხოლოდ იმიტომ, რომ სხეულის საწყისი მდგომარეობა განსხვავდება ატმოსფეროს მდგომარეობიდან. ექსერჯია არის ასეთი მუშაობის მაქსიმალური თეორიული მნიშვნელობა.

### 9.2.1. გარემო და მკვდარი მდგომარეობა

ექსერჯის ცნების საშუალებით თერმოდინამიკური ანალიზისათვის აუცილებელია ატმოსფეროს მოდელირება. ასეთ მოდელს ეწოდება **ექსერჯის სტანდარტული გარემო**, ან, უბრალოდ, **გარემო**.

ამ კურსში გარემოდ მიღებულია ადვილად კუმშვადი სისტემა, რომელიც დიდია ზომით და ერთგვაროვანია ტემპერატურით,  $T_o$  და წნევით  $P_o$ . იმის გათვალისწინებით, რომ გარემო წარმოადგენს ფიზიკური სამყაროს ნაწილს,  $P_o$  და  $T_o$ -სთვის მიღებულია გარემოს პირობები, კერძოდ, 1 ატმ. წნევა და 25°C. მეტიც, გარემოს ინტენსიური თვისებები არ იცვლება მნიშვნელოვნად, როგორც ნებისმიერი განსახილველი პროცესი და გარემო თავისუფალია შეუქცევადობებისაგან.

როდესაც განსახილველი სისტემა იმყოფება  $T_o$  და  $P_o$ -ზე და უძრავია, ვამბობთ, რომ სისტემა იმყოფება მკვდარ მდგომარეობაში. ამ მდგომარეობაში არ ხდება სისტემისა და მისი გარემოს ურთიერთქმედება და ამდენად, არ არის პოტენციალი მუშაობის შესრულებისათვის.

### 9.2.2. ექსერჯის განსაზღვრა

ექსერჯია არის მაქსიმალური თეორიული მუშაობა, რომელიც მიიღება მთელი სისტემიდან: სისტემას პლუს გარემო, როდესაც სისტემა მოდის წონასწორობაში გარემოსთან (გადის მკვდარ მდგომარეობას).

ურთიერთქმედება სისტემასა და გარემოს შორის შეიძლება შეიცავდეს დამხმარე ხელსაწყოებს, როგორც, მაგალითად, ნახ.32-ზე მოტანილ ენერგოციკლში ივარაუდება, რომ მაქსიმალური თეორიული მუშაობის მიღება შეიძლება, როდესაც სისტემა თავისუფალია შეუქცევადობებიდან.

## 9.3. სისტემის ექსერჯია

კონკრეტული მდგომარეობისათვის სისტემის ექსერჯიას აქვს ასეთი სახე:

$$E = (U - U_o) + P_o(V - V_o) - T_o(S - S_o) + E_j + E_{\text{ჰ}}, \quad (9.1)$$

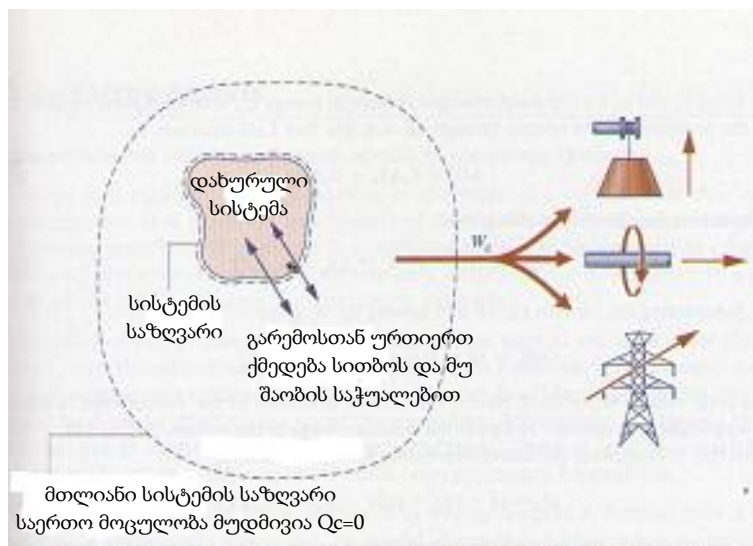
სადაც  $U$ ,  $E_j$ ,  $E_{\text{ჰ}}$ ,  $V$ , და  $S$  აღნიშნავენ, შესაბამისად, სისტემის შიდა ენერჯიას, კინეტიკურ ენერჯიას, პოტენციურ ენერჯიას, მოცულობას და ენტროპიას. ამ

მდგომარეობაში,  $U_o$ ,  $V_o$  და  $S_o$ , შესაბამისად, სისტემის შიდა ენერგია, მოცულობა და ენტროპია, მკვდარ მდგომარეობაში. ამრიგად, როდესაც სისტემა მკვდარ მდგომარეობაშია, ის უძრავია გარემოს მიმართ და მისი კინეტიკური და პოტენციური ენერგიის მნიშვნელობები ნულის ტოლია:

$$E_{oკ} = E_{oპ} = 0.$$

9.1 განტოლების თანახმად ექსერჯის ერთეულები იგივეა რაც ენერჯის.

9.1 განტოლების ამოხსნა შეიძლება ენერჯის და ენტროპიის ბალანსების გამოყენებით მთელი სისტემისათვის (ნახ. 33), რომელიც შეიცავს დახურულ სისტემას და გარემოს.



ნახ.33. მთლიანი სისტემა: სისტემა+გარემო ექსერჯის გამოსათვლელად

### სისტემის ექსერჯის გამოთვლა

ნახ.33-ის თანახმად, ექსერჯია არის მუშაობის,  $W_c$ , მაქსიმალური თეორიული მნიშვნელობა, რომლის მიღწევაც შეიძლება მთელი სისტემიდან, როდესაც დახურული სისტემა წონასწორობაში მოდის გარემოსთან – ე. ი. როდესაც დახურული სისტემა გადის მკვდარ მდგომარეობას.

ნახ.33-ის მიხედვით, დახურული სისტემა პლუს გარემო, განიხილება როგორც მთელი სისტემა. ამ სისტემის საზღვარი ისეა განლაგებული, რომ არ ხდება ენერჯის გადაცემა მისი გავლით სითბოს გადაცემის საშუალებით,  $Q_c = 0$ . მეტიც, მთელი სისტემის მოცულობა რჩება მუდმივი მაშინაც კი, როდესაც სისტემის და გარემოს მოცულობები იცვლება. შესაბამისად, მუშაობა  $W_c$  არის მხოლოდ ენერჯის გადაცემა

მთელი სისტემის საზღვრის გასწვრივ და მთლიანად იხარჯება სიმბიომის ასაწევად, ლილვის დასაბრუნებლად ან ელექტრობის წარმოსაქმნელად.

### ენერჯის ბალანსი

განვიხილოთ პროცესი, რომელშიც სისტემა და გარემო ერთმანეთთან წონასწორობაშია. მთელი სისტემის ენერჯის ბალანსი ტოლია:

$$\Delta E_c = Q_c^0 - W_c \quad (ა)$$

სადაც  $W_c$  არის მთელი სისტემის მიერ შესრულებული მუშაობა და  $\Delta E_c$  მთელი სისტემის ენერჯის ცვლილება: სისტემის და გარემოს ენერჯიების ცვლილების ჯამი. სისტემის საწყისი ენერჯია აღინიშნება  $E$ -თი. რომელიც შედგება სისტემის კინეტიკური, პოტენციური და შიდა ენერჯიებიდან. რადგან კინეტიკური და პოტენციური ენერჯიები გამოითვლება გარემოსთან მიმართებაში, სისტემის ენერჯია მკვდარ მდგომარეობაში იქნება მხოლოდ შიდა ენერჯის,  $U_0$ -ის ტოლი და შესაბამისად

$$\Delta E_c = (U_0 - E) + \Delta U_e \quad (ბ)$$

სადაც  $\Delta U_e$  არის გარემოს შიდა ენერჯის ცვლილება.

რადგან  $T_0$  და  $P_0$  მუდმივი სიდიდეებია, გარემოს შიდა ენერჯის  $U_e$ , ენტროპიის  $S_e$  და მოცულობის ცვლილებები ერთმანეთთან დაკავშირებულია  $Tds$  განტოლებით.

$$\Delta U_e = (T_0 \Delta S_e - P_0 \Delta V_e) \quad (გ)$$

განტოლების ბ-ში ჩასმით ვიღებთ:

$$\Delta E_c = (U_0 - E) + (T_0 \Delta S_e - P_0 \Delta V_e) \quad (დ)$$

დ განტოლების ა-ში ჩასმით და ამოხსნით მივიღებთ

$$W_c = (E - U_0) - (T_0 \Delta S_e - P_0 \Delta V_e) \quad (ე)$$

სისტემის მთლიანი მოცულობა მუდმივია. ამიტომ გარემოს მოცულობის ცვლილება სიდიდით სისტემის მოცულობის სიდიდის ტოლია და საწინააღმდეგოა მიმართულებით:  $\Delta V_e = -(V_0 - V)$ . და, შესაბამისად,

$$W_c = (E - U_0) + P_0(V - V_0) - (T_0 \Delta S_e) \quad (ვ)$$

ეს განტოლება ასახავს მუშაობას მთელი სისტემისათვის, როდესაც სისტემა გადის მკვდარ მდგომარეობას. მაქსიმალური თეორიული მუშაობა განისაზღვრება ენტროპიის ბალანსის გამოყენებით.

### ენტროპიის ბალანსი

მთელი სისტემის ენტროპიის ბალანსი ასე გამოიხატება:  $\Delta S_e = \sigma_c$ , სადაც ენერჯის გადაცემის წევრი ამოვარდნილია, რადგან მთელი სისტემის საზღვარზე არ ხდება სითბოს გადაცემა. წევრი  $\sigma_c$  ეხება ენტროპიის წარმოქმნას, რაც გამოწვეულია შეუქცევადობებით, როდესაც სისტემა გადადის წონასწორობაში გარემოსთან.

ენტროპიის ცვლილება,  $\Delta S_c$ , არის სისტემის და გარემოს ენტროპიების ცვლილებების ჯამი. ასე რომ,

$$\Delta S_c = (S_0 - S) + \Delta S_c ,$$

სადაც  $S$  და  $S_0$  აღნიშნავს სისტემის ენტროპიას მოცემულ მდგომარეობაში და მკვდარ მდგომარეობაში, შესაბამისად, ბოლო ორი განტოლების გაერთიანება იძლევა

$$(S_0 - S) + \Delta S_e = \sigma_c (z)$$

(ვ) და (ზ) განტოლებებიდან  $\Delta S_e$ -ს გამორიცხვით ვიღებთ

$$W_c = (E - U_0) + P_o(V - V_o) - T_o(S - S_0) - T_o\sigma_c (T)$$

რადგან  $E = U + E_j + E_{\beta}$ , განტოლება (თ) მიიღებს ასეთ სახეს:

$$W_c = (U - U_0) + P_o(V - V_o) - T_o(S - S_0) + E_j + E_{\beta} - T_o\sigma_c (i)$$

ხაზგასმული წევრის მნიშვნელობა გამოითვლება სისტემის ორი საბოლოო მდგომარეობის – მოცემული და მკვდარი მდგომარეობის საშუალებით და არ არის დამოკიდებული ამ მდგომარეობების დამაკავშირებელ პროცესზე. მაგრამ  $T_o\sigma_c$  წევრის მნიშვნელობა დამოკიდებულია პროცესის ბუნებაზე, როდესაც სისტემა გადის მკვდარ მდგომარეობას. მეორე კანონის თანახმად,  $T_o\sigma_c > 0$ , როდესაც ადგილი აქვს შეუქცევადობებს და ისპობა ზღვრულ შემთხვევაში, როდესაც შეუქცევადობები არ არის.  $T_o\sigma_c$  -ს მნიშვნელობა არ შეიძლება იყოს უარყოფითი. ამდენად, მთელი სისტემის მაქსიმალური თეორიული მუშაობის მიღება შეიძლება, თუ დაუშვებთ, რომ  $T_o\sigma_c = 0$ . განსაზღვრებით, ასეთი მუშაობა არის ექსერჯია  $E$ . შესაბამისად, განტოლება 9.1 გამოდგება ექსერჯიის გამოსათვლელად.

### 9.3.1. ექსერჯიის ასპექტები

ექსერჯიის ცნების ხუთი მთავარი ასპექტი ასეთია:

1. ექსერჯია არის სისტემის მდგომარეობის გარემოს მდგომარეობიდან გადახრის საზომი. ამიტომ ის არის სისტემის და გარემოს ერთობლივი მახასიათებელი თვისება. მაგრამ როდესაც გარემო დადგენილია, მნიშვნელობა შეიძლება მიეწეროს ექსერჯიას მხოლოდ სისტემის თვისების მნიშვნელობების საშუალებით; ასე რომ, ექსერჯია შეიძლება განვიხილოთ როგორც სისტემის თვისება. ექსერჯია ექსტენსიური თვისებაა.
2. ექსერჯიის მნიშვნელობა არ შეიძლება იყოს უარყოფითი. თუ სისტემა იმყოფება მკვდარი მდგომარეობიდან განსხვავებულ ნებისმიერ მდგომარეობაში, სისტემას შეუძლია თავისთავად შეცვალოს თავისი მდგომარეობა მკვდარი მდგომარეობის



მიმართულებით. ეს ტენდენცია გაქრება, როდესაც მიიღწევა მკვდარი მდგომარეობა. არანაირი მუშაობის შესრულება არ არის საჭირო ასეთი თავისთავადი ცვლილებისათვის. შესაბამისად, სისტემის მდგომარეობის ნებისმიერი ცვლილება მკვდარი მდგომარეობის მიმართულებით შეიძლება განხორციელდეს **სულ ცოტა ნულოვანი მუშაობის** საშუალებით და ამიტომ **მაქსიმალური** მუშაობა (ექსერგია) იქნება უარყოფითი.

3. ექსერგია არ ინახება, მაგრამ ქრება შეუქცევადობების ზემოქმედებით. ზღვრული შემთხვევაა, როდესაც ექსერგია მთლიანად ქრება, რასაც ადგილი აქვს, როდესაც სისტემა განიცდის თავისთავად ცვლილებას მუშაობის მიწოდების გარეშე. თავიდან არსებული მთელი პოტენციალი მუშაობის შესასრულებლად უსარგებლოდ იხარჯება ასეთ პროცესში.
4. ექსერგია განიხილება როგორც **მაქსიმალური** თეორიული მუშაობა, რომლის მიღებაც შესაძლებელია **მთელი** სისტემიდან: სისტემა, პლუს გარემო, როდესაც სისტემა გადადის მოცემული მდგომარეობიდან მკვდარი მდგომარეობის მიმართულებით. ალტერნატიულად, ექსერგია შეიძლება განვიხილოთ როგორც **მინიმალური** თეორიული **შემოსული** მუშაობის სიდიდე, რომელიც აუცილებელია სისტემის დასაბრუნებლად მკვდარი მდგომარეობიდან მოცემულ მდგომარეობამდე.
5. როდესაც სისტემა მკვდარ მდგომარეობაშია, ის სითბურ და მექანიკურ წონასწორობაშია გარემოსთან და ექსერგიის სიდიდე ნულის ტოლია. უფრო ზუსტად, თერმომექანიკური წვლილი ექსერგიაში უდრის ნულს. ეს მოდიფიცირებული ტერმინი განასხვავებს აქ მოტანილ ექსერგიის ცნებას სხვა წვლილებიდან, სადაც სისტემის კომპონენტები შედიან ქიმიურ რეაქციაში გარემოს კომპონენტებთან და ამ გზით ასრულებენ დამატებით მუშაობას. ამ წვლილს ექსერგიაში **ქიმიურ ექსერგიას** უწოდებენ. ეს ცნება მნიშვნელოვანია მეორე კანონის ანალიზისათვის მრავალ სისტემაში, კერძოდ, სისტემებში, სადაც ადგილი აქვს წვას. თერმომექანიკური ექსერგიის ცნება კი საკმარისია თერმოდინამიკური გამოთვლების ფართო დიაპაზონში.

### 9.3.2. ხვედრითი ექსერგია

თუმცა ექსერგია ექსტენსიური თვისებაა, მასთან მუშაობა ხშირად მოსახერხებელია მასურ ან მოლურ ერთეულებში. 9.1 განტოლების გამოსახულებით მოლარობის საშუალებით, **ხვედრით ექსერგიას** აქვს შემდეგი სახე:

$$e = (u - u_0) + p_0(v - v_0) - T_0(s - s_0) + V^2/2 + gz \quad (9.2)$$

სადაც  $u, v, s, V^2/2$  და  $gz$ , შესაბამისად, არის ხვედრითი შიდა ენერგია, მოცულობა, ენტროპია, კინეტიკური ენერგია და პოტენციური ენერგია მოცემულ მდგომარეობაში.  $u_0, v_0$ , და  $s_0$  ხვედრითი თვისებებია მკვდარ მდგომარეობაში:  $T_0, P_0$ -ზე. განტოლებაში 9.2 კინეტიკური და პოტენციური ენერგიები იზომება გარემოსთან მიმართებაში და ამიტომ შეაქვთ თავისი წვლილი ექსერჯის სიდიდეში, რადგან, პრინციპში, თითოეული მათგანი შეიძლება სრულად გარდაიქმნას მუშაობად. და ბოლოს, აღსანიშნავია, რომ ხვედრითი ექსერჯის ერთეულები ემთხვევა ხვედრითი ენერჯის ერთეულებს, კჯ/კგ.

### 9.3.3. ექსერჯის ცვლილება

დახურულ სისტემას მოცემული მდგომარეობიდან ახალ მდგომარეობაში გადასვლა შეუძლია სხვადასხვა გზით, რომელთა შორისაა მუშაობის და სითბოს საშუალებით ურთიერთქმედება გარემოსთან. ექსერჯის სიდიდე ახალ მდგომარეობაში განსხვავდება მისი საწყისი მნიშვნელობიდან. 9.1 განტოლების გამოყენებით შეიძლება ექსერჯის ცვლილების განსაზღვრა ორ მდგომარეობას შორის. საწყის მდგომარეობაში

$$E_1 = (U_1 - U_0) + p_0(V_1 - V_0) - T_0(S_1 - S_0) + E_{1კ} + E_{1ტ}$$

საბოლოო მდგომარეობაში

$$E_2 = (U_2 - U_0) + p_0(V_2 - V_0) - T_0(S_2 - S_0) + E_{2კ} + E_{2ტ}$$

ამ განტოლებების გამოკლებით მივიღებთ

$$E_2 - E_1 = (U_2 - U_1) + p_0(V_2 - V_1) - T_0(S_2 - S_1) + (E_{2კ} - E_{1კ}) + (E_{2ტ} - E_{1ტ}) \quad (9.3)$$

მკვდარი მდგომარეობის სიდიდეები  $U_0, V_0$  და  $S_0$  ამოვარდნილია გამოკლების გამო.

### 9.4. დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსი

ენერჯის მსგავსად ექსერჯაც შეიძლება გადაეცეს დახურული სისტემის საზღვრის გავლით. არ არის აუცილებელი, რომ ექსერჯის ცვლილება პროცესის

დროს მთელი გადაცემული ენერჯის ტოლი იყოს, რადგან ექსერჯია შეიძლება გაქრეს, თუ პროცესის დროს სისტემაში ადგილი აქვს შეუქცევადობებს. ექსერჯის ცვლილების, ექსერჯის გადაცემის და ექსერჯის დაშლის ცნებები დაკავშირებულია დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსით, რომელიც თერმოდინამიკის მეორე კანონის გამოხატულებაა და საფუძველს იძლევა ექსერჯის ანალიზისთვის.

#### 9.4.1. დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსის შემოტანა

დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსი მოცემულია განტოლებით.

$$\frac{E_2 - E_1}{\text{ექსერჯის ცვლილება}} = \frac{\int_1^2 \left( I - \frac{T_0}{T_b} \right) \delta Q - [W - p_0(V_2 - V_1)]}{\text{ენერჯის გადაცემა}} - \frac{T_0 \sigma}{\text{ექსერჯის დაშლა}} \quad (9.4a)$$

საბოლოო მდგომარეობებისათვის და მოცემული  $P_0$  და  $T_0$ -თვის ექსერჯის ცვლილების,  $E_2 - E_1$ , გამოთვლა შეიძლება 9.3 განტოლების საშუალებით. მაგრამ, მარჯვენა მხარის ხაზგასმული წევრები მკაფიოდაა დამოკიდებული პროცესის ბუნებაზე და მათი განსაზღვრა შეუძლებელია მხოლოდ საბოლოო მდგომარეობების და  $P_0$  და  $T_0$ -ს ცოდნით.

9.4a განტოლების მარჯვენა მხარის პირველი ხაზგასმული წევრი დაკავშირებულია სითბოს გადაცემასთან სისტემის შიგნით ან სისტემიდან. ის ინტერპრეტირებულია როგორც ექსერჯის გადაცემა, რომელიც თან ახლავს სითბოს გადაცემას. ასე რომ,

$$\begin{aligned} E_q &= [\text{ექსერჯის გადაცემა, რომელიც თან ახლავს სითბოს გადაცემას}] = \\ &= \int_1^2 \left( I - \frac{T_0}{T_b} \right) \delta Q \end{aligned} \quad (9.5)$$

სადაც  $T_0$  აღნიშნავს საზღვრის ტემპერატურას, როდესაც ადგილი აქვს სითბოს გადაცემას.

მეორე ხაზგასმული წევრი დაკავშირებულია მუშაობასთან და განიხილება როგორც ექსერჯის გადაცემა, რომელიც თან ახლავს მუშაობას. ასე რომ,

$$E_w = [\text{ექსერჯის გადაცემა, რომელიც თან ახლავს მუშაობას}] = [W - p_0(v_2 - v_1)] \quad (9.6)$$

მესამე ხაზგასმული წევრი ეხება ექსერჯის დაშლას, რაც გამოწვეულია შეუქცევადობებით სისტემის შიგნით და აღინიშნება  $E_d$  - თი:

$$E_d = T_0 \sigma \quad (9.7)$$

9.5–9.7 განტოლებებთან ერთად 9.4ა განტოლების ალტერნატიული სახე შემდეგია:

$$E_2 - E_1 = E_q - E_w - E_d \quad (9.4b)$$

ამრიგად, განტოლება 9.4 ამტკიცებს, რომ დახურული სისტემის ექსერჯის ცვლილების გამოსახვა შესაძლებელია ექსერჯის გადაცემის და სისტემის შიგნით შეუქცევადობებით გამოწვეული ექსერჯის დაშლის საშუალებით.

ექსერჯის ბალანსის გამოყენებისას ყურადღება უნდა მიექცეს იმ მოთხოვნებს, რომლებსაც აყენებს მეორე კანონი ექსერჯის მიმართ, რომლის თანახმად, ექსერჯის დაშლა დადებითია, როდესაც სისტემის შიგნით ადგილი აქვს შეუქცევადობებს და ქრება ზღვრულ შემთხვევაში, როდესაც შეუქცევადობები აღარ არის. ასე რომ,

$$E_d: \begin{cases} > 0 & \text{სისტემის შიგნით შეუქცევადობებია} \\ = 0 & \text{სისტემის შიგნით შეუქცევადობები არ არის} \end{cases} \quad (9.8)$$

ექსერჯის დაშლის სიდიდე არ შეიძლება იყოს უარყოფითი. მეტიც, ექსერჯის დაშლა არ არის თვისება. მეორე მხრივ, ექსერჯია არის თვისება და სხვა თვისებების მსგავსად სისტემის ექსერჯია შეიძლება იყოს დადებითი, უარყოფითი ან ნულის ტოლი:

$$E_2 - E_1: \begin{cases} > 0 \\ = 0 \\ < 0 \end{cases}$$

**იზოლირებული** სისტემისათვის ადგილი არა აქვს სითბურ და მუშაობით ურთიერთქმედებებს გარემოსთან და ამიტომ არ ხდება გადაცემა სისტემასა და მის გარემოს შორის. შესაბამისად, ექსერჯის ბალანსი დაიყვანება შემდეგ გამოსახულებაზე

$$\Delta E]_{\text{იზოლ}} = -E_d]_{\text{იზოლ}} \quad (9.9)$$

რადგან ნებისმიერ რეალურ პროცესში ექსერჯის დაშლა შეიძლება იყოს დადებითი, იზოლირებულ სისტემაში მიმდინარეობს მხოლოდ ის პროცესები, რომელთათვისაც ექსერჯია მცირდება. ეს დებულება ენტროპიის ზრდის პრინციპის ანალოგია, რომელიც შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეორე კანონის ალტერნატიული ფორმულირება.

#### 9.4.2. დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსი

ისევე როგორც მასის, ენერჯის და ენტროპიის ბალანსების შემთხვევაში, ექსერჯის ბალანსი შეიძლება გამოისახოს სხვადასხვა ფორმით. დახურული სისტემის ექსერჯის ბალანსის მოსახერხებელი ფორმა ასეთია:

$$\frac{dE}{dt} = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j - \left(\dot{W} - p_0 \frac{dV}{dt}\right) - \dot{E}_d \quad (9.10)$$

სადაც  $\frac{dE}{dt}$  ექსერჯის ცვლილების დროით წარმოებულა. წევრი  $\left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right)$  წარმოადგენს ექსერჯის გადაცემის დროით წარმოებულს, რაც თან სდევს სითბოს გადაცემას  $\dot{Q}_j$ , რასაც ადგილი აქვს იმ შემთხვევაში, როდესაც საზღვარზე მყისიერი ტემპერატურაა  $T_j$ . წევრი  $\dot{W}$  ეხება მუშაობის საშუალებით ენერჯის გადაცემის დროით წარმოებულს. ექსერჯის თანმხლები გადაცემა გამოისახება როგორც  $\left(\dot{W} - p_0 \frac{dV}{dt}\right)$ , სადაც  $\frac{dV}{dt}$  – სისტემის მოცულობის ცვლილების დროით წარმოებულა. წევრი  $\dot{E}_d$  არის ექსერჯის დაშლის დროით წარმოებულა, რაც გამოწვეულია სისტემის შიგნით არსებული შეუქცევადობებით.

სტაციონარულ მდგომარეობაში  $\frac{dE}{dt} = \frac{dV}{dt} = 0$  და 9.10 განტოლება დაიყვანება ექსერჯის ბალანსის სტაციონარული მდგომარეობის ფორმაზე:

$$0 = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j - \dot{W} - \dot{E}_d \quad (9.11a)$$

აღსანიშნავია, რომ როდესაც სისტემა სტაციონარულ მდგომარეობაშია, ექსერჯის გადაცემის წარმოებულა, რომელიც თან ახლავს სიმძლავრეს,  $\dot{W}$ , უბრალოდ სიმძლავრეა.

ექსერჯის გადაცემის წარმოებულა, რომელიც თან ახლავს სითბოს გადაცემას  $\dot{Q}_j$ , კომპაქტური სახით ასე ჩაიწერება

$$\dot{E}q_j = \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{T}_j \quad (9.11b)$$

9.11b განტოლების გამოყენებით 9.11a ასე ჩაიწერება

$$0 = \sum_j \dot{E}q_j - \dot{W} - \dot{E}_d \quad (9.11g)$$

(9.11a-გ) განტოლებებში სისტემის შიგნით ექსერჯის დაშლის წარმოებულა დაკავშირებულია ენტროპიის წარმოქმნის წარმოებულთან:  $\dot{E}_d = T_0 \dot{\sigma}$ .

### 9.5. ექსერჯის ბალანსი ღია სისტემებისათვის სტაციონარულ მდგომარეობაში

ღია სისტემისათვის ექსერჯის ბალანსის გამოყვანა შეიძლება ისეთივე მიახლოებით როგორც მე-4 თავში, სადაც მასის ბალანსი ღია სისტემისათვის მიღებული იყო დახურული სისტემის ფორმის ცვლილებით. მაგრამ ისევე როგორც ენერჯის და ენტროპიის ბალანსის გამოყვანისას, წინამდებარე პროცედურა ტარდება უფრო ფორმალურად დახურული სისტემის წარმოებულის ფორმის მოდიფიცირების საშუალებით, განტოლება 9.10-ით.

$$\frac{d\dot{E}_{cv}}{dt} = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j - \left(\dot{W}_{cv} - p_0 \frac{dV_{cv}}{dt}\right) + \underbrace{\sum_i \dot{m}_i e_{fi} - \sum_e \dot{m}_e e_{fe} - \dot{E}_d}_{=0}$$

სადაც ხაზგასმული წევრები ეხება ექსერჯის გადაცემას, როდესაც მასა შედის და გამოდის ღია სისტემიდან. სტაციონარულ მდგომარეობაში  $\frac{dE_{cv}}{dt} = \frac{dV_{cv}}{dt} = 0$ , რაც გვაძლევს სტაციონარული მდგომარეობის ექსერჯის ბალანსს:

$$0 = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j - \dot{W}_{cv} + \sum_i \dot{m}_i e_{fi} - \sum_e \dot{m}_e e_{fe} - \dot{E}_d \quad (9.13a)$$

სადაც  $e_{fi}$  წარმოადგენს ერთეულოვანი მასის ექსერჯიას, რომელიც შედის  $i$  შემშვებით და  $e_{fe}$  ერთეულოვანი მასის ექსერჯიაა, რომელიც გამოდის  $e$  გამომშვებიდან. ეს წევრები ცნობილია როგორც **ნაკადის ხვედრითი ექსერჯია** და გამოისახება შემდეგნაირად:

$$e_f = h - h_0 - T_0(s - s_0) + \frac{V_2^2}{2} + gz \quad (9.14)$$

სადაც  $h$  და  $s$ , შესაბამისად, ხვედრითი ენთალპია და ენტროპიაა შემშვებზე და გამომშვებზე.  $h_0$  და  $S_0$  ამ თვისებების მნიშვნელობებია, რომლებიც გამოთვლილია  $T_0$  და  $P_0$  - ზე.

განტოლება 9.13a-ს აქვს უფრო კომპაქტური სახე:

$$0 = \sum_j \dot{E}_{qj} - \dot{W}_{cv} + \sum_i \dot{E}_{fi} - \sum_e \dot{E}_{fe} - \dot{E}_d \quad (9.13b)$$

სადაც

$$\dot{E}_{qj} = \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j \quad (9.15)$$

$$\dot{E}_{fi} = \dot{m}_i e_{fi} \quad (9.16a)$$

$$\dot{E}_{fe} = \dot{m}_e e_{fe} \quad (9.16b)$$

ექსერჯის გადაცემის წარმოებულება. განტოლება 9.15-ს აქვს იგივე ინტერპრეტაცია, რაც 9.5-ს, ოღონდ დროით წარმოებულის საფუძველზე. ასევე აღსანიშნავია, რომ სტაციონარულ მდგომარეობაში ექსერჯის დაშლის წარმოებულები, რომელიც თან ახლავს  $\dot{W}_{cv}$  სიმძლავრეს, არის უბრალოდ სიმძლავრე. და ბოლოს, ექსერჯის დაშლის წარმოებულები ღია სისტემაში,  $\dot{E}_d$  დაკავშირებულია ენტროპიის წარმოქმნის წარმოებულთან  $T_0\dot{\sigma}$  საშუალებით. თუ არის მხოლოდ ერთი შემშვები და გამომშვები, 9.13ა განტოლება დაიყვანება შემდეგ გამოსახულებაზე:

$$0 = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_j - \dot{W}_{cv} + \dot{m} (e_{fi} - e_{f2}) - \dot{E}_d \quad (9.17)$$

სადაც მასის  $\dot{m}$  ნაკადის წარმოებულება, წევრი  $(e_{fi} - e_{f2})$  გამოითვლება 9.14 განტოლების გამოყენებით შემდეგნაირად:

$$e_{fi} - e_{f2} = (h_1 - h_2) - T_0(s_1 - s_2) + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) \quad (9.18)$$

### 9.5.1. ენერჯის და ექსერჯის შედარება ღია სისტემებისათვის სტაციონარულ მდგომარეობაში

თუმცა ენერჯის და ექსერჯის აქვთ ერთნაირი ერთეულები და ექსერჯის გადაცემა თან ახლავს ენერჯის გადაცემას, ისინი **ფუნდამენტურად** განსხვავებული ცნებებია. ენერჯია და ექსერჯია დაკავშირებულია, შესაბამისად, თერმოდინამიკის პირველ და მეორე კანონებთან.

- ენერჯია ინახება, ექსერჯია იშლება შეუქცევადობების ზემოქმედებით
- ექსერჯია გამოხატავს ენერჯის გადაცემას მუშაობის, სითბოს და მასის ნაკადის გადაცემით საერთო საზომის საშუალებით, კერძოდ, მუშაობით, რომელიც მთლიანად იხარჯება სიმძიმის ასაწევად ან, ეკვივალენტურად, ლილვის დასაბრუნებლად ან ელექტრული მუშაობის საშუალებით.

და ბოლოს, ექსერჯია იძლევა ეფექტურობის უფრო მკაფიო სურათს, რადგან იგი ასახავს ენერჯის ყველა გადაცემას საერთო საფუძველზე და ერთმნიშვნელოვნად ააშკარავებს შეუქცევადობების გავლენას ექსერჯის დაშლის ცნების საშუალებით.

## თავი 10. თერმოდინამიკური დამოკიდებულებები

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოთვალოს  $p - v - T$  მონაცემები ორი ან მეტი მუდმივას შემცველი მდგომარეობის განტოლებების გამოყენებით;
- გამოავლინოს სრული წარმოებულების ცოდნა თვისებების ჩათვლით და გამოიყენოს თვისებების დამოკიდებულებები, რომლებიც გამოყვანილია სრული წარმოებულებიდან;
- გამოთვალოს  $\Delta u$ ,  $\Delta h$  და  $\Delta s$  კლასპეირონის განტოლების გამოყენებით ფაზური ცვლილებების განხილვისას და გამოიყენოს მდგომარეობის და ხვედრითი სითბოს დამოკიდებულებები ცალკეული ფაზების განხილვისას;
- გამოთვალოს  $\Delta h$  და  $\Delta s$  ენთალპიის და ენტროპიის გადახრების განზოგადოებული სქემების გამოყენებით;
- გამოიყენოს ნარევის წესები, როგორცაა კეის წესი, წნევის, მოცულობის და ტემპერატურის დასაკავშირებლად.

### 10.1. მდგომარეობის განტოლების გამოყენება

წნევას, ხვედრით მოცულობას და ტემპერატურას შორის დამოკიდებულების ზუსტი წარმოდგენა აუცილებელია ისეთი თვისებების გამოსათვლელად, როგორცაა ხვედრითი შიდა ენერჯია, ენთალპია და ენტროპია.  $p - v - T$  დამოკიდებულება შეიძლება სხვადასხვა სახით წარმოვადგინოთ: ცხრილების სახით; გრაფიკულად, როგორც, მაგალითად, დიაგრამა, რომელიც ასახავს  $p - v - T$  ზედაპირის და კუმშვადობის დამოკიდებულებას. ანალიზური სახე, რომელსაც მდგომარეობის განტოლებები ეწოდება, არის მესამე ძირითადი გზა  $p - v - T$  დამოკიდებულების გამოსახატავად.

#### 10.1.1. შესავალი

გავიხსენოთ, რომ მდგომარეობის ვირტუალური განტოლების გამოყვანა შეიძლება სტატისტიკური მექანიკის პრინციპებიდან. აირის  $p - v - T$  ქცევის დასაკავშირებლად მოლეკულათაშორის ძალებთან. კუმშვადობის კოეფიციენტი  $Z$  შეიძლება დაიშალოს ასეთ მწკრივად:



$$Z = 1 + \frac{B(T)}{\bar{v}} + \frac{C(T)}{\bar{v}^2} + \frac{D(T)}{\bar{v}^3} + \dots \quad (10.1)$$

კოეფიციენტებს  $B, C, D$  და ა.შ. ეწოდებათ მეორე, მესამე, მეოთხე და ა.შ. ვირიალური კოეფიციენტები. თითოეული მათგანი მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქციაა. პრინციპში, ამ კოეფიციენტების გამოთვლა შეიძლება, თუ ცნობილია აირის მოლეკულებს შორის მოქმედი ძალების შესაბამისი მოდელი. მაგრამ დღეისათვის მხოლოდ პირველი ხუთი კოეფიციენტი გამოთვლილი და მხოლოდ მარტივი მოლეკულებისგან შემდგარი აირებისათვის.

ზღვრულ შემთხვევაში, როდესაც იგულისხმება, რომ აირის მოლეკულები არ ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან, 10.1 განტოლების მეორე, მესამე და უფრო მაღალი წევრები ისპობა და  $Z = 1$ . რადგან  $Z = p\bar{v}/\bar{R}T$ , ეს იძლევა იდეალური აირის განტოლების  $p\bar{v} = \bar{R}T$ . ეს განტოლება მისაღები მიახლოებაა მრავალი მდგომარეობისათვის იმ მდგომარეობების ჩათვლით, რომლებშიც წნევა ნაკლებია ვიდრე კრიტიკული წნევა და/ან ტემპერატურა მეტია ნივთიერების კრიტიკულ ტემპერატურაზე. მაგრამ მრავალი სხვა შემთხვევისათვის იდეალური აირის განტოლება ნაკლებად გამოსადეგია.

### 10.1.2. მდგომარეობის განტოლებები ორი მუდმივით

#### ვან-დერ-ვაალსის განტოლება

ვან-დერ-ვაალსმა აღნიშნა, რომ აირის მოლეკულებს უკავიათ ბევრად უფრო მეტი მოცულობა, ვიდრე ეს ნაწინასწარმეტყველებია იდეალური აირის განტოლებით და ასევე ის, რომ ეს მოლეკულები ერთმანეთზე მოქმედებენ შორი ქმედების მიზიდულობის ძალებით. ამდენად, კონტეინერის მთელი მოცულობა არ იქნება აირის მოლეკულებით დაკავებული და კონტეინერის კედელზე მოქმედი ძალა შემცირდება ამ მიზიდულობის ძალების მიზეზით. ამ არგუმენტების საფუძველზე, ვან-დერ-ვაალსის განტოლება იღებს სახეს:

$$P = \frac{\bar{R}T}{\bar{v}-b} - \frac{a}{\bar{v}^2} \quad (10.2)$$

მუდმივა  $b$  გათვალისწინებულია მოლეკულების მიერ დაკავებული სასრულო მოცულობისათვის, წევრი  $a/\bar{v}^2$  ეკუთვნის მოლეკულათა შორის მიზიდულობის ძალებს,  $\bar{R}$  – აირების უნივერსალური მუდმივაა. როდესაც  $a$  და  $b$  უდრის ნულს, მიიღება იდეალური აირის განტოლება.

ვან-დერ-ვაალსის განტოლება იძლევა წნევას, როგორც ტემპერატურას და ხვედრითი მოცულობის ფუნქციას და ამდენად, ის გამოისახება წნევით. ის ასევე გამოისახება ტემპერატურით. მაგრამ განტოლება კუბურია ხვედრითი მოცულობისათვის, ასე რომ, ზოგადად, ის ვერ ამოიხსნება ხვედრითი მოცულობისათვის ტემპერატურის და წნევის საშუალებით. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება არ გამოისახება ხვედრითი მოცულობითაც.

### რედლიხ-კვონგის განტოლება

ცნობილია აგრეთვე მდგომარეობის სამი სხვადასხვა განტოლება ორი მუდმივით: ბერთლოს, დიტერიკის და რედლიხ-კვონგის განტოლება. ამათგან საუკეთესოა რედლიხ-კვონგის განტოლება:

$$P = \frac{\bar{R}T}{\bar{v}-b} + \frac{a}{\bar{v}(\bar{v}+b)T^{1/2}} \quad (10.3)$$

ეს განტოლება გამოსახულია წნევით და არა ხვედრითი მოცულობით ან ტემპერატურით. ვან-დერ-ვაალსის განტოლების ანალოგიურად, ეს განტოლებაც კუბურია ხვედრითი მოცულობის მიმართ.

### 10.1.3. მდგომარეობის განტოლებები მრავალი მუდმივით

ბიტიმ და ბრიჯმენმა წამოაყენეს წნევით გამოსახული განტოლება, რომელიც შეიცავს ხუთ მუდმივას, აირის მუდმივას გარდა. შემოკლებული ვირიალური ფორმით ბიტი-ბრიჯმენის განტოლების სახე ასეთია:

$$P = \frac{\bar{R}T}{\bar{v}} + \frac{\beta}{\bar{v}^2} + \frac{\gamma}{\bar{v}^3} + \frac{\delta}{\bar{v}^4} \quad (10.4)$$

სადაც

$$\beta = B\bar{R}T - A - c\bar{R}/T^2, \gamma = -Bb\bar{R}T + Aa - Bc\bar{R}/T^2, \delta = Bbc\bar{R}/T^2 \quad (10.5)$$

მუდმივები  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $A$  და  $B$  განისაზღვრება ექსპერიმენტული მონაცემების ამსახველი მრუდიდან.

ბენედიქტმა, უებმა და რუბინმა განავრცეს ბიტი-ბრიჯმენის განტოლება მდგომარეობების უფრო ფართო ინტერვალის დასაფარავად. ჯამური განტოლება შეიცავს რვა მუდმივას, აირების მუდმივას გარდა, და ის განსაკუთრებით სასარგებლოა მსუბუქი ნახშირწყალბადების  $p - v - T$  ქცევის აღსაწერად.

$$P = \frac{\bar{R}T}{\bar{v}} + \left( B\bar{R}T - A - \frac{c}{T^2} \right) \frac{1}{\bar{v}^2} + \frac{(b\bar{R}T - a)}{\bar{v}^3} + \frac{a\alpha}{\bar{v}^6} + \frac{c}{\bar{v}^3 T^2} \left( 1 + \frac{\gamma}{\bar{v}^2} \right) \exp\left(\frac{-\gamma}{\bar{v}^2}\right) \quad (10.6)$$

### 10.3. თვისებების დამოკიდებულებების გამოყვანა

ამ ნაწილში გამოყვანილი იქნება რამდენიმე მნიშვნელოვანი დამოკიდებულება, მაქსველის დამოკიდებულებების ჩათვლით. ასევე შემოდის ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქციის ცნება.

#### 10.3.1. ძირითადი სრული წარმოებულები

ცნობილია, რომ

$$du = Tds - pdv \quad (10.7)$$

$$dh = Tds + vdp \quad (10.8)$$

ხვედრითი ჰელმჰოლცის ფუნქცია  $\psi$  ასე განისაზღვრება

$$\psi = U - Ts \quad (10.9)$$

და ხვედრითი ჯიბსის ფუნქციას აქვს სახე

$$g = h - Ts \quad (10.10)$$

ეს ფუნქციები თვისებებია, რადგან თითოეული მათგანი თვისებებით გამოისახება. 10.9 და 10.10-ის განხილვისას ცხადია, რომ  $\psi$  და  $g$ -ის ერთეულები იგივეა, რაც  $U$ -ს და  $h$ -ის.

$\psi$ -ის გაწარმოებით  $d\psi = du - d(Ts) = dU - Tds - sdT$  10.7-ის ჩასმით

$$d\psi = -pdv - sdT \quad (10.11)$$

ანალოგიურად,

$$dg = dh - d(Ts) = dh - Tds - sdT \text{ და } dg = vdp - sdT \quad (10.12)$$

#### 10.3.2. ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქციები

ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქცია უზრუნველყოფს თერმოდინამიკური მდგომარეობის სრულ აღწერას. სუფთა ნივთიერების შემთხვევაში, როდესაც ორი დამოუკიდებელი თვისებაა, ამ ფუნქციებს აქვს შემდეგი სახე:

$$U = u(s, v); h = h(s, p); \psi = \psi(T, v)$$

და

$$g = g(T, p) \quad (10.13)$$

ამ ოთხი ფუნქციიდან ჰელმჰოლციის ფუნქცია  $\psi$  და ჯიბრის ფუნქცია  $g$  განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია შემდგომი განხილვისათვის.

მაგალითად, განვიხილოთ ფუნდამენტური ფუნქცია  $\psi(T, v)$ . თვისებები  $v$  და  $T$ , რომლებიც დამოუკიდებელი ცვლადებია, აფიქსირებენ მდგომარეობას. განსაზღვრებით,  $\psi = U - Ts$ , ასე რომ, ხვედრითი შიდა ენერგია  $U = \psi + Ts$ . როდესაც ცნობილია  $u$ ,  $p$  და  $v$ , ხვედრითი ენთალპია განისაზღვრება ასე:  $h = u + pv$ . ანალოგიურად, ხვედრითი ჯიბრის ფუნქცია  $g = h - Ts$ . ხვედრითი სითბო  $C_v$  განისაზღვრება როგორც  $C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ . სხვა თვისებების გამოთვლა შეიძლება ანალოგიური ოპერაციებით.

განვიხილოთ ფუნდამენტური ფუნქცია  $g(T, p)$ . თვისებები  $T$  და  $p$  აფიქსირებს მდგომარეობას. განსაზღვრებით,  $g = h - Ts$ , ასე რომ ხვედრითი ენთალპია  $h = g + Ts$ . თუ ცნობილია  $h$ ,  $p$  და  $v$ , გამოსახულებიდან  $u = h - pv$ , ვიპოვით ხვედრით შიდა ენერგიას და გამოსახულებიდან  $C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p$ , გამოითვლება ხვედრითი სითბო  $C_p$ .

#### 10.4. ენტროპიის, შიდა ენერგიის და ენთალპიის ცვლილებების გამოთვლა

##### 10.4.1. ფაზური ცვლილების განხილვა

ამ ნაწილის მიზანია დამოკიდებულებების გამოყვანა, რომელთა საშუალებითაც შეიძლება გამოვთვალოთ ხვედრითი ენტროპიის, შიდა ენერგიის და ენთალპიის ცვლილება, რაც თან სდევს ფაზურ ცვლილებას ფიქსირებულ წნევასა და ტემპერატურაზე. აქ მთავარ როლს ასრულებს კლაპეირონის განტოლება, რომელიც ენთალპიის ცვლილების გამოთვლის საშუალებას იძლევა აორთქლების, სუბლიმაციის ან ლხობის დროს მუდმივი ტემპერატურის პირობებში წნევა - ხვედრითი მოცულობა - ტემპერატურის მონაცემებიდან.

განვიხილოთ ფაზური ცვლილება ნაჯერი სითხიდან ნაჯერი ორთქლისკენ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე. იზოთერმული ფაზური ცვლილებისას წნევა ასევე მუდმივია; ასე რომ,  $dh = Tds$ .

ამ გამოსახულების ინტეგრირება იძლევა

$$S_s - S_l = \frac{h_s - h_l}{T} \quad (10.14)$$

ამრიგად, ხვედრითი ენტროპიის გამოთვლა შესაძლებელია ტემპერატურით და ხვედრითი ენთალპიის ცვლილების საშუალებით.

ფაზური ცვლილებისას ხვედრითი შიდა ენერჯის ცვლილება შეიძლება განისაზღვროს  $h = u + pv$  დამოკიდებულებიდან.

$$U_s - U_b = h_s - h_b - p(v_s - v_b) \quad (10.15)$$

ამრიგად, ფაზური ცვლილებისას ხვედრითი შიდა ენერჯის ცვლილება  $T$  ტემპერატურაზე შეიძლება განისაზღვროს ტემპერატურით და ხვედრითი მოცულობის და ენთალპიის ცვლილების საშუალებით.

### კლაპეირონის განტოლება

კლაპეირონის განტოლების გამოყვანა შეიძლება მაქსველის დამოკიდებულებებიდან

$$\left(\frac{\partial S}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v \quad (10.16)$$

ფიქსირებულ ტემპერატურაზე ფაზათა ცვლილებისას წნევა არ არის დამოკიდებული ხვედრით მოცულობაზე და განისაზღვრება მხოლოდ ტემპერატურით. ამდენად,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}}$$

სადაც ინდექსი "ნაჯ" აღნიშნავს, რომ წარმოებული არის გაჯერებული წნევა-ტემპერატურის მრუდის დახრა წერტილში, რომელიც განსაზღვრულია მუდმივი ტემპერატურით. ამ ორი განტოლების გაერთიანება იძლევა

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}}$$

$$\text{და } s_s - s_b = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}} (v_s - v_b).$$

საბოლოოდ, მიიღება კლაპეირონის განტოლება:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}} = \frac{h_s - h_b}{T(v_s - v_b)} \quad (10.17)$$

ეს განტოლებები ასევე შეიძლება ჩაიწეროს სუბლიმაციის ან ლბობისათვის მუდმივი წნევის და ტემპერატურის პირობებში:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}} = \frac{h'' - h'}{T(v'' - v')} \quad (10.18)$$

სადაც " და ' აღნიშნავს შესაბამის ფაზებს და  $\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{ნაჯ}}$  არის ნაჯერი წნევა-ტემპერატურის მრუდის დახრა.

#### 10.4.2. ერთი ფაზის უბნის განხილვა

##### ***T* და *v* როგორც დამოუკიდებელი თვისებები**

თუ *T* და *v* დამოუკიდებელი თვისებებია, რომლებიც აფიქსირებენ მდგომარეობას, ხვედრითი ენტროპია შეიძლება განვიხილოთ როგორც  $s = s(T, v)$  ფუნქცია. ამ ფუნქციის წარმოებული იქნება:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

კერძო წარმოებული  $(\partial s / \partial v)_T$  შეიძლება შევცვალოთ მაქსველის განტოლების მიხედვით და

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v dv \quad (10.19)$$

ხვედრითი შიდა ენერგია ასევე შეიძლება განვიხილოთ როგორც *T*-ს და *v*-ს ფუნქცია:  $u = u(T, v)$ , რომლის წარმოებული იქნება

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv$$

რადგან  $C_v = (\partial u / \partial T)_v$ ,

$$du = C_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \quad (10.20)$$

ჩავსვათ  $du = T ds - p dv$ , მივიღებთ

$$\left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p - T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v\right] dv = \left[T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v - C_v\right] dT \quad (10.21)$$

თუ  $dv = 0$  და  $dT \neq 0$ , მივიღებთ

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

ანალოგიურად, თუ დავუშვებთ, რომ  $dT = 0$  და  $dv \neq 0$ , მივიღებთ

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - p \quad (10.22)$$

##### ***T* და *P* როგორც დამოუკიდებელი თვისებები**

ასეთ შემთხვევაში ხვედრითი ენტროპია განიხილება როგორც  $s = s(T, P)$  ფუნქცია, რომლის წარმოებულიც ასეთი სახისაა:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp$$

წინა შემთხვევის ანალოგიურად

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad (10.23)$$

ხვედრითი ენთალპია ასევე განიხილება, როგორც  $T$ -ს და  $P$ -ს ფუნქცია:  
 $h = h(T, P)$ , რომლის წარმომავლიც ასეთი სახისაა:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp.$$

$C_p = (\partial h / \partial T)_p$ -ს ჩასმით მივიღებთ

$$dh = C_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp \quad (10.24)$$

და  $dh = Tds + vdp$ -ში შეტანით

$$\left[\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T + T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v\right] dp = \left[T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p - C_p\right] dT \quad (10.25)$$

დაუშვათ,  $dp = 0$  და  $dT \neq 0$ . მაშინ

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{C_p}{T} \quad (10.26)$$

ანალოგიურად, თუ  $dT = 0$  და  $dp \neq 0$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (10.27)$$

10.26-ის 10.23-ში ჩასმით ვიღებთ

$$ds = \frac{C_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad (10.28)$$

10.27-ის 10.24-ში ჩასმა გვაძლევს

$$dh = C_p dT + \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp \quad (10.29)$$

ხვედრითი ენტროპიის და ენთალპიის ცვლილებები ორ მდგომარეობას შორის მოიცემა განტოლებებით:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{C_p}{T} dT - \int_1^2 \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp \quad (10.30)$$

და

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 C_p dT + \int_1^2 \left[v - T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right] dp \quad (10.31)$$

## 10.5. სხვა თერმოდინამიკური დამოკიდებულებები

### 10.5.1. მოცულობის გაფართოებადობა, იზოთერმული და იზოენტროპული კუმშვადობა

ერთი ფაზის უბანში წნევა და ტემპერატურა დამოუკიდებელი სიდიდეებია და ხვედრითი მოცულობა შეიძლება განვიხილოთ როგორც  $v = v(T, p)$ , რომლის კერძო წარმომავლიც იქნება:

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp.$$

ამ განტოლებაში ორი თერმოდინამიკური თვისება, გამოხატული კერძო წარმოებულებით, არის მოცულობის გაფართოებადობა,  $\beta$  – მოცულობის გაფართოების კოეფიციენტი:

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (10.32)$$

და იზოთერმული კუმშვადობა,  $k$ :

$$k = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \quad (10.33)$$

$\beta$  -ს განზომილება შებრუნებულია ტემპერატურის განზომილებასა და  $k$  -ს განზომილება - წნევისა.

იზოენტროპული კუმშვადობა,  $\alpha$ , არის მოცულობის ცვლილების მაჩვენებელი, რასაც ადგილი აქვს წნევის ცვლილებისას მუდმივი ენტროპიის დროს:

$$\alpha = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_p \quad (10.34)$$

$\alpha$ -ს განზომილება შებრუნებულია წნევის განზომილებისა.

### 10.5.2. დამოკიდებულებები, რომლებიც შეიცავენ ხვედრით სითბოებს

$(C_p - C_v)$ -ს გამოთვლა

ცნობილია, რომ

$$(C_p - C_v)dT = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv + T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp$$

შემდეგი გარდაქმნებით

$$C_p - C_v = T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \quad (10.35)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \quad (10.36)$$

საბოლოოდ,

$$C_p - C_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \quad (10.37)$$

ამ განტოლებით შეიძლება  $C_v$ -ს გამოთვლა, თუ ცნობილია  $C_p$ , მხოლოდ  $p - v - T$  მონაცემებიდან და  $C_p$ -ს გამოთვლა, თუ ცნობილია  $C_v$ .



### 10.5.3. ჯოულ-ტომსონის კოეფიციენტი

ჯოულ-ტომსონის კოეფიციენტი,  $\mu_j$ , ასე გამოითვლება:

$$\mu_j = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_h \quad (10.38)$$

ხვედრითი სითბოსა,  $C_p$  და ჯოულ-ტომსონის კოეფიციენტს,  $\mu_j$  შორის დამოკიდებულება ასეთი სახისაა:

$$C_p = \frac{1}{\mu_j} \left[ T \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] \quad (10.39)$$

### 10.6. $p - v - T$ დამოკიდებულებები აირების ნარევებისათვის

ნარევის თვისებების გამოსათვლელად საჭიროა შემადგენლობის ცოდნა, შემადგენლობის აღწერა შეიძლება თითოეული კომპონენტის მოლეზის რაოდენობით (კმოლი). მოლეზის საერთო რაოდენობა,  $n$ , არის თითოეული კომპონენტის მოლეზის რიცხვის ჯამი:

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_j = \sum_{i=1}^j n_i \quad (10.40)$$

კომპონენტის ფარდობითი რაოდენობა აღიწერება **მოლური წილით**.  $i$  - კომპონენტის მოლური წილი,  $y_i$ , ასე განისაზღვრება:

$$y_i = \frac{n_i}{n} \quad (10.41)$$

თუ ყველა წევრს გავყოფთ მოლეზის საერთო რიცხვზე და გამოვიყენებთ 10.41-ს, მივიღებთ

$$1 = \sum_{i=1}^j y_i. \quad (10.42)$$

ამრიგად, ყველა კომპონენტის მოლური წილების ჯამი ერთის ტოლია.

## თავი 11. მრავალკომპონენტური სისტემების ანალიზი

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოიყენოს თერმოდინამიკური დამოკიდებულებები მრავალკომპონენტური სისტემების ანალიზისათვის.
- გამოთვალოს სხვადასხვა თვისებების პარციალური მოლური სიდიდეები.

### 11.1. პარციალური მოლური თვისებების განსაზღვრა

ერთფაზიანი, ერთკომპონენტური სისტემის ნებისმიერი ექსტენსიური თერმოდინამიკური თვისება,  $X$ , არის ორი დამოუკიდებელი ინტენსიური თვისების და სისტემის ზომის ფუნქცია. თუ ავირჩევთ ტემპერატურას და წნევას, როგორც დამოუკიდებელ თვისებებს, და მოლების რიცხვს,  $n$ -ს, როგორც სისტემის სიდიდის ზომას, მივიღებთ, რომ  $X = X(T, p, n)$ . ერთფაზიანი, მრავალკომპონენტური სისტემისათვის  $X$  უნდა იყოს ტემპერატურის, წნევის და თითოეული კომპონენტის მოლების რიცხვის ფუნქცია  $X = X(T, P, n_1, n_2, \dots, n_j)$ . თუ თითოეული მოლების რიცხვი იზრდება  $\alpha$ -ჯერ, მაშინ სისტემის ზომაც იმდენჯერ იზრდება. ასე რომ,

$$\alpha X(T, P, n_1, n_2, \dots, n_j) = \alpha X(T, P, \alpha n_1, \alpha n_2, \dots, \alpha n_j)$$

$\alpha$ -ს მიმართ გაწარმოებით ფიქსირებული ტემპერატურის, წნევის და მოლების რიცხვის პირობებში და მარჯვენა მხარისათვის ჯაჭვის წესის გამოყენებით მიიღება გამოსახულება:

$$X = \frac{\partial X}{\partial n_1} n_1 + \frac{\partial X}{\partial n_2} n_2 + \dots + \frac{\partial X}{\partial n_j} n_j$$

ეს განტოლება ვარგისია  $\alpha$ -ის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის, მაშინაც კი, როდესაც  $\alpha = 1$ . ამ შემთხვევაში

$$X = \sum_{i=1}^j n_i \left( \frac{\partial X}{\partial n_i} \right)_{T, P, n} \quad (11.1)$$

სადაც ინდექსი  $n_i$  აღნიშნავს, რომ გაწარმოებისას ყველა  $n$  ფიქსირებულია  $n_i$ -ს გარდა.

პარციალური მოლური თვისება  $\bar{X}_i$  ასე განისაზღვრება:

$$\bar{X}_i = \left( \frac{\partial X}{\partial n_i} \right)_{T, P, n} \quad (11.2)$$

$\bar{X}_i$  არის ნარევის და არა მარტო  $i$ -კომპონენტის თვისება, რადგან  $X_i$ , ძირითადად, დამოკიდებულია ტემპერატურაზე, წნევაზე და ნარევის შემადგენლობაზე:  $\bar{X}_i(T, P, n_1, n_2, \dots, n_j)$ . პარციალური მოლური თვისება ნარევის ინტენსიური თვისებაა.

11.2 განტოლების 11.1-ში ჩასმით ვიღებთ

$$X = \sum_{i=1}^j n_i \bar{X}_i \quad (11.3)$$

ე. ი. ექსტენსიური თვისება  $X$  შეიძლება გამოისახოს როგორც პარციალური მოლური თვისებების  $\bar{X}_i$  აწონილი ჯამი.

თუ ექსტენსიურ თვისებად ავირჩევთ მოცულობას, შიდა ენერგიას, ენთალპიას და ენტროპიას, შესაბამისად, მივიღებთ:

$$V = \sum_{i=1}^j n_i \bar{V}_i ; U = \sum_{i=1}^j n_i \bar{U}_i ; H = \sum_{i=1}^j n_i \bar{H}_i ; S = \sum_{i=1}^j n_i \bar{S}_i \quad (11.4)$$

სადაც  $\bar{V}_i$ ,  $\bar{U}_i$ ,  $\bar{H}_i$  და  $\bar{S}_i$  აღნიშნავს პარციალურ მოლურ მოცულობას, შიდა ენერგიას, ენთალპიას და ენტროპიას. ანალოგიური გამოსახულებები შეიძლება ჩაიწეროს ჯიბსის ფუნქციისათვის  $G$  და ჰელმჰოლცის ფუნქციისათვის  $\psi$ . მეტიც, დამოკიდებულებები ამ ექსტენსიურ თვისებებს შორის:  $H = U + pV$ ,  $G = H - TS$ ,  $\psi = U - Ts$  შეიძლება გავაწარმოთ  $n_i$ -ით, თუ ტემპერატურა, წნევა და  $n$  მუდმივია, რის შედეგადაც მიიღება შესაბამისი დამოკიდებულებები პარციალურ მოლურ თვისებებს შორის:

$$\bar{H}_i = \bar{U}_i + p\bar{V}_i, \bar{G}_i = \bar{H}_i - TS_i, \bar{\psi}_i = \bar{U}_i - T\bar{S}_i.$$

### პარციალური მოლური თვისებების გამოთვლა

ამ ოპერაციის ჩატარება შეიძლება რამდენიმე მეთოდით, მათ შორისაა:

ა) თუ შეიძლება  $X$ -ის გაზომვა, მაშინ  $\bar{X}_i$ -ს ვიპოვით გრაფიკის:

$(\Delta x / \Delta n_i)_{T,P,n}$  -  $\Delta n_i$ -ს ექსტრაპოლირებით. ე. ი.

$$\bar{X}_i = \left( \frac{\partial x}{\partial n_i} \right)_{T,P,n} = \lim_{\Delta n_i \rightarrow 0} \left( \frac{\partial x}{\partial n_i} \right)_{T,P,n}$$

ბ) თუ ცნობილია  $X$ -ის გამოსახულება დამოუკიდებელი ცვლადების საშუალებით,  $\bar{X}_i$  შეიძლება გამოითვალოს გაწარმოებით. წარმოებული შეიძლება განისაზღვროს ანალიზურად, თუ ფუნქციაც ანალიზური ფორმითაა გამოსახული ან ვიპოვოთ რიცხობრივად, თუ ფუნქცია ცხრილის სახითაა მოცემული.

გ) როდესაც არსებობს საჭირო მონაცემები, მარტივი გრაფიკული პროცედურა, ე.წ. **გადაკვეთის მეთოდი** გამოიყენება პარციალური მოლური თვისებების გამოსათვლელად. პრინციპში, მეთოდის გამოყენება შეიძლება ნებისმიერი ექსტენსიური თვისებისათვის. ამისათვის, განვიხილოთ ორი კომპონენტიდან,  $A$  და  $B$ , შემდგარი სისტემის მოცულობა, რომლისთვისაც 11.3 განტოლება ასე ჩაიწერება

$$V = n_A \bar{V}_A + n_B \bar{V}_B,$$

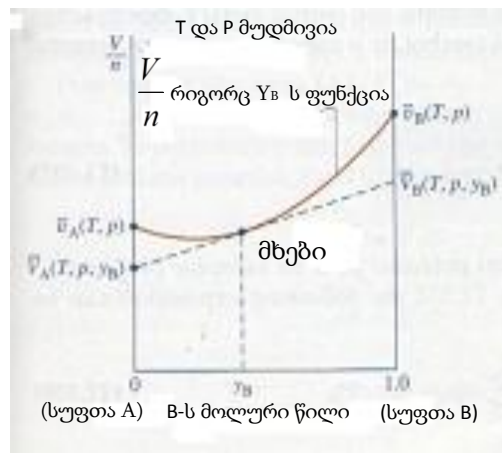
სადაც  $\bar{V}_A$  და  $\bar{V}_B$ , შესაბამისად, A და B კომპონენტების პარციალური მოლური მოცულობებია. თუ ამ განტოლებას გავყოფთ ნარევის მოლების რიცხვზე,  $n$ , მივიღებთ:

$$\frac{V}{n} = y_A \bar{V}_A + y_B \bar{V}_B$$

სადაც  $Y_A$  და  $Y_B$ , შესაბამისად, A-სა და B-ს მოლური წილებია. რადგან  $Y_A + Y_B = 1$ ,

$$\frac{V}{n} = (1 - y_B) \bar{V}_A + y_B \bar{V}_B = \bar{V}_A + y_B (\bar{V}_B - \bar{V}_A)$$

ეს განტოლება გადაკვეთის მეთოდის საფუძველია. მაგალითად, ნახ. 34-ზე აღებულია დამოკიდებულება  $V/n - y_B$  მუდმივი  $T$ -ს და  $P$ -ს შემთხვევაში.



ნახ. 34. პარციალური მოლური თვისებების გამოთვლა გადაკვეთის მეთოდით

ნახაზზე ნაჩვენებია მრუდის მხები  $Y_B$  -ს გარკვეული მნიშვნელობისათვის. ექსტრაპოლირებისას, მხები კვეთს მარცხენა ღერძს  $\bar{V}_A$ -ში და მარჯვენა ღერძს  $\bar{V}_B$ -ში. პარციალური მოლური მოცულობების ეს მნიშვნელობები შეესაბამება  $T, P$  და  $Y_B$  -ს ზუსტ მახასიათებლებს. ფიქსირებული ტემპერატურის და წნევის პირობებში  $\bar{V}_A$  და  $\bar{V}_B$  იცვლება  $Y_B$ -სთან ერთად და არ უდრის სუფთა A-ს და სუფთა B-ს მოლურ ხვედრით მოცულობებს, რაც ნახაზზე აღნიშნულია როგორც  $\bar{v}_A$  და  $\bar{v}_B$ , რომლებიც ფიქსირდება მხოლოდ წნევით და ტემპერატურით.

## ექსტენსიური თვისების ცვლილებები შერევისას

განვიხილოთ მოცულობის ცვლილების გამოთვლა სუფთა კომპონენტების შერევისას. სუფთა კომპონენტების საერთო მოცულობა შერევამდე იქნება:

$$V_{კომპ} = \sum_{i=1}^j n_i \bar{v}_i$$

სადაც  $v_i$   $i$ -კომპონენტის მოლური ხვედრითი მოცულობაა, მოცულობის ცვლილება შერევისას შემდეგი სახისაა:

$$\Delta V_{შერ} = V_{ნარ} - V_{კომპ} = \sum_{i=1}^j n_i \bar{V}_i - \sum_{i=1}^i n_i \bar{v}_i$$

ან

$$\Delta V_{შერ} = \sum_{i=1}^j n_i (\bar{V}_i - \bar{v}_i) \quad (11.5)$$

ანალოგიური შედეგები მიიღება სხვა ექსტენსიური თვისებებისათვის, კერძოდ:

$$\Delta U_{შერ} = \sum_{i=1}^i n_i (\bar{U}_i - \bar{u}_i); \quad \Delta H_{შერ} = \sum_{i=1}^i n_i (H_i - \bar{h}_i)$$

და

$$\Delta S_{შერ} = \sum_{i=1}^i n_i (\bar{S}_i - \bar{s}_i); \quad (11.6)$$

$\bar{u}_i$ ,  $\bar{h}_i$  და  $\bar{s}_i$  აღნიშნავს  $i$ -სუფთა კომპონენტის მოლურ შიდა ენერგიას, ენთალპიას და ენტროპიას. შესაბამისად,  $\bar{U}_i$ ,  $\bar{H}_i$  და  $\bar{S}_i$  - პარციალური მოლური თვისებებია.

## 11.2. ქიმიური პოტენციალი

ისევე როგორც პარციალური მოლური თვისებები, პარციალური მოლური ჯიბის ფუნქცია განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ნარევების და ხსნარების ქცევის აღსაწერად და საკვანძო როლს ასრულებს როგორც ქიმიური, ასევე ფაზური წონასწორობის შეფასებაში. მრავალკომპონენტური სისტემების შესწავლისას  $i$ -კომპონენტის პარციალურ მოლურ ჯიბის ფუნქციას სპეციალური სახელი და სიმბოლო აქვს მიანიჭებული. ეს არის ქიმიური პოტენციალი  $\mu_i$ ;

$$\mu_i = \bar{G}_i = \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,P,n} \quad (11.7)$$

11.3 და 11.7 განტოლებების თანახმად:

$$G = \sum_{i=1}^i n_i \mu_i \quad (11.8)$$

ამ განტოლებიდან,  $H = U + pV$ ,  $G = H - TS$  და  $\psi = U - TS$  გამოსახულებების გამოყენებით მიიღება გამოსახულებები შიდა ენერგიის, ენთალპიის და ჰელმჰოლცის ფუნქციებისათვის:

$$U = TS - pV + \sum_{i=1}^j n_i \mu_i, \quad H = TS + \sum_{i=1}^j n_i \mu_i, \quad \psi = -pv + \sum_{i=1}^j n_i \mu_i \quad (11.9)$$

$G(T, p, n_1, n_2 \dots n_i)$ -ს გაწარმოებით მიიღება:

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T,n} dp + \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right) dT_{P,n} + \sum_{i=1}^j \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{T,P,n} dn_i \quad (11.10)$$

$n$ -ინდექსი პირველ ორ წევრში აჩვენებს, რომ გაწარმოებისას ყველა  $n$  ფიქსირებულია. რადგან ეს გულისხმობს ფიქსირებულ შემადგენლობას,

$$V = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{T,P,n} \quad \text{და} \quad -S = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{P,n} \quad (11.11)$$

აქედან, 11.10 განტოლება მიიღებს სახეს:

$$dG = Vdp - SdT + \sum_{i=1}^j \mu_i dn_i \quad (11.12)$$

$dG$  -ს სხვა გამოსახულება მიიღება (11.8)-ს გაწარმოებით

$$dG = \sum_{i=1}^j n_i d\mu_i + \sum_{i=1}^j \mu_i dn_i$$

ამ გამოსახულების (11.12) განტოლებასთან გაერთიანებით მიიღება **ჯიბს-დიუჰემის განტოლება**:

$$\sum_{i=1}^j n_i d\mu_i = Vdp - SdT \quad (11.13)$$

### 11.3. ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქციები მრავალკომპონენტური სისტემებისათვის

**ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქცია** სრულად ასახავს სისტემის თერმოდინამიკურ მდგომარეობას. პრინციპში ასეთი ფუნქციიდან შეიძლება ყველა საჭირო თვისების განსაზღვრა გაწარმოებით და/ან კომბინაციით. ვიცით, რომ  $G(T, P, n_1, n_2 \dots n_j)$  არის მრავალკომპონენტური სისტემის ფუნდამენტური თერმოდინამიკური ფუნქცია. ფუნქციები  $U(S, V, n_1, n_2 \dots n_j)$ ,  $H(S, P, n_1, n_2 \dots n_j)$  და  $\Psi(T, V, n_1, n_2 \dots n_j)$  ასევე არიან მრავალკომპონენტური სისტემის ფუნდამენტური ფუნქციები. ამის დასადასტურებლად გავაწარმოოთ (11.9) განტოლებები და გამოვიყენოთ ჯიბს-დიუჰემის განტოლება (11.3)

$$dU = TdS - pdV + \sum_{i=1}^j \mu_i dn_i \quad (11.14a)$$

$$dH = TdS + Vdp + \sum_{i=1}^j \mu_i dn_i \quad (11.14b)$$

$$d\psi = -pdV - SdT + \sum_{i=1}^j \mu_i dn_i \quad (11.14g)$$

$U(S, V, n_1, n_2 \dots n_j)$ -ს წარმოებული ასეთი სახისაა:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,n} dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,n} dV + \sum_{i=1}^j \left(\frac{\partial U}{\partial n_i}\right)_{S,V,n_i} dn_i$$

ამ განტოლებების შედარება 11.14ა -თან იძლევა

$$T = \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V,n}, \quad -P = \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right)_{S,n}, \quad \mu_i = \left( \frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{S,V,n_i} \quad (11.15a)$$

ე.ი ტემპერატურა, წნევა და ქიმიური პოტენციალები შეიძლება განისაზღვროს  $U(S, V, n_1, n_2 \dots n_j)$ -ს გაწარმოებით.

ანალოგიურად  $H(S, P, n_1, n_2 \dots n_j)$ -ს გაწარმოება 11.14ბ-ან ერთად გვაძლევს

$$T = \left( \frac{\partial H}{\partial S} \right)_{P,n}, \quad V = \left( \frac{\partial H}{\partial P} \right)_{S,n}, \quad \mu_i = \left( \frac{\partial H}{\partial n_i} \right)_{S,P,n_i} \quad (11.15b)$$

და ბოლოს,

$$-P = \left( \frac{\partial \psi}{\partial V} \right)_{T,n}, \quad -S = \left( \frac{\partial \psi}{\partial T} \right)_{V,n}, \quad \mu_i = \left( \frac{\partial \psi}{\partial n_i} \right)_{T,V,n_i} \quad (11.15g)$$

ასევე, განტოლება 11.12-ან

$$\left( \frac{\partial \mu_i}{\partial P} \right)_{P,n} = - \left( \frac{\partial S}{\partial P} \right)_{T,n} \quad (11.16)$$

და

$$\left( \frac{\partial \mu_i}{\partial P} \right)_{T,n} = - \left( \frac{\partial V}{\partial n_i} \right)_{T,P,n}$$

თუ ამ განტოლების მარჯვენა მხარეს ჩავთვლით პარციალურ მოლურ მოცულობად, მაშინ

$$\left( \frac{\partial \mu_i}{\partial P} \right)_{T,n} = \bar{V}_i \quad (11.17)$$

და ბოლოს, მოვიყვანოთ ოთხ სხვადასხვა გამოსახულებას ქიმიური პოტენციალისათვის, რომელიც სხვა თვისებებითაა გამოსახული:

$$\mu_i = \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,P,n} = \left( \frac{\partial U}{\partial n_i} \right)_{S,V,n} = \left( \frac{\partial H}{\partial n_i} \right)_{S,P,n} = \left( \frac{\partial \psi}{\partial n_i} \right)_{T,V,n} \quad (11.18)$$

აქ მხოლოდ პირველი სამი წარმოებულია პარციალური მოლური თვისება მაგრამ ტერმინი **პარციალური მოლური** ეხება მხოლოდ კერძო წარმოებულებს, სადაც დამოუკიდებელი ცვლადებია ტემპერატურა, წნევა და თითოეული კომპონენტის მიღების რიცხვი.

## 11.4. ფუგატიურობა

### ერთკომპონენტური სისტემები

ერთკომპონენტური სისტემისათვის განტოლება 11.8 მიიღებს სახეს:

$$G = n\mu \text{ ან } \mu = \frac{G}{n} = \bar{g}$$

ე.ი. სუფთა კომპონენტისათვის ქიმიური პოტენციალი უდრის ჯიბის ფუნქციას ერთი მოლისათვის და

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_T = \bar{v} \quad (11.19)$$

იდეალური აირის შემთხვევაში,  $\bar{v} = \frac{\bar{R}T}{P}$  და

$$\left(\frac{\partial \mu^*}{\partial P}\right)_T = \frac{\bar{R}T}{P}$$

სადაც ვარსკვლავი აღნიშნავს იდეალურ აირს. მუდმივ ტემპერატურაზე ინტეგრირებით ვიღებთ

$$\mu^* = \bar{R}T \ln p + C(T) \quad (11.20)$$

სადაც  $C(T)$  ინტეგრირების ფუნქციაა. რადგან წნევის,  $p$ , მნიშვნელობა იცვლება ნულიდან უსასრულობამდე, წნევის  $\ln p$  და ამდენად, ქიმიური პოტენციალის მნიშვნელობები ძვეს ძალიან ფართო ინტერვალში: მინუს უსასრულობიდან პლიუს უსასრულობამდე.

ზოგადი სახით ფუგატიურობა ასე გამოისახება

$$\mu = \bar{R}T \ln f + C(T) \quad (11.21)$$

ამ განტოლების 11.20-ან შედარებით ცხადი ხდება, რომ ფუგატიურობა ზოგად შემთხვევაში ასრულებს იგივე როლს, რაც წნევა იდეალური აირის შემთხვევაში. მისი განზომილება იგივეა რაც წნევის.

## 11.5. იდეალური ხსნარი

ნარევი კომპონენტების ფუგატიურობის გამოთვლა მნიშვნელოვანწილად მარტივდება, როდესაც ნარევი განიხილება როგორც იდეალური ხსნარი, რომლისთვისაც

$$\bar{f}_i = y_i f_i \quad (11.22)$$

ეს განტოლება ცნობილია როგორც ლუის-რენდალის წესი, რომლის თანახმად იდეალურ ხსნარში თითოეული კომპონენტის ფუგატიურობა მისი მოლური წილისა და სუფთა კომპონენტის ფუგატიურობის ნამრავლის ტოლია ერთი და იგივე



ტემპერატურაზე, წნევაზე და აგრეგატული მდგომარეობისას (აირი, სითხე ან მყარი სხეული). მრავალი აირადი ნარევის ადეკვატური მოდელირება დაბალ ზომიერ წნევებზე შეიძლება ლუის-რენდალის წესით. ზოგიერთი თხევადი ნარევიც ასევე მოდელირდება ამ წესით.

იდეალური ხსნარის განმარტების თანახმად, შემდეგი მახასიათებლები ვლინდება:

$$\bar{V}_i - \bar{v}_i = 0 \text{ ან } \bar{V}_i = \bar{v}_i \quad (11.23)$$

ამრიგად, იდეალური ხსნარის თითოეული კომპონენტის პარციალური მოლური მოცულობა ტოლია შესაბამისი სუფთა კომპონენტის მოლური ხვედრითი მოცულობისა იგივე ტემპერატურაზე და წნევაზე. შეიძლება დავასკვნათ, რომ სუფთა კომპონენტების შერევით იდეალური ხსნარის წარმოქმნისას ადგილი არა აქვს მოცულობის ცვლილებას. (11.23) განტოლების გათვალისწინებით, იდეალური ხსნარის მოცულობა ასეთი სახისაა:

$$V = \sum_{i=1}^j n_i \bar{V}_i = \sum_{i=1}^j n_i \bar{v}_i = \sum_{i=1}^j v_i \quad (11.24)$$

სადაც  $V_i$  არის ის მოცულობა, რომელსაც იკავებს სუფთა კომპონენტი  $i$ , როდესაც იმყოფება ნარევის ტემპერატურის და წნევის ქვეშ. შეიძლება დავასკვნათ, რომ იდეალური ხსნარსათვის მოცულობის ადიტიურობის წესი ზუსტად სრულდება.

ასევე, იდეალურ ხსნარში თითოეული კომპონენტის პარციალური მოლური შიდა ენერგია შესაბამისი სუფთა კომპონენტის მოლური შიდა ენერგიის ტოლია იგივე წნევაზე და ტემპერატურაზე. იგივე შედეგი მიიღება ენთალპიის შემთხვევაში.

$$\bar{U}_i = \bar{u}_i ; \bar{H}_i = \bar{h}_i \quad (11.25)$$

ამრიგად, სუფთა კომპონენტების შერევით იდეალური ხსნარის წარმოქმნისას ადგილი არა აქვს შიდა ენერგიის ან ენთალპიის ცვლილებას.

იდეალური ხსნარის შიდა ენერგია და ენთალპია ასე გამოისახება:

$$U = \sum_{i=1}^j n_i \bar{u}_i \text{ და } H = \sum_{i=1}^j n_i \bar{h}_i \quad (11.26)$$

სადაც  $\bar{u}_i$  და  $\bar{h}_i$ , შესაბამისად, სუფთა  $i$ - კომპონენტის მოლური შიდა ენერგია და ენთალპიაა ნარევის იგივე ტემპერატურაზე და წნევაზე.

ივარაუდება, რომ სხვადასხვა სუფთა კომპონენტის ადიაბატური შერევისას ენტროპია იზრდება ასეთი პროცესის შეუქცევადობის გამო. ნარევის დაყოფა სუფთა კომპონენტებად არ არის თავისთავადი პროცესი.

ლუის-რენდალის წესი მოითხოვს, რომ ნარევის  $i$  - კომპონენტის ფუგატიურობა გამოითვალოს სუფთა  $i$  - კომპონენტის საშუალებით იგივე ტემპერატურაზე და წნევაზე, რომელზეც იმყოფება ნარევი და იგივე აგრეგატული მდგომარეობისა-

თვის. მაგალითად, თუ ნარევი წარმოადგენს აირს T-ზე და P-ზე, მაშინ  $f_i$  განისაზღვრება სუფთა  $i$ -თვის იგივე T-ზე და P-ზე.

### 11.6. იდეალური ხსნარების ქიმიური პოტენციალი

განვიხილოთ საწყისი მდგომარეობა, სადაც მრავალკომპონენტური სისტემის სუფთა  $i$ -კომპონენტი იმყოფება T-ტემპერატურაზე და სტანდარტული მდგომარეობის წნევაზე  $P_{\text{სტ}}$ . სხვაობა ქიმიურ პოტენციალებს შორის  $i$ -კომპონენტისათვის მრავალკომპონენტური სისტემის გარკვეულ მდგომარეობასა და სტანდარტულ მდგომარეობას შორის ასე გამოისახება:

$$\mu_i - \mu_i^0 = \bar{R}T \ln \frac{\bar{f}_i}{f_i^0} \quad (11.27)$$

სადაც ინდექსი  $o$  აღნიშნავს თვისების მნიშვნელობას სტანდარტულ მდგომარეობაში. ფუგატიურობების თანაფარდობა ლოგარითმულ წევრში ცნობილია როგორც ნარევის  $i$ -კომპონენტის აქტიურობა,  $a_i$ . ე.ი.

$$a_i = \frac{\bar{f}_i}{f_i^0} \quad (11.28)$$

შემდეგი გამოყენებისათვის საკმარისია განვიხილოთ აირთა ნარევების შემთხვევა. ასეთი ნარევებისათვის  $p_i$  განისაზღვრება როგორც 1ატმ, ასე რომ,  $\mu_i^0$  და  $f_i^0$  შესაბამისად, არის სუფთა  $i$ -კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი და ფუგატიურობა T ტემპერატურაზე და 1ატმ წნევაზე.

რადგან სუფთა კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი ტოლია ჯიბსის ფუნქციისა ერთ მოლზე, განტოლება 11.27 ასე ჩაიწერება:

$$\mu_i = \bar{g}_i^0 + \bar{R}T \ln a_i \quad (11.29)$$

აქ  $\bar{g}_i$  არის ერთი მოლის სუფთა კომპონენტის,  $i$ , ჯიბსის ფუნქცია რომელიც გამოთვლილია T ტემპერატურაზე და 1ატმ წნევაზე:  $\bar{g}_i^0 = \bar{g}_i$ .

იდეალური ხსნარისათვის გამოიყენება ლუის-რენდალის წესი და აქტიურობა ასე გამოისახება:

$$a_i = \frac{y_i f_i}{f_i^0} \quad (11.30)$$

სადაც  $f_i$  არის სუფთა კომპონენტის,  $i$ , ფუგატიურობა T ტემპერატურაზე და  $p$  წნევაზე. (11.30) განტოლების 11.29-ში ჩასმა იძლევა:

$$\mu_i = \bar{g}_i^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_i f_i}{f_i^0}$$

$$\mu_i = \bar{g}_i^0 + \bar{R}T \ln \left[ \left( \frac{f_i}{p} \right) \left( \frac{p_{b\phi}}{f_i^0} \right) \frac{y_i p}{P_{b\phi}} \right] \quad (11.31)$$

თუ კომპონენტი  $i$  იქცევა როგორც იდეალური აირი როგორც  $T, P$ -ზე, ასევე  $T, p_{b\phi}$  - ზე გვექნება, რომ  $\frac{f_i}{p} = \frac{f_i^0}{p_{b\phi}} = 1$  და

$$\mu_i = \bar{g}_i^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_i p}{p_{b\phi}} \quad (11.32)$$

## თავი 12. იდეალური აირების ნარევი

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- აღწეროს იდეალური აირების ნარევის შემადგენლობა მასური ან მოლური წილების საშუალებით.
- გამოიყენოს დალტონის მოდელი წნევის, მოცულობის და ტემპერატურის დასაკავშირებლად და იდეალური აირების ნარევისათვის U, H და S-ს ცვლილებების გამოსათვლელად.
- გამოიყენოს იმ სისტემების მასის, ენერჯის და ენტროპიის ბალანსები, რომლებიც შეიცავენ იდეალური აირების ნარევებს, შერევის პროცესების ჩათვლით.

### იდეალური აირების ნარევი: ზოგადი განხილვა

#### 12.1. ნარევის შემადგენლობის აღწერა

ნარევის მდგომარეობის დასადგენად საჭიროა შემადგენლობის და ორი დამოუკიდებელი ინტენსიური თვისების (ტემპერატურა და წნევა) მნიშვნელობების ცოდნა. ამ თავში განხილულია ნარევის შემადგენლობის აღწერის გზები.

განვიხილოთ დახურული სისტემა, რომელიც შედგება ორი ან მეტი აირადი კომპონენტისაგან. ნარევის შემადგენლობის აღწერა შეიძლება თითოეული კომპონენტის მასით ან მოლების რიცხვით. როგორც ცნობილია, მასა, მოლების რიცხვი და მოლეკულური წონა დაკავშირებულია ერთმანეთთან.

$$n_i = \frac{m_i}{M_i} \quad (12.1)$$

სადაც  $m_i$  არის მასა,  $n_i$ - მოლების რიცხვი და  $M_i$   $i$ -კომპონენტის მოლეკულური წონა. როდესაც  $m_i$  გამოსახულია კილოგრამებში,  $n_i$  არის კმოლი.

ნარევის საერთო მასა,  $m$ , არის კომპონენტების მასების ჯამი:

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_j = M_i \sum_{i=1}^j m_i \quad (12.2)$$

ნარევი კომპონენტების ფარდობითი რაოდენობა შეიძლება გამოისახოს მოლური წილებით.  $i$ -კომპონენტის მოლური წილი  $m f_i$  ასე განისაზღვრება:

$$m f_i = \frac{m_i}{m} \quad (12.3)$$

ნარევი კომპონენტების მოლურ წილებს ზოგჯერ განიხილავენ როგორც გრავიმეტრულ ანალიზს.

თუ (12.2) განტოლების ყველა წევრს გავყოფთ ნარევის საერთო მასაზე,  $m$  და გამოვიყენებთ 12.3-ს მივიღებთ

$$1 = \sum_{i=1}^j m f_i \quad (12.4)$$

ე.ი. ნარევის ყველა კომპონენტის მოლური წილების ჯამი ერთის ტოლია. ნარევი მოლების საერთო რიცხვი,  $n$ , თითოეული კომპონენტის მოლების რიცხვის ჯამის ტოლია:

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_j = \sum_{i=1}^j n_i \quad (12.5)$$

ნარევი კომპონენტების ფარდობითი რაოდენობა ასევე აღიწერება **მოლური წილებით**:

$$y_i = \frac{n_i}{n} \quad (12.6)$$

ნარევი კომპონენტების მოლურ წილებს უწოდებენ **მოლურ ანალიზს**. ასეთ ანალიზს ასევე უწოდებენ **მოცულობით ანალიზს**.

(12.5) განტოლების ყველა წევრის გაყოფა ნარევი მოლების საერთო რიცხვზე,  $n$  და 12.6-ს გამოყენება გვაძლევს:

$$1 = \sum_{i=1}^j y_i \quad (12.7)$$

ე.ი. ნარევის ყველა კომპონენტის მოლური წილების ჯამი ერთის ტოლია.

ნარევის **მოჩვენებითი (საშუალო) მასა,  $\mu$** , განისაზღვრება როგორც ნარევის საერთო მასის,  $m$ , შეფარდებით ნარევის მოლების საერთო რიცხვცვთან,  $n$ :

$$M = \frac{m}{n} \quad (12.8)$$

(12.8) განტოლება შეიძლება ჩაიწეროს ალტერნატიული ფორმით. 12.2-ს გამოყენებით მიიღება:

$$M = \frac{n_1 M_1 + n_2 M_2 + \dots + n_j M_j}{n}$$

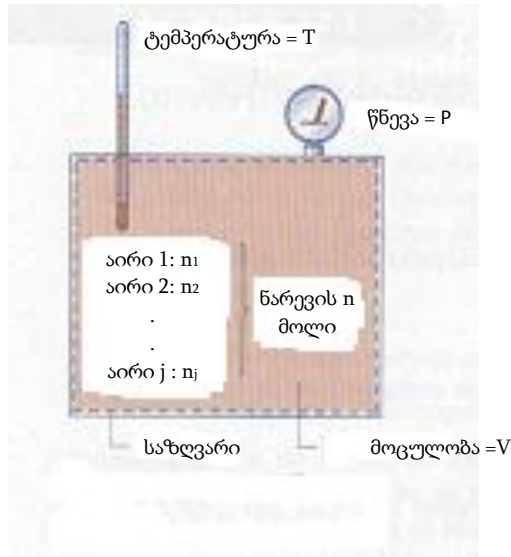
და ბოლოს, ნარევის მოჩვენებითი მასის გამოთვლა შეიძლება კომპონენტების მოლეკულური წონების საშუალო მოლური წილებით:

$$M = \sum_{i=1}^j y_i \mu_i \quad (12.9)$$

## 12.2. $p$ , $V$ და $T$ -ს დაკავშირება იდეალური აირების ნარევისათვის

განხილული განსაზღვრებები, ძირითადად, გამოიყენება ნარევისათვის, აქ შევხებით მხოლოდ **იდეალური აირების** ნარევის და შემოვიტანთ ე.წ **დალტონის მოდელს**, რომელიც, ჩვეულებრივ გამოიყენება ამ იდეალიზებასთან ერთად.

განვიხილოთ სისტემა, რომელიც შეიცავს რამდენიმე აირს, მოთავსებულს  $V$  მოცულობის დახურულ ჭურჭელში (ნახ. 35).



ნახ.35. აირების ნარევი

აირების ნარევის ტემპერატურაა  $T$  და წნევაა  $P$ . მთელ ნარევს განვიხილავთ როგორც იდეალურ აირს, ასე რომ,  $p, v, T$  და ნარევში მოლელების საერთო რიცხვი  $n$  დაკავშირებულია ერთმანეთთან იდეალური აირის განტოლებით:

$$p = n \frac{\bar{R}T}{V} \quad (12.10)$$

დალტონის მოდელი თანხმობაშია იდეალური აირის ცნებასთან, რადგან მოლეკულები ერთმანეთზე მოქმედებენ სუსტი ძალებით და მათი მოცულობა უმნიშვნელოა აირის მიერ დაკავებულ მოცულობასთან შედარებით. მნიშვნელოვანი მოლეკულათაშორისი ძალების არარსებობის გამო, სხვა კომპონენტების თანაობა არ ახდენს გავლენას თითოეული კომპონენტის ქცევაზე. მეტიც, თუ მოლეკულების მიერ დაკავებული მოცულობა შეადგენს საერთო მოცულობის ძალიან მცირე ნაწილს, თითოეული აირის მოლეკულები შეიძლება განვიხილოთ როგორც თავისუფლად მოძრავი მთელ მოცულობაში. ამ მარტივი სურათის გათვალისწინებით დალტონის მოდელით ივარაუდება, რომ ნარევის თითოეული კომპონენტი იქცევა როგორც იდეალური აირი, თუ ის განცალკევებულია ნარევის  $T$  ტემპერატურაზე და  $P$  წნევაზე.

დალტონის მოდელიდან გამომდინარეობს, რომ ცალკეული კომპონენტები ვერ ავითარებენ ნარევის წნევას  $P$ , არამედ ავლენენ მხოლოდ **პარციალურ წნევას**. პარციალური წნევების ჯამი ნარევის წნევის ტოლია.  $i$ - კომპონენტის **პარციალური წნევა**,  $p_i$ , არის წნევა, რომელსაც ავლენს  $i$ -კომპონენტის  $n_i$ -მოლი, თუ კომპონენტი განცალკევებულია  $V$  მოცულობაში  $T$  ტემპერატურაზე. ამ სიდიდის გამოთვლა შეიძლება იდეალური აირის განტოლებიდან:

$$p_i = n_i \frac{\bar{R}T}{V} \quad (12.11)$$

(12.11)-ს (12.10)-ზე გაყოფით ვიღებთ

$$\frac{p_i}{p} = \frac{n_i \bar{R}T}{V} / \frac{n \bar{R}T}{V} = \frac{n_i}{n} = y_i$$

ამრიგად,  $i$ -კომპონენტის პარციალური წნევის გამოთვლა შეიძლება მისი მოლური წილის,  $y$ , და ნარევის წნევის საშუალებით.

$$p_i = y_i P \quad (12.12)$$

12.12-ს ორივე მხარეზე ჯამის აღებით:

$$\sum_{i=1}^j P_i = \sum_{i=1}^j y_i P = P \sum_{i=1}^j y_i$$

რადგან მოლური წილების ჯამი ერთის ტოლია, მივიღებთ, რომ

$$P = \sum_{i=1}^j P_i \quad (12.13)$$

დალტონის მოდელი წნევის ადიტიურობის წესის კერძო შემთხვევაა, რომელიც აკავშირებს აირების ნარევის წნევას, ხვედრით მოცულობას და ტემპერატურას

### 12.3. U, H, S-ს და ხვედრითი სითბოების გამოთვლა

#### 12.3.1. U-ს და H-ს გამოთვლა

განვიხილოთ იდეალური აირების ნარევის შემცველი დახურული სისტემა. ნარევის ისეთი ექსტენსიური თვისებების პოვნა, როგორცაა U, H, ან S, შეიძლება თითოეული კომპონენტის წვლილის შეტანით იმ პირობებში, რომელშიც კომპონენტი იმყოფება ნარევი. გამოვიყენოთ ეს მოდელი შიდა ენერჯისა და ენთალპიისთვის.

რადგან იდეალური აირების შიდა ენერჯია და ენთალპია მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქციაა, ამ თვისებების მნიშვნელობები ნარევის თითოეული კომპონენტისათვის განისაზღვრება მხოლოდ ნარევის ტემპერატურით. შესაბამისად,

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_j = \sum_{i=1}^j U_i \quad (12.17)$$

$$H = H_1 + H_2 + \dots + H_j = \sum_{i=1}^j H_i \quad (12.18)$$

სადაც  $U_i$  და  $H_i$ , შესაბამისად,  $i$ -კომპონენტის შიდა ენერჯია და ენთალპიაა ნარევის ტემპერატურაზე.

მოლარობის გამოყენებით ეს განტოლებები ასე ჩაიწერება:

$$n\bar{u} = n_1\bar{u}_1 + n_2\bar{u}_2 + \dots + n_j\bar{u}_j = \sum_{i=1}^j n_i\bar{u}_i \quad (12.16)$$

და

$$n\bar{h} = n_1\bar{h}_1 + n_2\bar{h}_2 + \dots + n_j\bar{h}_j = \sum_{i=1}^j n_i\bar{h}_i \quad (12.17)$$

სადაც  $\bar{u}$  და  $\bar{h}$  ნარევის ხვედრითი შიდა ენერგია და ენთალპიაა ნარევის ერთ მოლზე და  $\bar{u}_i$  და  $\bar{h}_i$   $i$ -კომპონენტის ხვედრითი შიდა ენერგია და ენთალპიაა  $i$ -ს ერთ მოლზე. ამ გამოსახულებების ნარევის მოლელების საერთო რიცხვზე  $n$ -ზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\bar{u}_i = \sum_{i=1}^j y_i \bar{u}_i \quad (12.18)$$

და

$$\bar{h}_i = \sum_{i=1}^j y_i \bar{h}_i \quad (12.19)$$

### 12.3.2. $C_v$ -ს და $C_p$ -ს გამოთვლა

(12.18) და (12.19) განტოლებების გაწარმოება ტემპერატურით იძლევა გამოსახულებებს ნარევის ხვედრითი სითბოებისათვის,  $\bar{C}_v$  და  $\bar{C}_p$  მოლელების საშუალებით:

$$\bar{C}_v = \sum_{i=1}^j y_i \bar{C}_{v_i} \quad (12.20)$$

და

$$\bar{C}_p = \sum_{i=1}^j y_i \bar{C}_{p_i} \quad (12.21)$$

ამრიგად, ნარევის ხვედრითი სითბოები,  $\bar{C}_p$  და  $\bar{C}_v$ , წარმოადგენენ შესაბამისი კომპონენტის ხვედრითი სითბოების მოლური წილის საშუალო სიდიდეებს. ნარევის ხვედრითი სითბოების შეფარდება  $K = \bar{C}_p / \bar{C}_v$

### 12.3.3. $S$ -ს გამოთვლა

ისევე როგორც  $U$  და  $H$ , ნარევის ენტროპიის გამოთვლა შეიძლება თითოეული კომპონენტის წვლილის დამატებით იმ პირობებში, რომელშიც კომპონენტი იმყოფება ხსნარში.

იდეალური აირის ენტროპია დამოკიდებულია ორ თვისებაზე და არა მხოლოდ ტემპერატურაზე. შესაბამისად, ნარევისათვის



$$S = S_1 + S_2 + \dots + S_j = \sum_{i=1}^j S_i \quad (12.22)$$

სადაც  $S$  -  $i$ -კომპონენტის ენტროპიაა, გამოთვლილი ნარევის  $T$  ტემპერატურაზე და პარციალურ წნევაზე  $P_i$  (ან  $T$  ტემპერატურაზე და საერთო მოცულობაზე  $V$ ).

მოლარობის გამოყენებით (12.22) განტოლება ასე ჩაიწერება:

$$n\bar{s} = n_1\bar{s}_1 + n_2\bar{s}_2 + \dots + n_j\bar{s}_j = \sum_{i=1}^j n_i s_i \quad (12.23)$$

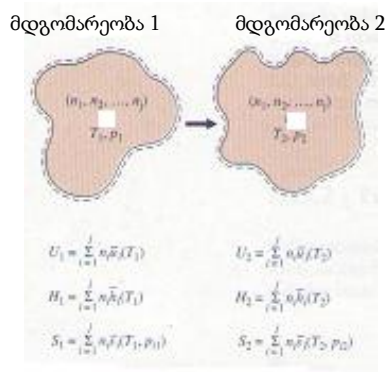
სადაც  $\bar{s}$  არის ნარევის ენტროპია ნარევის ერთ მოლზე და  $\bar{s}_i$  არის  $i$ -კომპონენტის ენტროპია  $i$ -ს ერთ მოლზე. ამ გამოსახულების გაყოფა ნარევის მოლელების საერთო რიცხვზე,  $n$  გვაძლევს ნარევის ენტროპიას ნარევის ერთ მოლზე:

$$\bar{s} = \sum_{i=1}^j n_i \bar{s}_i \quad (12.24)$$

## 12.4. ნარევის შემცველი სისტემების ანალიზი

### 12.4.1. შერევის პროცესები მუდმივი შემადგენლობის პირობებში

ამ ნაწილში განხილულია იდეალური აირების ნარევის შემთხვევა, რომლებიც მონაწილეობენ პროცესებში, სადაც შემადგენლობა უცვლელია. თითოეული კომპონენტის მოლელების რიცხვი და, შესაბამისად, ნარევის მოლელების რიცხვი არ იცვლება პროცესის დროს. ეს შემთხვევა მოცემულია ნახ. 36-ზე, სადაც ასევე მოტანილია გამოსახულებები  $U$ ,  $H$  და  $S$ -ს პროცესის საწყის და საბოლოო მდგომარეობაში.



ნახ.36. იდეალური აირის შერევის პროცესი

(12.3) განტოლების თანახმად, კომპონენტის ხვედრითი შიდა ენერგიები და ენთალპიები გამოითვლება ნარევის ტემპერატურაზე. თითოეული კომპონენტის

ხვედრითი ენტროპია გამოითვლება ნარევის ტემპერატურაზე და ნარევი კომპონენტის პარციალურ წნევაზე.

პროცესის დროს ნარევის შიდა ენერჯის და ენთალპიის ცვლილება ასე გამოისახება:

$$U_2 - U_1 = \sum_{i=1}^j n_i [\bar{u}_i(T_2) - \bar{u}_i(T_1)] \quad (12.25)$$

$$H_2 - H_1 = \sum_{i=1}^j n_i [\bar{h}_i(T_2) - \bar{h}_i(T_1)] \quad (12.26)$$

სადაც  $T_1$  და  $T_2$  საწყისი და საბოლოო მდგომარეობის ტემპერატურებია, ამ გამოსახულების ნარევის მოლების რიცხვზე,  $n$ , გაყოფით ვიღებთ განტოლებებს ნარევის შიდა ენერჯის და ენთალპიის ცვლილებებისთვის ნარევის ერთ მოლზე:

$$\Delta \bar{u} = \sum_{i=1}^j y_i [\bar{u}_i(T_2) - \bar{u}_i(T_1)] \quad (12.27)$$

$$\Delta \bar{h} = \sum_{i=1}^j y_i [\bar{h}_i(T_2) - \bar{h}_i(T_1)] \quad (12.28)$$

ანალოგიურად, ენტროპიის ცვლილებას ნარევი აქვს სახე:

$$S_2 - S_1 = \sum_{i=1}^j n_i [\bar{s}_i(T_2, P_{i2}) - \bar{s}_i(T_1, P_{i1})] \quad (12.29)$$

სადაც  $P_{i1}$  და  $P_{i2}$ , შესაბამისად,  $i$ -კომპონენტის საწყისი და საბოლოო პარციალური წნევებია.

ამ გამოსახულების  $n$ -ზე გაყოფით ვიღებთ

$$\Delta \bar{s} = \sum_{i=1}^j y_i [\bar{s}_i(T_2, P_{i2}) - \bar{s}_i(T_1, P_{i1})] \quad (12.30)$$

#### 12.4.2. იდეალური აირების შერევა

აქამდე ვიხილავდით უკვე წარმოქმნილ ნარევებს. ახლა განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც იდეალური აირების ნარევი წარმოიქმნება ცალკეული აირების შერევისას. ასეთი შერევა შეუქცევადია, რადგან ნარევი თავისთავად წარმოიქმნება და საჭიროა მუშაობის მიწოდება გარემოდან აირების ხელახლა განსაცალკევებლად და საწყის მდგომარეობაში დასაბრუნებლად.

შერევის პროცესებისას ენტროპიის წარმოქმნაში სამ ფაქტორს შეაქვს წვლილი:

1. აირები თავდაპირველად სხვადასხვა ტემპერატურაზეა.
2. აირები თავდაპირველად სხვადასხვა წნევაზეა.
3. აირები თავდაპირველად განსხვავებულია.

ენტროპია წარმოიქმნება, როდესაც შერევის პროცესის დროს ადგილი აქვს ერთ-ერთ ამ ფაქტორს.

## თავი 13. სარეაქციო ხსნარები

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- განმარტოს ძირითადი ცნებები წარმოქმნის ენთალპიის ჩათვლით.
- გამოიყენოს მასის და ენერჯიის ბალანსები დახურული და ღია სისტემებისათვის ქიმიური რეაქციების ჩათვლით.

### 13.1. ენერჯიის შენახვა სარეაქციო სისტემებში

#### 13.1.1 ენთალპიის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისათვის

თერმოდინამიკური თვისებების ცხრილების უმეტეს რაოდენობაში ხვედრითი შიდა ენერჯიის, ენთალპიის და ენტროპიის მნიშვნელობები მოცემულია ნებისმიერი მონაცემის მქონე მდგომარეობის მიმართ, სადაც ენთალპია (ან ალტერნატიულად შიდა ენერჯია) და ენტროპია ჩათვლილია ნულად. ეს მიახლოება დამაკმაყოფილებელია ისეთი გამოთვლებისათვის, რომლებიც მოიცავენ თვისებების მნიშვნელობების **განსხვავებებს** ერთი და იგივე შემადგენლობის მდგომარეობებისათვის, რადგან ამ შემთხვევაში ნებისმიერი მონაცემები ისპობა. მაგრამ როდესაც მიმდინარეობს ქიმიური რეაქცია, რეაგენტები ქრება და წარმოიქმნება პროდუქტები. ასე რომ, ყველა მონაწილე ნივთიერებისათვის განსხვავებების გამოთვლა შეუძლებელია. სარეაქციო სისტემებისათვის აუცილებელია  $h$ ,  $u$  და  $s$  -ს ისეთნაირი გამოთვლა, რომ არ იყოს გაურკვეველობა ან შეუსაბამობა გამოთვლილ თვისებებში.

სარეაქციო სისტემებისათვის ენთალპიის მონაცემების მიღება შეიძლება თუ მდგომარეობის **მდგრადი ელემენტის**, რომელსაც **სტანდარტული მდგომარეობა**, ეწოდება, ენთალპიას მივიღებთ ნულის ტოლად. ის განისაზღვრება  $T_{\text{სტ}} = 298.15 \text{ K}$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) და  $P_{\text{სტ}} = 1 \text{ ატმ}$ -ით. აღსანიშნავია, რომ მხოლოდ **მდგრად** ელემენტს მიენიჭება ნულოვანი ენთალპია სტანდარტულ მდგომარეობაში. ტერმინი „მდგრადი“ უბრალოდ ნიშნავს იმას, რომ გარკვეული ელემენტი ქიმიურად სტაბილური ფორმითაა. მაგალითად, სტანდარტულ მდგომარეობაში წყალბადის, ჟანგბადის და აზოტის სტაბილური ფორმაა  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ , და  $\text{N}_2$  არა მონოატომური  $\text{H}$ ,  $\text{O}$  და  $\text{N}$ .

### წარმოქმნის ენთალპია

ენტალპიის მნიშვნელობები შეიძლება მიენიჭოს ნაერთებს, რომლებიც გამოიყენება სარეაქციო სისტემების შესწავლისას. ნაერთის ენთალპია სტანდარტულ მდგომარეობაში მისი წარმოქმნის ენთალპიის ტოლია და აღინიშნება როგორც  $\bar{h}_f^0$ . წარმოქმნის ენთალპია არის ენერგია, რომელიც გამოიყოფა ან შთაინთქმება ელემენტებიდან ნაერთის წარმოქმნისას, როდესაც ნაერთი და ელემენტები არიან  $T_{საწყ}$  და  $P_{სტ}$ . ჩვეულებრივ, წარმოქმნის ენთალპია განისაზღვრება სტატისტიკური თერმოდინამიკის მეთოდებით სპექტროსკოპული მონაცემების გამოყენებით.

პრინციპში, წარმოქმნის ენთალპია შეიძლება ასევე გამოითვალოს სითბოს გადაცემის გაზომვით რეაქციაში, რომელშიც ნაერთი წარმოიქმნება მისი ელემენტებიდან.

### ენტალპიის გამოთვლა

ნაერთის ხვედრითი ენთალპიის გამოთვლა მდგომარეობაში, რომელიც განსხვავდება სტანდარტულიდან, ხდება ხვედრითი ენთალპიის ცვლილების,  $\Delta\bar{h}$ -ს დამატებით, რომელსაც ადგილი აქვს სტანდარტულ მდგომარეობასა და ენთალპიის წარმოქმნის მდგომარეობას შორის:

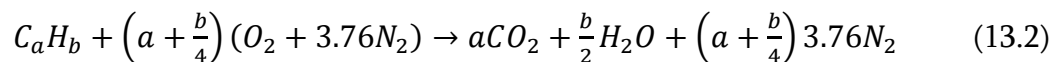
$$\bar{h}(T, P) = \bar{h}_f + [h(T, P) - \bar{h}(T_{სტ}, P_{სტ})] = \bar{h}_f^0 + \Delta\bar{h} \quad (13.1)$$

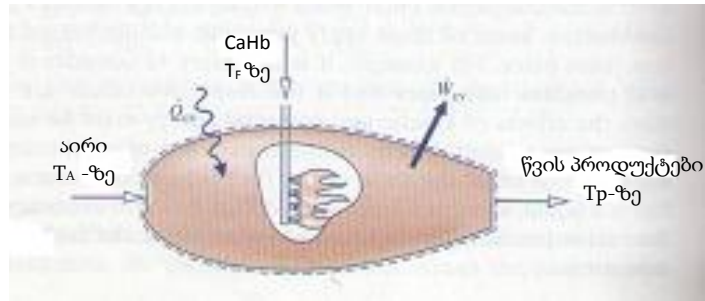
ე.ი. ნაერთის ენთალპია შედგება  $\bar{h}_f^0$ -ან, რომელიც დაკავშირებულია ნაერთის წარმოქმნასთან მისი ელემენტებიდან და  $\Delta\bar{h}$ -ან, რომელიც დაკავშირებულია მდგომარეობის ცვლილებასთან მუდმივი შემადგენლობისას. შეიძლება მონაცემების ნებისმიერი არჩევნის გამოყენება  $\Delta\bar{h}$ -ს განსაზღვრავად, რადგან ის არის **სხვაობა** მუდმივი შემადგენლობისას. შესაბამისად,  $\Delta\bar{h}$  შეიძლება გამოვთვალოთ ცხრილების საშუალებით, როგორცაა ორთქლის ცხრილები, იდეალური აირების ცხრილები და ა.შ.

#### 13.1.2. ენერჯის ბალანსი სარეაქციო სისტემებში

##### ღია სისტემების ანალიზი სტაციონარულ მდგომარეობაში

განვიხილოთ სტაციონარული მდგომარეობის რეაქტორი (ნახ. 37), რომელშიც ნახშირწყალბადური სათბობი  $C_aH_b$  სრულად იწვის ჰაერის თეორიული რაოდენობის საშუალებით.





ნახ.37. რეაქტორი სტაციონარულ მდგომარეობაში

სათბობი შედის რეაქტორში ორთქლის სახით ჰაერიდან განცალკევებით, რომელიც განიხილება როგორც იდეალური აირების ნარევი. ივარაუდება, რომ წვის პროდუქტები ასევე წარმოქმნის იდეალური აირების ნარევს. კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების ეფექტი უგულვლყოფილია.

ამ მოსაზრებების გათვალისწინებით შეიძლება ჩავწეროთ მასის ენერგიის ბალანსები ორ შემშვებიანი და ერთ გამომშვებიანი რეაქტორისათვის ერთ მოლ სათბობზე:

$$\frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_F} - \frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{n}_F} = \frac{\left[ ah_{CO_2} + \frac{b}{2} \bar{h}_{H_2O} + \left( a + \frac{b}{4} \right) 3.76 \bar{h}_{N_2} \right] - \bar{h}_F}{\left[ \left( a + \frac{b}{4} \right) \bar{h}_{O_2} + \left( a + \frac{b}{4} \right) 3.76 \bar{h}_{N_2} \right]} \quad 13.3a$$

სადაც  $\bar{n}_F$  აღნიშნავს სათბობის მოლური ნაკადის სიჩქარეს, აღსანიშნავია, რომ ამ განტოლების მარჯვენა მხარის თითოეული კოეფიციენტი იგივეა რაც შესაბამისი ნაერთის კოეფიციენტი რეაქციის განტოლებაში.

მარჯვენა მხარის პირველი ხაზგასმული წევრი არის წვის აირადი პროდუქტების ენთალპია ერთ მოლ სათბობზე. მეორე ხაზგასმული წევრი არის წვის ჰაერის ენთალპია ერთ მოლ სათბობზე. წვის პროდუქტების და ჰაერის ენთალპიები გამოითვლება შესაბამისი ცხრილიდან თითოეული კომპონენტის წვლილის გათვალისწინებით. სიმბოლო  $\bar{h}_F$  აღნიშნავს სათბობის მოლურ ენთალპიას.

უფრო კომპაქტურად (13.3a) განტოლება ასე გამოისახება:

$$\frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_F} - \frac{\dot{W}_{CV}}{\dot{n}_F} = \bar{h}_p - \bar{h}_r \quad (13.3b)$$

სადაც  $\bar{h}_3$  და  $\bar{h}_6$ , შესაბამისად, პროდუქტების და რეაგენტების ენთალპიებია ერთ მოლ სათბობზე.

### ენტალპიის წევრების გამოთვლა

ენერჯის ბალანსის დაწერის შემდეგი საფეხურია ენთალპიის ცალკეული წევრების გამოთვლა. რადგან იგულისხმება, რომ წვის პროდუქტების თითოეული კომპონენტი იქცევა როგორც იდეალური აირი, მისი წვლილი პროდუქტების ენთალპიაში დამოკიდებულია მხოლოდ პროდუქტების ტემპერატურაზე,  $T_3$ . შესაბამისად,

$$\bar{h} = \bar{h}_f^0 + [\bar{h}(T_3) - \bar{h}(T_{საწყ})] \quad (13.4)$$

აქ  $\bar{h}_f^0$  არის წარმოქმნის ენთალპია. მეორე წევრი ეხება ენთალპიის ცვლილებას  $T_{საწყ}$ -ან  $T_3$  ტემპერატურამდე. რამდენიმე ცნობილი აირისათვის ამ წევრის გამოთვლა შეიძლება ცხრილების მონაცემებიდან. ალტერნატიულად, ამ წევრის მიღება შეიძლება იდეალური აირის ხვედრითი სითბოს,  $\bar{C}_p$ , ინტეგრირებით.

ანალოგიური მიახლოება გამოიყენება ჟანგბადის და აზოტის ენთალპიისათვის ჰაერში წვისათვის:

$$\bar{h} = \bar{h}_f^0 + [\bar{h}(T_3) - \bar{h}(T_{საწყ})] \quad (13.5)$$

სადაც  $T_3$  - რეაქტორში შემავალი ჰაერის ტემპერატურაა, აღსანიშნავია, რომ განმარტებით ჟანგბადის და აზოტის წარმოქმნის ენთალპიები ნულის ტოლია. შემდეგი გარდაქმნებით ვიღებთ, რომ

$$\frac{\dot{Q}_{CV}}{\dot{n}_F} - \frac{W_{CV}}{\dot{n}_F} = \sum_P n_e (\bar{h}_f^0 + \Delta\bar{h})_e - \sum_R n_i (\bar{h}_f^0 + \Delta\bar{h})_i \quad (13.6)$$

სადაც  $i$  აღნიშნავს შემავალ სათბობს და ჰაერის ნაკადს და  $e$ -არსებულ წვის პროდუქტებს.

### დახურული სისტემების ანალიზი

განვიხილოთ დახურული სისტემა, რომელიც მოიცავს წვის პროცესს. კინეტიკური და პოტენციური ენერჯიების ეფექტის არარსებობისას, ენერჯის ბალანსს ექნება აეთი სახე:

$$U_3 - U_6 = Q - W$$

სადაც  $U_6$  აღნიშნავს რეაგენტების შიდა ენერჯიას და  $u_3$ -პროდუქტების შიდა ენერჯიას.

თუ რეაგენტები და პროდუქტები წარმოქმნიან იდეალური აირების ნარევს, ენერჯის ბალანსი ასე გამოისახება:

$$\sum_P n\bar{u} - \sum_R n\bar{u} = Q - W \quad (13.7)$$

სადაც განტოლების მარცხენა მხარის კოეფიციენტები,  $n$ , თითოეული რეაგენტის ან პროდუქტის მოლეზია.

რადგან როგორც რეაგენტების, ასევე პროდუქტების თითოეული კომპონენტი იქცევა როგორც იდეალური აირი, შესაბამისი ხვედრითი შიდა ენერგიები შეიძლება გამოითვალოს როგორც  $\bar{u} = \bar{h} - \bar{R}T$ , ასე რომ,

$$Q - W = \sum_P n(\bar{h} - \bar{R}T_P) - \sum_R n(\bar{h} - \bar{R}T_R) \quad (13.8)$$

სადაც  $T_P$  და  $T_R$  - პროდუქტების და რეაგენტების ტემპერატურაა. წარმოქმნის ენთალპია შეიძლება გამოთვლის შესაბამისი ცხრილებიდან.

### 13.1.3. წვის ენთალპია და წვის სითბოს მნიშვნელობები

მრავალი პრაქტიკული შემთხვევისათვის წვის ენთალპიის შეფასება ხდება ექსპერიმენტული გზით და მისი გამოყენება შეიძლება ენერჯის ანალიზისათვის, როდესაც არ არსებობს მონაცემები წარმოქმნის ენთალპიის შესახებ.

წვის ენთალპია,  $\bar{h}_{f\bar{v}}$  განისაზღვრება როგორც პროდუქტების და რეაგენტების ენთალპიების სხვაობა, როდესაც ადგილი აქვს სრულ წვას მოცემულ ტემპერატურაზე და წნევაზე, ე.ი.

$$\bar{h}_{f\bar{v}} = \sum_P n_e \bar{h}_e - \sum_R n_i \bar{h}_i \quad (13.9)$$

სადაც  $n$  - ბი შეესაბამება რეაქციის განტოლების შესაბამის კოეფიციენტებს რეაგენტებისათვის და პროდუქტებისათვის ერთ მოლ სათბობზე. როდესაც წვის ენთალპია გამოსახულია სათბობის მასის საშუალებით, ის აღინიშნება როგორც  $h_{f\bar{v}}$ . სიმბოლოები  $\bar{h}_{f\bar{v}}^0$  ან  $h_{f\bar{v}}^0$  გამოიყენება მოცემულ ტემპერატურაზე და წნევაზე.

სათბობის წვის სითბო არის დადებითი რიცხვი, რომელიც წვის ენთალპიის სიდიდის ტოლია. განიხილავენ ორ წვის სითბოს:

### უმაღლესი წვის სითბო და უმცირესი წვის სითბო

პირველი მიიღება, როდესაც წვის შედეგად წარმოქმნილი მთელი წყალი არის სითხე. მეორე მიიღება, როდესაც წვის შედეგად წარმოქმნილი მთელი წყალი არის ორთქლი. უმაღლესი წვის სითბო მეტია უმცირეს წვის სითბოზე ენერჯის იმ მნიშვნელობით, რომელიც გამოიყოფა იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილი აქვს მთელი წარმოქმნილი წყლის სითხედ კონდენსირებას. ეს ორივე სითბო ასევე

დამოკიდებულია იმაზე, არის თუ არა სათბობი წარმოდგენილი თხევადი ან აირადი სახით.



## თავი 14. აბსოლუტური ენტროპია და თერმოდინამიკის მე-3 კანონი

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- განმარტოს თერმოდინამიკის მე-3 კანონი.
- გამოიყენოს ენტროპიის ბალანსი სისტემებისათვის ქიმიური რეაქციების ჩათვლით.
- ჩაატაროს ექსერგიის ანალიზი ქიმიური ექსერგიისა და ექსერგიის კოეფიციენტების ჩათვლით.

### 14.1. ენტროპიის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისათვის

ენტროპია მნიშვნელოვან როლს ასრულებს რაოდენობრივი გამოთვლებისას თერმოდინამიკის მე-2 კანონს გამოყენებით. სარეაქციო სისტემების განხილვისას ენტროპიისათვის წამოიჭრება იგივე პრობლემები რაც ენთალპიისა და შიდა ენერჯისათვის. საჭიროა საერთო მონაცემების გამოყენება ენტროპიის მონაცემების მისანიჭებლად თითოეული ნაერთისათვის. ამის ჩატარება შეიძლება თერმოდინამიკის მე-3 კანონის და აბსოლუტური ენტროპიის ცნებების გამოყენებით.

მესამე კანონი ეხება ნაერთების ენტროპიას ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულზე. ემპირიული მონაცემების საფუძველზე ეს კანონი ამტკიცებს, რომ სუფთა კრისტალური ნაერთის ენტროპია უდრის ნულს ტემპერატურის აბსოლუტურ ნულზე, 0° K. ნაერთებისათვის, რომლებიც არ ხასიათდება სუფთა კრისტალური სტრუქტურით აბსოლუტურ ნულზე ენტროპია არ უდრის ნულს. მესამე კანონის ექსპერიმენტული დადასტურება ეფუძნება ქიმიური რეაქციების შესწავლას დაბალ ტემპერატურებზე და ხვედრითი სითბოების გაზომვას აბსოლუტურ ნულთან მიახლოებულ ტემპერატურებზე.

**აბსოლუტური ენტროპია.** მე-3 კანონი მნიშვნელოვანია იმით, რომ უზრუნველყოფს მონაცემებს, რომლებიც დაკავშირებულია რეაქციაში მონაწილე ყველა ნაერთის ენტროპიასთან ისე, რომ ადგილი არა აქვს რაიმე გაურკვეველობას ან ორაზროვნებას. ასეთ მონაცემებთან დაკავშირებულ ენტროპიას **აბსოლუტური ენტროპია** ეწოდება. ნაერთის ენტროპიის ცვლილება აბსოლუტურ ნულსა და ნებისმიერ მოცემულ მდგომარეობას შორის შეძლება განისაზღვროს ენერჯის გადაცემის ზუსტი გაზომვით ან სტატისტიკური თერმოდინამიკის მეთოდებით და მოლეკულურ მონაცემებზე დაყრდნობით.

### აბსოლუტური ენტროპიის გამოყენება

როდესაც ცნობილია აბსოლუტური ენტროპია სტანდარტულ მდგომარეობაში, ნებისმიერი სხვა მდგომარეობის ხვედრითი ენტროპიის განსაზღვრა შეიძლება ორ მდგომარეობას შორის ენტროპიის ცვლილების დამატებით სტანდარტული მდგომარეობის აბსოლუტურ ენტროპიაზე. ანალოგიურად, თუ ცნობილია აბსოლუტური ენტროპია  $P_{სტ}$  წნევაზე და  $T$  ტემპერატურაზე, აბსოლუტური ენტროპია იგივე წნევაზე,  $P$  და ტემპერატურაზე ასე განისაზღვრება:

$$\bar{s}(T, P) = \bar{s}(T, P_{სტ}) + [\bar{s}(T, P) - \bar{s}(T, P_{სტ})]$$

იდეალური აირებისათვის

$$\bar{s}(T, P) = \bar{s}^0(T) - \bar{R} \ln \frac{P}{P_{სტ}} \quad (14.1)$$

ვიმეორებთ, რომ  $\bar{s}^0(T)$  არის აბსოლუტური ენტროპია  $T$  ტემპერატურაზე და  $P_{სტ} = 1$  ატმ წნევაზე.

იდეალური აირების ნარევის  $i$ -კომპონენტის ენტროპია გამოითვლება ნარევის ტემპერატურაზე  $T$  და პარციალურ წნევაზე  $P_i$ :  $\bar{s}_i(T, P)$ . პარციალური წნევა  $P_i = y_i P$  სადაც  $y_i$  არის  $i$  კომპონენტის მოლური წილი და  $P$  არის ნარევის წნევა. მაშინ (14.1) განტოლება იღებს სახეს:

$$\bar{s}(T, P) = \bar{s}_i^0(T) - \bar{R} \ln \frac{P}{P_{სტ}}$$

ან

$$\bar{s}(T, P) = \bar{s}_i^0(T) - \bar{R} \ln \frac{y_i P}{P_{სტ}} \quad (14.2)$$

სადაც  $\bar{s}_i^0(T)$  არის  $i$ - კომპონენტის აბსოლუტური ენტროპია  $T$  ტემპერატურაზე და  $P_{სტ}=1$ ატმ წნევაზე.

## 14.2. ენტროპიის ბალანსი სარეაქციო სისტემებისათვის

### ღია სისტემები სტაციონარულ მდგომარეობაში

განმეორებით განვიხილოთ სტაციონარული მდგომარეობის რეაქტორი (ნახ. 37), რომლისთვისაც წვის რეაქცია მოცემულია (13.2) განტოლებით. ივარაუდება, რომ როგორც წვის ჰაერი, ასევე წვის პროდუქტები წარმოქმნიან იდეალური აირების

ნარევებს. ენტროპიის ბალანსი ორ შემშვებიანი, ერთ გამომშვებიანი რეაქტორისათვის შეიძლება გამოისახოს სათბობის ერთი მოლის საშუალებით:

$$0 = \sum_i \frac{\dot{Q}_j T_j}{\dot{n}_F} + \bar{s}_F + \left[ \left( a + \frac{b}{4} \right) \bar{s}_{O_2} + \left( a + \frac{b}{4} \right) 3.76 \bar{s}_{N_2} \right] - \left[ \alpha \bar{s}_{CO_2} + \frac{b}{2} \bar{s}_{H_2O} + \left( a + \frac{b}{4} \right) 3.76 \bar{s}_{N_2} \right] + \frac{\dot{\sigma}_{cv}}{\dot{n}_F} \quad (14.3)$$

აქ  $\dot{n}_F$  არის სათბობის მოლური ნაკადის სიჩქარე და კოეფიციენტები ხაზგასმულ წევრებში იგივეა, რაც შესაბამისი კოეფიციენტები რეაქციის განტოლებაში.

(14.3) განტოლების ყველა წევრი აბსოლუტური ენტროპიაა. მარჯვენა მხარის პირველი ხაზგასმული წევრი არის ჰაერის წვის ენტროპია სათბობის ერთ მოლზე. მეორე ხაზგასმული წევრი არის წვის პროდუქტების ენტროპია სათბობის ერთ მოლზე. ჰაერის და წვის პროდუქტების ენტროპია გამოითვლება შესაბამისი აირების ნარევი თითოეული კომპონენტის წვლილის დამატებით.

### დახურული სისტემები

განვიხილოთ ენტროპიის ბალანსი დახურული სისტემებისათვის, რომელშიც მიმდინარეობს ქიმიური რეაქცია

$$s_{\beta} - s_{\alpha} = \int \left( \frac{\partial Q}{T} \right)_b + \sigma \quad (14.4)$$

$s_{\alpha}$  და  $s_{\beta}$ , შესაბამისად, რეაგენტების და პროდუქტების ენტროპიებია.

როდესაც რეაგენტები და პროდუქტები წარმოქმნიან იდეალური აირების ნარევებს, ენტროპიის ბალანსი სათბობის ერთი მოლისათვის ასე გამოისახება

$$\sum_{\beta} n s - \sum_{\alpha} n \bar{s} = \frac{1}{\dot{n}_F} \int \left( \frac{\delta Q}{T} \right)_b + \frac{\sigma}{\dot{n}_F} \quad (14.5)$$

სადაც კოეფიციენტები,  $n$ , მარცხენა მხარეს არის რეაქციის განტოლების კოეფიციენტები, მოცემული თითოეული რეაგენტის ან პროდუქტის მოლებში ერთი მოლი სათბობისათვის. (14.5) განტოლებაში ენტროპიის წევრები გამოითვლება 14.2-ან რეაგენტების ან პროდუქტების ტემპერატურის და პარციალური წნევების საშუალებით. ნებისმიერ შემთხვევაში საწვავი ერევა დამუხანგველს, ასე რომ, ეს ფაქტი გათვალისწინებული უნდა იყოს პარციალური წნევების დადგენისას.

### 14.3. ჯიბსის ფუნქციის გამოთვლა სარეაქციო სისტემებისთვის

ჯიბსის ხვედრითი ფუნქცია  $\bar{g}$  ასე განისაზღვრება

$$\bar{g} = \bar{h} - T\bar{s} \quad (14.6)$$

ჯიბსის ფუნქციის მნიშვნელობების გამოთვლის პროცედურა წარმოქმნის ენთალპიის გამოთვლის ანალოგიურია; სტანდარტული მდგომარეობის თითოეულ სტაბილურ ელემენტს მინიჭებული აქვს ჯიბსის ფუნქციის ნულოვანი მნიშვნელობა. ნაერთის წარმოქმნის ჯიბსის ფუნქცია,  $\bar{g}_f^0$  ტოლია ჯიბსის ფუნქციის ცვლილებისა რეაქციისთვის, რომელშიც ნაერთი წარმოიქმნება მისი ელემენტებიდან. როგორც ნაერთი, ასევე ყველა ელემენტი იმყოფება  $T_{სტ}=25^{\circ}\text{C}$  და  $P_{სტ}=1\text{ატმ}$ .

ჯიბსის ფუნქცია სტანდარტული მდგომარეობიდან განსხვავებული მდგომარეობისთვის გამოითვლება ჯიბსის წარმოქმნის ფუნქციაზე სტანდარტულ და მოცემულ მდგომარეობებს შორის ჯიბსის ხვედრითი ფუნქციის ცვლილების,  $\Delta\bar{g}$ , დამატებით.

$$\bar{g}(T, P) = \bar{g}_f^0 + [\bar{g}(T, P) - \bar{g}(T_{სტ}, P_{სტ})] = \bar{g}_f^0 + \Delta\bar{g} \quad (14.7\text{ა})$$

(14.6) განტოლების გათვალისწინებით,

$$\Delta\bar{g} = [\bar{h}(T, P) - \bar{h}(T_{სტ}, P_{სტ})] - [T\bar{s}(T, P) - T_{სტ}\bar{s}(T_{სტ}, P_{სტ})] \quad (14.7\text{ბ})$$

იდეალური აირების ნარევის  $i$ -კომპონენტის ჯიბსის ფუნქცია გამოითვლება  $i$ -კომპონენტის პარციალურ წნევაზე და ნარევის ტემპერატურაზე.

### 14.4. ქიმიური ექსერგია

ამ ნაწილში ჩვენ განვავრცობთ ექსერგიის ცნებას ქიმიური ექსერგიის შემოსატანად.

ექსერგია, როგორც ადრე იყო აღნიშნული, სისტემის მდგომარეობით დედამიწის და მისი ატმოსფეროს თერმოდინამიკური მოდელიდან გადახრის ზომაა, რომელსაც ექსერგიის სტანდარტული გარემო ანუ უბრალოდ გარემო ეწოდება. ნაერთისთვის სისტემის მდგომარეობის გადახრა გარემოს ცენტრებიდან შესაბამის წნევაზე, ტემპერატურაზე და შემადგენლობაზე საკვანძო როლს ასრულებს. თუ ერთერთი მათგანი განსხვავებულია გარემოს შესაბამისი სიდიდისგან, სისტემას აქვს ექსერგია.

ექსერგია არის მაქსიმალური თეორიული მუშაობა, რომელიც მიღება მთლიანი სისტემიდან: სისტემა პლუს გარემო, როდესაც სისტემა ისწრაფვის გარკვეული მდგომარეობიდან გარემოსთან წონასწორობისაკენ. ალტერნატიულად, ექსერგია არის

მინიმალური თეორიული მუშაობის დანახარჯი, რომელიც აუცილებელია სისტემის წარმოსაქმნელად გარემოდან და მის გარკვეულ მდგომარეობაში გადასაცვანად.

სისტემა ისწრაფვის გარემოსთან წინასწარული მდგომარეობისკენ ორ საფეხურად. ამ მიახლოებით, ექსერჯია არის ორი წვლილის ჯამი: თერმომექანიკურის და ქიმიურის, რომელსაც ქვემოთ განვიხილავთ.

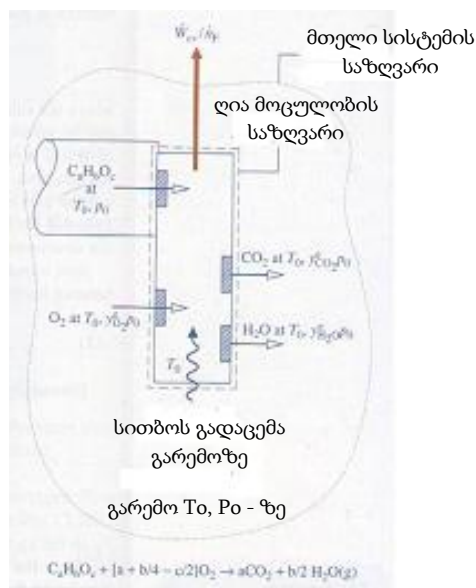
#### 14.4.1. ქიმიური ექსერჯიის კონცეპტუალიზება

განვიხილოთ აზრობრივი ექსპერიმენტი, რომელიც შედგება:

- ნაერთების კრებულიდან, რომლებიც წარმოდგენილია როგორც  $\text{CaH}_b\text{O}_c$
- გარემოსაგან, რომელიც დედამიწის ატმოსფეროს მოდელია.
- მთლიანი სისტემიდან, ღია სისტემის ჩათვლით

სავარაუდოდ, ექსერჯიის სტანდარტული გარემო არის იდეალური აირების ნარევი, როგორც დედამიწის ატმოსფეროს მოდელი;  $T_0$ -ით და  $P_0$ -ით აღნიშნულია გარემოს ტემპერატურა და წნევა. გარემოს შემადგენლობა მოცემულია მოლური წილებით,  $y^e$ , სადაც ინდექსი  $e$  აღნიშნავს გარემოს კომპონენტის მასურ წილს,  $y^e$ -ს.  $T_0$ -ის და  $P_0$ -ის მნიშვნელობები განსაზღვრულია და არ იცვლება. ატმოსფეროს მოდელი-აირების ნარევი ექვემდებარება დალტონის მოდელს.

ნაერთი  $\text{CaH}_b\text{O}_c$  შედის ღია სისტემაში  $T_0$ -ზე და  $P_0$ -ზე (ნახ.38.).



ნახ.38. ქიმიური ექსერჯიის კონცეპტუალიზების ილუსტრირება

კონკრეტული ნაერთისაგან დამოკიდებულებით გარემოს შემშვებში იმყოფება (O<sub>2</sub>) და გამომშვებში CO<sub>2</sub> და H<sub>2</sub>O (ა) T<sub>0</sub> -ზე და მათ შესაბამის პარციალურ წნევებზე. ყველა ნაერთი შედის და გამოდის მოძრაობის და გრავიტაციის უმნიშვნელო ეფექტით. სითბოს გადაცემას ღია სისტემასა და გარემოს შორის ადგილი აქვს მხოლოდ T<sub>0</sub> ტემპერატურაზე. ღია სისტემა სტაციონარულ მდგომარეობაშია და იდეალური აირის მოდელი ვარგისია ყველა აირისათვის. და ბოლოს, მთლიანი სისტემისათვის, რომლის საზღვარი აღნიშნულია წყეტილი ხაზით, საერთო მოცულობა მუდმივია და ადგილი არა აქვს საზღვარზე სითბოს გადაცემას.

გამოვიყენოთ მასის შენახვის პრინციპი და ენერჯის და ენტროპიის ბალანსები ღია სისტემისათვის მაქსიმალური თეორიული მუშაობის დასადგენად. CaH<sub>6</sub>Oc ნაერთის ერთი მოლისთვის, კერძოდ, მაქსიმალური თეორიული მუშაობისათვის  $\frac{W_{CV}}{\dot{n}_F}$ . ეს სიდიდე არის ნივთიერების მოლური ქიმიური ექსერჯია, რომელიც ასე გამოისახება:

$$\begin{aligned} \bar{e}^{j\theta} = & \left[ \bar{h}_{s\theta} + \left( a + \frac{b}{4} - \frac{C}{2} \right) \bar{h}_{O_2} - a\bar{h}_{CO_2} - \frac{b}{2} \bar{h}_{H_2O} \right] - \\ & - T_0 \left[ \bar{s}_{s\theta} + \left( a + \frac{b}{4} - \frac{C}{2} \right) \bar{s}_{O_2} - a\bar{s}_{CO_2} - \frac{b}{2} \bar{s}_{H_2O} \right] \end{aligned} \quad (14.8)$$

ინდექსი „ქიმ“ გამოყენებულია ექსერჯიაში ამ წვლილის თერმოდინამიკური ექსერჯიიდან განსხვავების მიზნით. ინდექსი „სათ“ აჩვენებს CaH<sub>6</sub>Oc ნივთიერებას. სხვა მოლური ენთალპიები და ენტროპიები ეხება ღია სისტემაში შემავალ და იქიდან გამომავალ ნაერთებს. თითოეული მათგანი გამოითვლება იმ მდგომარეობაში, რომელშიც ის შედის ან გამოდის.

#### 14.4.2. ქიმიური ექსერჯიის განტოლებები

ცნობილია დამოკიდებულება:

$$\bar{s}_i(T_0, y_i^e, P_0) = \bar{s}_i(T_0, P_0) - \bar{R} \ln y_i^e \quad (14.9)$$

რომლის გათვალისწინებითაც(14.8) მიიღებს სახეს :

$$\begin{aligned} \bar{e}^{j\theta} = & \left[ \bar{h}_{s\theta} + \left( a + \frac{b}{4} - \frac{C}{2} \right) \bar{h}_{O_2} - a\bar{h}_{CO_2} - \frac{b}{2} \bar{h}_{H_2O}(\vartheta) \right] (T_0, P_0) - \\ & - T_0 \left[ \bar{s}_{s\theta} + \left( a + \frac{b}{4} - \frac{C}{2} \right) \bar{s}_{O_2} - a\bar{s}_{CO_2} - \frac{b}{2} \bar{s}_{H_2O}(\vartheta) \right] (T_0, P_0) + \bar{R} T_0 \ln \left[ \frac{(y_{O_2}^e)^{a+b/4-C/2}}{(y_{CO_2}^e)^a (y_{H_2O}^e)^{b/2}} \right] \end{aligned} \quad (14.10)$$

სადაც  $(T_0, P_0)$  იმის მაჩვენებელია, რომ ხვედრითი ენთალპია და ენტროპია გამოთვლილია  $T_0$  -ზე და  $P_0$  -ზე, მიუხედავად იმისა, რომ  $T_0$  აკმაყოფილებს ენთალპიას და ენტროპიას იდეალური აირისათვის.

ჯიბსის ფუნქციის გათვალისწინებით,

$$\begin{aligned} \bar{g}_{\text{სათ}} &= \bar{h}_{\text{სათ}} - T_0 \bar{s}_{\text{სათ}} \\ \bar{e}^{j\text{ბ}} &= \left[ \bar{g}_{\text{სათ}} + \left( a + \frac{b}{4} - \frac{c}{2} \right) \bar{g}_{\text{O}_2} - a \bar{g}_{\text{CO}_2} - \frac{b}{2} \bar{g}_{\text{H}_2\text{O}(\text{ა})} \right] (T_0, P_0) + \\ &+ \bar{R} T \ln \left[ \frac{(y_{\text{O}_2}^e)^{a+b/4-c/2}}{(y_{\text{CO}_2}^e)^a (y_{\text{H}_2\text{O}}^e)^{b/2}} \right] \end{aligned} \quad (14.11)$$

ლოგარითმული წევრი ქიმიური ექსერჯის სიდიდის მხოლოდ რამდენიმე პროცენტს შეადგენს.

#### 14.5. სტანდარტული ქიმიური ექსერჯია

სტანდარტული ქიმიური ექსერჯის მნიშვნელობები დაფუძნებულია ექსერჯის სტანდარტულ გარემოზე, რომელიც ხასიათდება გარემოს ტემპერატურის და წნევის სტანდარტული მნიშვნელობებით:  $T_0=298.15\text{K}$  და  $P_0=1\text{ატმ}$ . ექსერჯის სტანდარტული გარემო ასევე შედგება მთელი რიგი სტანდარტული ნაერთებისაგან სტანდარტული კონცენტრაციებით, რომლებიც ასახავენ ბუნებრივი გარემოს ქიმიურ შემადგენლობას. გარემოს ნაწილებს შორის ურთიერთქმედებების გამოსარიცხად ეს ნაერთები ურთიერთწონასწორობაში უნდა იყვნენ.

სტანდარტული ნაერთები, ძირითადად, ოთხ ჯგუფად იყოფა : ატმოსფეროს აირადი ნაერთები, მყარი ნაერთები დედამიწის ქერქიდან და იონური და არაიონური ნაერთები ოკეანეებიდან. ექსერჯის სტანდარტული გარემოს ჩვეულებრივი მდგომარეობაა აირადი ფაზა, კერძოდ, ჰაერი, რომელიც შეიცავს  $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}(\text{ა})$  და სხვა აირებს. ივარაუდება, რომ ამ აირად ფაზაში მყოფი  $i$ -აირი არის  $T_0$  ტემპერატურაზე და პარციალურ წნევაზე :  $P_i^e = y_i^0 P_0$  .

## თავი 15. ქიმიური და ფაზური წონასწორობა

ამ თავის შესწავლის შემდეგ სტუდენტი შეძლებს:

- გამოამუშავოს ქიმიურ და ფაზურ წონასწორობასთან დაკავშირებული ძირითადი ცნებების ცოდნა წონასწორობის, წონასწორობის მუდმივას და ჯიბსის ფაზათა წესის ჩათვლით;
- გამოიყენოს წონასწორობის მუდმივას დამოკიდებულება წნევის, ტემპერატურის და წონასწორობის მუდმივას დასაკავშირებლად იდეალური აირების ნარევებისათვის ცალკეული და რთული რეაქციების ჩათვლით;
- გამოიყენოს ქიმიური წონასწორობის ცნება ენერჯის ბალანსში;
- განსაზღვროს წონასწორული ალის ტემპერატურა;
- გამოიყენოს ჯიბსის ფაზათა წესი.

### წონასწორობის საფუძვლები

#### 15.1. წონასწორობის კრიტერიუმები

სისტემა იმყოფება თერმოდინამიკურ წონასწორობაში, როდესაც ის იზოლირებულია გარემოსაგან და მასში ადგილი არა აქვს რაიმე მიკროსკოპულად დაკვირვებად ცვლილებას. წონასწორობის მიმართ მნიშვნელოვანი მოთხოვნაა ის, რომ ტემპერატურა უნდა იყოს ერთნაირი მთელ სისტემაში ან სისტემის ნებისმიერ ნაწილში სითბური კონტაქტის დროს. თუ ეს პირობა არ სრულდება, ადგილი აქვს სითბოს თავისთავად გადაცემას ერთი ადგილიდან მეორისაკენ. აქ აგრეთვე არ იქნება არადაბალანსებული ძალები სისტემის ნაწილებს შორის. ეს პირობები უზრუნველყოფს, რომ სისტემა იმყოფება სითბურ და მექანიკურ წონასწორობაში. მაგრამ აქ მაინც რჩება იმის შესაძლებლობა; რომ სრული წონასწორობა არ იქნება მიღწეული. პროცესი შეიძლება შეიცავდეს ქიმიურ რეაქციას, მასის გადატანას ფაზებს შორის, ან ორივე მათგანს. ამ თავში შემოდის კრიტერიუმები, რომელთა საშუალებითაც შეიძლება დადგინდეს, არის თუ არა გარკვეულ მდგომარეობაში მყოფი სისტემა წონასწორობაში. ეს კრიტერიუმები მიიღება ენერჯის შენახვის პრინციპის და თერმოდინამიკის მე-2 კანონის გამოყენებით.

განვიხილოთ ფიქსირებული მასის ადვილად კუმშვადი სისტემა, რომლის ტემპერატურაც და წნევაც ერთგვაროვანია. სისტემის მოძრაობის არარსებობისას და



გრავიტაციის უგულველყოფით, ენერჯის ბალანსის დიფერენციალური ფორმა იღებს სახეს:

$$dU = \delta Q - \delta W$$

თუ მოცულობა იცვლება მხოლოდ მუშაობის საშუალებით და წნევა ერთგვაროვანია მთელ სისტემაში,  $\delta W = pdV$ . ამიტომ

$$\delta Q = dU + pdV$$

რადგან ტემპერატურა ერთგვაროვანია, ენტროპიის ბალანსის დიფერენციალური ფორმა იქნება:  $\delta S = \frac{\delta Q}{T} + \delta \sigma$

$\delta Q$ -ს გამორიცხვა ბოლო ორი განტოლებიდან იძლევა:

$$TdS = dU - pdV = T\delta\sigma \quad (15.1)$$

ენტროპია წარმოიქმნება ყველა რეალურ პროცესში და ინახება მხოლოდ შეუქცევადობების არარსებობისას, შესაბამისად, (15.1) განტოლება ზღუდავს პროცესების მიმართულებას. დასაშვებია მხოლოდ ის პროცესები, რომლებისთვისაც  $\delta\sigma \geq 0$ . ამრიგად.

$$Tds - dU - pdV \geq 0 \quad (15.2)$$

მაგალითისათვის განვიხილოთ პროცესი იზოლირებულ, მუდმივი მოცულობის ჭურჭელში, სადაც  $dU = 0$  და  $dV = 0$ . აქ

$$dS]_{u,v} \geq 0 \quad (15.3)$$

ეს განტოლება ვარაუდობს, რომ დახურული სისტემის მდგომარეობის ცვლილებას მუდმივი შიდა ენერჯის და მოცულობის პირობებში ადგილი აქვს მხოლოდ ენტროპიის ზრდის მიმართულებით. ასევე, ენტროპია უახლოვდება მაქსიმუმს წონასწორობის მდგომარეობასთან მიახლოებისას. ეს არის ენტროპიის ზრდის პრინციპის კერძო შემთხვევა.

მნიშვნელოვანია ქინური და ფაზური წონასწორობის შესწავლა ფიქსირებული წნევისა და ტემპერატურის პირობებში. ასეთ შემთხვევაში იყენებენ ჯიბსის ფუნქციის ექსტენსიურ ფორმას:

$$G = H - TS = U + pV - TS$$

$$\text{გაწარმოებით } dG = dU + pdV + VdP - TdS - SdT$$

$$\text{ან } dG - VdP + SdT = -(TdS - dU - pdV)$$

მინუს ნიშნის გარდა, ამ განტოლების მარჯვენა მხარე იგივეა, რაც (15.2).

შესაბამისად,

$$dG - VdP + SdT \leq 0 \quad (15.4)$$

აქ უტოლობა იცვლის მიმართულებას, ზემოთაღნიშნული მინუს ნიშნის გამო.

(15.4) განტოლებიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ ნებისმიერი პროცესისათვის, რომელიც მიმდინარეობს გარკვეულ ტემპერატურაზე და წნევაზე ( $dT = 0$  და  $dp = 0$ )

$$dG]_{T,P} \leq 0 \quad (15.5)$$

ეს უტოლობა გვიჩვენებს, რომ სისტემის ჯიბსის ფუნქცია ფიქსირებულ  $T$ -ზე და  $P$ -ზე მცირდება შეუქცევადი პროცესის დროს. ასეთი პროცესის თითოეული საფეხურის შემდეგ ჯიბსის ფუნქცია მცირდება და სისტემა უახლოვდება წონასწორობას, სადაც ჯიბსის ფუნქციის მნიშვნელობა აღწევს მინიმუმს. ამიტომ, როდესაც

$$dG]_{T,P} = 0 \quad (15.6)$$

ვიღებთ წონასწორობას. ეს გამოსახულება ცნობილია როგორც წონასწორობის კრიტერიუმი.

(15.6) ადგენს დამოკიდებულებას სისტემის თვისებებს შორის წონასწორობის მდგომარეობაში. არა აქვს მნიშვნელობა იმას, თუ რა გზით მიიღწევა წონასწორობა. მაგრამ თუ ასეთი მდგომარეობა მიღწეულია, სისტემა იმყოფება გარკვეულ  $T$  და  $P$ -ზე და არანაირ შემდგომ თავისთავად ცვლილებას ადგილი არა აქვს. ამიტომ (15.6)-ის გამოყენებისას აუცილებელია  $T$ -ს და  $P$ -ს დადგენა, მაგრამ არ არის აუცილებელი იმის მოთხოვნა, რომ სისტემამ რეალურად მიაღწიოს წონასწორობას ფიქსირებულ  $T$ -ზე და  $P$ -ზე.

## 15.2. ქიმიური პოტენციალი და წონასწორობა

ერთფაზიანი, ერთკომპონენტიანი სისტემის ნებისმიერი ექსტენსიური თვისება არის ორი დამოუკიდებელი ინტენსიური თვისების და სისტემის ზომის ფუნქცია. ტემპერატურის და წნევის, როგორც დამოუკიდებელი თვისებების და მოლელების რიცხვის,  $n$ , როგორც მოლეკულის ზომის არჩევით, ჯიბსის ფუნქცია ასე გამოისახება:  $G = G(T, p, n)$ . ერთფაზიანი მრავალკომპონენტიანი სისტემისათვის  $G$  შეიძლება განვიხილოთ როგორც ტემპერატურის, წნევის და თითოეული კომპონენტის მოლელების რიცხვის ფუნქცია:  $G = G(T, p, n_1, n_2, \dots, n_j)$ .

თუ თითოეულ მოლურ რიცხვს გავამრავლებთ  $\alpha$ -ზე, სისტემის ზომა ამდენჯერვე შეიცვლება და ასევე შეიცვლება ყოველი ექსტენსიური თვისების მნიშვნელობა და ჯიბსის ფუნქცია ასე ჩაიწერება:

$$\alpha G(T, p, n_1, n_2, \dots, n_j) = G(T, p, \alpha n_1, \alpha n_2, \dots, \alpha n_j)$$

$\alpha$ -ს მიმართ გაწარმოება ფიქსირებული ტემპერატურის, წნევის და მოლელების რიცხვის პირობებში და ჯაჭვის წესის გამოყენება გვაძლევს

$$G = \frac{\partial G}{\partial(a n_1)} n_1 + \frac{\partial G}{\partial(a n_2)} n_2 + \dots + \frac{\partial G}{\partial(a n_j)} n_j$$

ეს განტოლება სამართლიანია ყველა  $\alpha$ -სთვის. კერძოდ, თუ  $\alpha = 1$ , მიიღება

$$G = \sum_{i=1}^j n_i \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,P,n_i} \quad (15.7)$$

სადაც ინდექსი  $n_i$  ნიშნავს, რომ ყველა  $n$ , გარდა  $n_i$ -სა, ფიქსირებულია გაწარმოების დროს.

კერძო წარმოებულები იმდენად მნიშვნელოვანია ქიმიური და ფაზური წონასწორობის შესწავლისას, რომ მათ მინიჭებული აქვთ სპეციალური სახელი და სიმბოლო.  $i$  - კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი,  $\mu_i$  ასე განისაზღვრება:

$$\mu_i = \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,P,n_i} \quad (15.8)$$

ქიმიური პოტენციალი ინტენსიური თვისებაა. (15.8)-დან და (15.7)-დან ვიღებთ:

$$G = \sum_{i=1}^j n_i \mu_i \quad (15.9)$$

წონასწორობის კრიტერიუმი შეიძლება ჩაიწეროს ქიმიური პოტენციალების საშუალებით, რაც იძლევა ფუნდამენტური მნიშვნელობის გამოსახულებას:

$$dG]_{T,P} = \sum_{i=1}^j \left( \frac{\partial G}{\partial n_i} \right)_{T,P,n_i} d n_i$$

და

$$dG]_{T,P} = \sum_{i=1}^j \mu_i d n_i \quad (15.10)$$

$dG]_{T,P} = 0$ -ის გათვალისწინებით

$$\sum_{i=1}^j \mu_i d n_i = 0 \quad (15.11)$$

### 15.2.1. ქიმიური პოტენციალების გამოთვლა

#### სუფთა ნაერთის ერთი ფაზა

წონასწორობა სუფთა ნაერთის ორ ფაზას შორის არის უმარტივესი შემთხვევა. ამ დროს  $G = n \mu$  ან

$$\mu = \frac{G}{n} = \bar{g} \quad (15.12)$$

ეს არის ჯიბსის ფუნქცია ერთი მოლისათვის

#### იდეალური აირების ნარევი

იდეალური აირების ნარევის ენთალპია და ენტროპია ასე განისაზღვრება:

$$H = \sum_{i=1}^j n_i \bar{h}_i(T) \text{ და } S = \sum_{i=1}^j n_i \bar{S}_i(T, p_i)$$

სადაც  $p_i = y_i p$   $i$  - კომპონენტის პარციალური წნევაა. მაშინ ჯიბსის ფუნქცია  $G = H - TS$  ასე გამოისახება:

$$G = \sum_{i=1}^j n_i [\bar{h}_i(T) - T \bar{S}_i(T, p_i)] \quad (15.13)$$

$\bar{g}_i$  - კომპონენტის ჯიბსის მოლური ფუნქციის გათვალისწინებით

$$\bar{g}_i(T, p_i) = \bar{h}_i(T) - T \bar{S}_i(T, p_i) \quad (15.14)$$

და

$$G = \sum_{i=1}^j n_i \bar{g}_i(T, p_i) \quad (15.15)$$

და

$$\mu_i = \bar{g}_i(T, p_i) \quad (15.16)$$

ამრიგად, იდეალური აირების ნარევის  $i$ -კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი ტოლია მისი ჯიბსის ფუნქციისა ერთ მოლზე, რომელიც გამოთვლილია ნარევის ტემპერატურაზე და  $i$ -კომპონენტის პარციალურ წნევაზე.

### 15.3. ქიმიური წონასწორობა

ამ ნაწილში წონასწორობის კრიტერიუმი (15.6) გამოყენებულია სარეაქციო ნარევების წონასწორობის შესასწავლად. მიზანი არის წონასწორობის დროს შემადგენლობის დადგენა კონკრეტული ტემპერატურისა და წნევისათვის. ამისათვის მნიშვნელოვანია წონასწორობის მუდმივას დადგენა. განხილული იქნება მხოლოდ სარეაქციო სისტემების წონასწორული მდგომარეობები და არა რეაქციების სიჩქარეები.

#### 15.3.1. რეაქციის წონასწორობის განტოლება

რეაქციის წონასწორობის განტოლება საფუძველია სარეაქციო ხსნარის წონასწორული შემადგენლობის დადგენისა.

##### ზოგადი შემთხვევა

განვიხილოთ დახურული სისტემა, რომელიც შეიცავს ხუთ კომპონენტს:  $A, B, C, D$  და  $E$  მოცემულ ტემპერატურაზე და წნევაზე და მონაწილეობს ერთ ქიმიურ რეაქციაში:



სადაც  $\nu$ -ბი სტექიომეტრული კოეფიციენტებია. იგულისხმება, რომ კომპონენტი  $E$  ინერტულია და გავლენას არ ახდენს წონასწორულ შემადგენლობაზე, რადგან ის არ მონაწილეობს ქიმიურ რეაქციაში.

სტექიომეტრული კოეფიციენტები  $\nu_a, \nu_b, \nu_c$  და  $\nu_d$  არ შეესაბამება წარმოდგენილი კომპონენტების შესაბამის მოლეკულის რიცხვს. კომპონენტების რაოდენობა აღნიშნულია როგორც  $n_A, n_B, n_C, n_D$  და  $n_E$ . მაგრამ კომპონენტების რაოდენობის ცვლილებები გარკვეულწილად დაკავშირებული უნდა იყოს სტექიომეტრული კოეფიციენტების მნიშვნელობებთან.

$$-\frac{dn_A}{\nu_A} = -\frac{dn_B}{\nu_B} = \frac{dn_C}{\nu_C} = -\frac{dn_D}{\nu_D} \quad (15.18a)$$

აქ მიწევს ნიშანი იმის მაჩვენებელია, რომ  $A$  და  $B$  კომპონენტები იხარჯება, როდესაც წარმოიქმნება  $C$  და  $D$ . რადგან  $E$  ინერტულია,  $dn_E = 0$ .

პროპორციულობის კოეფიციენტის,  $d\varepsilon$  შემოტანით მიიღება

$$-\frac{dn_A}{\nu_A} = -\frac{dn_B}{\nu_B} = \frac{dn_C}{\nu_C} = -\frac{dn_D}{\nu_D} = d\varepsilon.$$

და, შესაბამისად,  $dn_A = -\nu_a d\varepsilon$ ,  $dn_B = -\nu_b d\varepsilon$ ,  $dn_C = \nu_c d\varepsilon$ ,  $dn_D = -\nu_d d\varepsilon$  (15.18 ბ)

$$dG]_{T,P} = \mu_A dn_A + \mu_B dn_B + \mu_C dn_C + \mu_D dn_D + \mu_E dn_E.$$

წონასწორობისას  $dG = 0$  და საბოლოოდ,

$$\nu_a \mu_A + \nu_b \mu_B = \nu_c \mu_C + \nu_d \mu_D \quad (15.19)$$

ეს არის რეაქციის წონასწორობის განტოლება. პრინციპში, წონასწორული შემადგენლობის განსაზღვრა მოცემულ წნევაზე და ტემპერატურაზე შეიძლება ამ განტოლების ამოხსნით, რომლის პროცედურა მარტივდება წონასწორობის მუდმივას ცნების შემოტანით.

## 15.4. წონასწორული შემადგენლობების გამოთვლა

### 15.4.1. იდეალური აირების ნარევის წონასწორობის მუდმივა

15.19 განტოლების ამოსახსნელად საჭიროა ქიმიური პოტენციალების გამოსახულების შეტანა ტემპერატურის, წნევის და შემადგენლობის გათვალისწინებით. ამისათვის გამოიყენება იდეალური აირების ნარევის განტოლება და

$$\nu_A \left( \bar{g}_A^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_A p}{p_{b\phi}} \right) + \nu_B \left( \bar{g}_B^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_B p}{p_{b\phi}} \right) = \nu_C \left( \bar{g}_C^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_C p}{p_{b\phi}} \right) + \nu_D \left( \bar{g}_D^0 + \bar{R}T \ln \frac{y_D}{p_{b\phi}} \right) \quad (15.20)$$

შემდეგი გარდაქმნებით მიიღება გამოსახულება:

$$\frac{\Delta G^0}{RT} = \ln \left[ \frac{Y_C^{VC} Y_D^{CD}}{-Y_A^{VA} Y_B^{CB}} \right] \left( \frac{P}{p_{bc}} \right)^{v_A + v_D - v_A - v_B} \quad (15.21)$$

და  $\frac{\Delta G^0}{RT} = \ln K(T)$ , (15.22) სადაც  $K$  არის წონასწორობის მუდმივა

$$K(T) = \frac{Y_C^{VC} Y_D^{CD}}{Y_A^{VA} Y_B^{CB}} \left( \frac{P}{p_{bc}} \right)^{v_A + v_D - v_A - v_B} \quad (15.23)$$

ამ განტოლების მრიცხველი და მნიშვნელი, შესაბამისად, ეხება რეაქციის (15.17) პროდუქტებს და რეაგენტებს. შებრუნებული რეაქციითვის:

$v_C C + v_D D \rightleftharpoons v_A A + v_B B$  ეს მუდმივა იღებს ასეთ სახეს:

$$K^* = \frac{Y_C^{VC} Y_D^{CD}}{Y_A^{VA} Y_B^{CB}} \left( \frac{P}{p_{bc}} \right)^{v_A + v_D - v_A - v_B} \quad (15.24)$$

ცხადია,  $K^*$   $K$ -ს შებრუნებულია:  $K^* = 1/K$  და  $\log_{10} K^* = -\log_{10} K$  (15.25)

#### 15.4.2. ნარევების და ხსნარების წონასწორობის მუდმივა

რეაქციის წონასწორობის განტოლებაში (15.19) არსებული ქიმიური პოტენციალი ასე გამოითვლება:

$$v_A(\bar{g}_A^0 + \bar{R}T \ln a_A) + v_B(\bar{g}_B^0 + \bar{R}T \ln a_B) = v_C(\bar{g}_C^0 + \bar{R}T \ln a_C) + v_D(\bar{g}_D^0 + \bar{R}T \ln a_D) \quad (15.26)$$

სადაც  $\bar{g}_i^0$   $i$  - სუფთა კომპონენტის ჯიბსის ფუნქციაა  $T$  ტემპერატურაზე და  $p_{bc} = 1$  ატმოსფეროზე,  $a_i$  - კომპონენტის აქტიურობაა.

გარდაქმნებით მიიღება გამოსახულება:

$$-\frac{\Delta G^0}{RT} = \ln \left( \frac{a_C^{v_C} a_D^{v_D}}{a_A^{v_A} a_B^{v_B}} \right) \quad (15.27)$$

ამ განტოლებას შეიძლება მიეცეს იგივე სახე, რაც 15.22, თუ წონასწორობის მუდმივას ასე გამოვსახავთ:

$$K = \frac{a_C^{v_C} a_D^{v_D}}{a_A^{v_A} a_B^{v_B}} \quad (15.28)$$

#### იდეალური ხსნარები

იდეალური ხსნარისათვის  $i$ -კომპონენტის აქტიურობა ასე გამოისახება:

$$a_i = \frac{y_i f_i}{f_i^0}$$

სადაც  $f_i$  სუფთა  $i$ -ის ფუგატიურობაა ნარევის  $T$  ტემპერატურაზე და  $p$  წნევაზე,  $f^0$   $i$ -ის ფუგატიურობაა  $T$  ტემპერატურაზე და  $p_{სტ}$  წნევაზე. ამ გამოსახულების გათვალისწინებით

$$K = \frac{(y_C f_C / f_C^0)^{v_C} (y_D f_D / f_D^0)^{v_D}}{(y_A f_A / f_A^0)^{v_A} (y_B f_B / f_B^0)^{v_B}} \quad (15.29)$$

### 15.5. წონასწორობის მუდმივას გამოყენების სხვა მაგალითები

ქვემოთ განხილულ იქნება წონასწორობის მუდმივას ზოგიერთი გამოყენება, კეძოდ, ვანტ-ჰოფის განტოლება, ქიმიური წონასწორობა იონიზაციის რეაქციებისათვის და ერთდროული რეაქციები.

#### 15.5.1. ვანტ-ჰოფის განტოლება

15.22-დან ვიღებთ:

$$\bar{R}T \ln K = - \left[ (v_C \bar{h}_C + v_D \bar{h}_D - v_A \bar{h}_A - v_B \bar{h}_B) - T(v_C \bar{S}_C^0 + v_D \bar{S}_D^0 - v_A \bar{S}_A^0 - v_B \bar{S}_B^0) \right] \quad (15.30)$$

ამ განტოლებაში ყველა ხვედრითი ენთალპია და ენტროპია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე. გაწარმოებით ტემპერატურის მიმართ ვიღებთ:

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{(v_C \bar{h}_C + v_D \bar{h}_D - v_A \bar{h}_A - v_B \bar{h}_B)}{\bar{R}T^2} \quad (15.31)$$

ანუ

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{\Delta H}{\bar{R}T^2}, \quad (15.32)$$

რომელიც წარმოადგენს ვანტ-ჰოფის განტოლებას. აქ  $\Delta H$  არის რეაქციის ენთალპია  $T$  ტემპერატურაზე. ვანტ-ჰოფის განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ როდესაც  $\Delta H < 0$  (ეგზოთერმული რეაქცია),  $K$  მცირდება ტემპერატურის ზრდით და როდესაც  $\Delta H > 0$  (ენდოთერმული რეაქცია),  $K$  იზრდება ტემპერატურის ზრდით.

რეაქციის ენთალპია,  $\Delta H$  ხშირად პრაქტიკულად მუდმივია ტემპერატურათა ფართო ინტერვალში. ასეთ შემთხვევაში 15.32-ის ინტეგრირება გვაძლევს:

$$\ln \frac{K_2}{K_1} = -\frac{\Delta H}{R} \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (15.33)$$

სადაც  $K_1$  და  $K_2$  წონასწორობის მუდმივებია  $T_1$  და  $T_2$  ტემპერატურებზე. განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ  $\ln k$  წრფივად და მოკიდებული  $1/T$ -ზე. შესაბამისად, გრაფიკი  $\ln k - 1/T$  გამოიყენება  $\Delta H$ -ის დასადგენად წონასწორობის მუდმივას ექსპერიმენტული მონაცემებიდან.

### 15.5.2. იონიზაცია

მეთოდები, რომლებიც შემუშავებულია იდეალური აირების ნარევის წონასწორობის მუდმივას დასადგენად, შეიძლება გამოყენებულ იქნას იონიზებული აირების შემცველი სისტემებისათვის ანუ **პლაზმისათვის**. მაგალითად, დიატომური აზოტის დისოციაციის რეაქცია  $N_2 \rightleftharpoons 2N$  მიმდინარეობს მომატებულ ტემპერატურაზე. უფრო მაღალ ტემპერატურაზე ადგილი აქვს იონიზაციას:



ე. ი. აზოტი კარგავს ელექტრონს და წარმოიქმნება იონიზებული ატომი  $NN^+$  და თავისუფალი ელექტრონი  $e^-$ . შემდგომი გახურება იწვევს დამატებითი ელექტრონების კარგვას, სანამ ყველა ელექტრონი არ მოცილდება ატომს.

გარკვეულ შემთხვევებში პრაქტიკული მოსაზრებების გამო მიზანშეწონილია ვიფიქროთ ნეიტრალურ ატომებზე, დადებით იონებზე და ელექტრონებზე როგორც იდეალური აირების ნარევის წარმომქმნელებზე. ამ იდეალიზების გათვალისწინებით, იონიზაციური წონასწორობა შეიძლება განვიხილოთ ისეთივე გზით, როგორც იდეალური აირების სარეაქციო ნარევის ქიმიური წონასწორობა. წონასწორული იონიზაციის რეაქციის ჯიბსის ფუნქციის ცვლილება მოითხოვს იონიზაციური წონასწორობის მუდმივას, როგორც ტემპერატურის ფუნქციის გამოთვლას სტატისტიკური თერმოდინამიკის მეთოდების გამოყენებით. ზოგადად, იონიზაციის ხარისხი იზრდება ტემპერატურის გაზრდით და წნევის შემცირებით.

### 15.6. წონასწორობა სუფთა ნაერთის ორ ფაზას შორის

განვიხილოთ სუფთა ნაერთის ორი ფაზისგან შემდგარი სისტემა წონასწორობის დროს. ამდენად, თითოეული ფაზის ტემპერატურა და წნევა ერთი და იგივეა. ამ სისტემის ჯიბსის ფუნქცია ასე გამოისახება:



$$G = n' \bar{g}'(T, p) + n'' \bar{g}''(T, p) \quad (15.35)$$

სადაც ' და '' ინდექსები აღნიშნავს 1-ელ და მე-2 ფაზას.

ფიქსირებული  $T$  და  $P$ -ზე წარმოებულის ალება გვაძლევს

$$dG]_{T,p} = \bar{g}' dn' + \bar{g}'' dn'' \quad (15.36)$$

რადგან სუფთა ნაერთის საერთო რაოდენობა მუდმივია, ერთ-ერთ ფაზაში რაოდენობის ზრდა კომპენსირდება მეორე ფაზის რაოდენობის შემცირებით. ე. ი.

$$dn'' = -dn' \text{ და } dG]_{T,p} = (\bar{g}' - \bar{g}'') dn'$$

წონასწორობისას

$$dG]_{T,p} = 0 \text{ da } \bar{g}' = \bar{g}'' \quad (15.37)$$

ამრიგად, წონასწორობისას ფაზების ჯიბსის მოლური ფუნქციები ტოლია.

### კლაპეირონის განტოლება

(15.37)-ის გამოყენება შეიძლება კლაპეირონის განტოლების გამოსაყვანად. წონასწორობაში მყოფი ორი ფაზისათვის წნევის შეცვლა მხოლოდ ტემპერატურის ცვლილებაზეა დამოკიდებული  $P = P_{\text{ბაჯ}}(T)$ .

(15.37)-ის გაწარმოებით და შემდეგი გარდაქმნებით მიიღება კლაპეირონის განტოლება:

$$\frac{dP_{\text{ბაჯ}}}{dT} = \frac{1}{T} \left( \frac{\bar{h}''}{\bar{v}''} - \frac{\bar{h}'}{\bar{v}'} \right) \quad (15.38)$$

ამ განტოლების სპეციალური ფორმა წონასწორობაში მყოფი სისტემისათვის, რომელიც შედგება თხევადი ან მყარი ფაზისგან და ორთქლის ფაზიდან, მარტივად მიიღება. თუ სითხის ან მყარი სხეულის ხვედრითი მოცულობა,  $\bar{v}'$ , ბევრად ნაკლებია, ვიდრე ორთქლის ხვედრითი მოცულობა,  $\bar{v}''$ , და ორთქლი განიხილება როგორც იდეალური აირი,  $\bar{v}'' = \bar{R}T/P_{\text{ბაჯ}}$ , მივიღებთ

$$\frac{d \ln P_{\text{ბაჯ}}}{dT} = \frac{\bar{h}'' - \bar{h}'}{\bar{R}T^2} \quad (15.39)$$

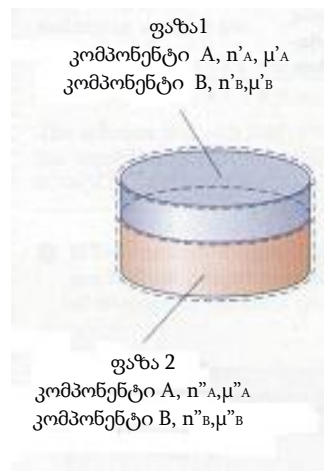
ეს არის კლაუზიუს-კლაპეირონის განტოლება. ვანტ-ჰოფის განტოლება ქიმიური წონასწორობისათვის კლაუზიუს-კლაპეირონის განტოლების (ფაზური წონასწორობისათვის) ანალოგიურია.

## 15.7. მრავალკომპონენტური, მრავალფაზიანი სისტემების წონასწორობა

ამ ნაწილში განხილულია რამდენიმე ფაზიანი, რამდენიმე კომპონენტის შემცველი სისტემების წონასწორობა. ძირითადი შედეგი არის ჯიბსის ფაზათა წესი, რომელშიც შეჯამებულია ასეთი ტიპის წონასწორობის ძირითადი შეზღუდვები.

### 15.7.1. ქიმიური პოტენციალი და ფაზური წონასწორობა

ნახ. 39 ნაჩვენებია ორი  $A$  და  $B$  კომპონენტის შემცველი სისტემა, რომელიც ორ ფაზაშია: 1 და 2, ესენი ერთი და იმავე ტემპერატურაზე და წნევაზეა.



ნახ.39. ორკომპონენტური, ორფაზიანი სისტემა

15.10-ის მიხედვით, თითოეული ფაზისათვის

$$\begin{aligned} dG']_{T,P} &= \mu'_A dn'_A + \mu'_B dn'_B \\ dG'']_{T,P} &= \mu''_A dn''_A + \mu''_B dn''_B \end{aligned} \quad (15.40)$$

როდესაც ნივთიერება გადაიცემა ორ ფაზას შორის ქიმიური რეაქციის გარეშე,  $A$  და  $B$ -ს საერთო რაოდენობა უნდა დარჩეს მუდმივი. ასე რომ, ერთ-ერთი ფაზის რაოდენობის გაზრდა უნდა კომპენსირდეს მეორე ფაზის რაოდენობის ეკვივალენტური შემცირებით

$$dn''_A = -dn'_A \text{ და } dn''_B = -dn'_B \quad (15.41)$$

მაშინ

$$dG]_{T,P} = dG']_{T,P} + dG'']_{T,P} = (\mu'_A - \mu''_A)dn'_A + (\mu'_B - \mu''_B)dn'_B \quad (15.42)$$

რადგან  $n'_A$  და  $n''_B$  დამოუკიდებლად იცვლებიან, როდესაც  $dG]_{T,P} = 0$ , ფრჩხილებში მოთავსებული წევრები = 0 და  $\mu'_A = \mu''_A$  და  $\mu'_B = \mu''_B$  (15.43)

წონასწორობისას, თითოეული კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი ერთი და იგივეა თითოეულ ფაზაში.

განვიხილოთ კერძო შემთხვევა, როდესაც  $B$  -კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი ერთი და იგივეა ორივე ფაზაში:  $\mu'_B = \mu''_B$  და 15.42 დაიყვანება ასეთ სახეზე:

$$dG]_{T,P} = (\mu'_A - \mu''_A)dn'_A$$

სისტემის ნებისმიერი თავისთავადი პროცესისათვის, რომელსაც ადგილი აქვს ფიქსირებულ ტემპერატურაზე და წნევაზე, ჯიბრის ფუნქცია უნდა შემცირდეს  $dG]_{T,P} < 0$ . ასე რომ,  $-(\mu'_A - \mu''_A)dn'_A < 0$

შესაბამისად,

- როდესაც  $A$ -ს ქიმიური პოტენციალი მეტია 1 ფაზაში, ვიდრე მე-2-ში ( $\mu'_A > \mu''_A$ ), მაშინ  $dn'_A < 0$ . ე. ი. ნივთიერება  $A$  გადადის 1 ფაზიდან მე-2-ში.
- როდესაც  $A$ -ს ქიმიური პოტენციალი მეტია 2 ფაზაში, ვიდრე 1-ში ( $\mu''_A > \mu'_A$ ), მაშინ  $dn'_A > 0$ . ე. ი. ნივთიერება  $A$  გადადის მე-2 ფაზიდან 1-ში.

წონასწორობისას ქიმიური პოტენციალები ტოლია ( $\mu'_A = \mu''_A$ ) და  $A$ -ს გადაცემა ფაზებს შორის არ ხდება.

ასე რომ, ქიმიური პოტენციალი შეიძლება განვიხილოთ, როგორც კომპონენტის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის ტენდენცია. თუ კომპონენტის ქიმიური პოტენციალი არ არის ერთი და იგივე თითოეულ ფაზაში, კომპონენტს ექნება სწრაფვა გადავიდეს უფრო მაღალი ქიმიური პოტენციალის მქონე ფაზიდან უფრო დაბალი პოტენციალის მქონე ფაზაში. როდესაც ქიმიური პოტენციალი ერთი და იგივეა ორივე ფაზაში, ამ ტენდენციას ადგილი არ აქვს.

### 15.7.2. ჯიბრის ფაზათა წესი

ორკომპონენტიანი და ორფაზიანი სისტემის წონასწორობის მოთხოვნა შეიძლება გავრცელდეს მრავალკომპონენტიან, მრავალფაზიან სისტემებზე. წონასწორობისას ქიმიური პოტენციალი ერთნაირი უნდა იყოს ყველა ფაზაში.

$N$  კომპონენტის და  $P$  ფაზის სისტემისათვის შეიძლება ჩაიწეროს  $N(P - 1)$  განტოლებათა სისტემა

$$N \overbrace{\begin{cases} \mu_1^1 = \mu_1^2 = \dots = \mu_1^P \\ \mu_2^1 = \mu_2^2 = \dots = \mu_2^P \\ \mu_N^1 = \mu_N^2 = \dots = \mu_N^P \end{cases}}^{(P-1)} \quad 15.44$$

სადაც  $\mu_i^j$  აღნიშნავს  $i$ -კომპონენტის ქიმიურ პოტენციალს  $j$  ფაზაში. განტოლებათა ეს სისტემა **ჯიბსის ფაზათა წესის** საფუძველია, რომელიც უზრუნველყოფს **დამოუკიდებელი ინტენსიური** თვისებების დადგენას, რომელთა განსაზღვრა შეიძლება ნებისმიერი გზით სისტემის **ინტენსიური** მდგომარეობის დასაფიქსირებლად. დამოუკიდებელ ინტენსიურ თვისებათა რაოდენობას ეწოდება **თავისუფლების ხარისხი**.

რადგან ქიმიური პოტენციალი ინტენსიური თვისებაა, მისი მნიშვნელობა დამოკიდებულია კომპონენტების ფარდობით პროპორციებზე და არა კომპონენტების შემცველობაზე. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, მოცემულ  $N$  კომპონენტის ფაზაში  $T$  ტემპერატურაზე და  $P$  წნევაზე, ქიმიური პოტენციალი განისაზღვრება კომპონენტების მოლური წილებით და არა შესაბამისი  $n$ -ებით. მაგრამ რადგან მოლური წილები იკრიბება ერთმანეთს, მოლური წილების  $(N - 1)$  უმრავლესობა იქნება დამოუკიდებელი. ამრიგად,  $N$  კომპონენტის სისტემის თითოეული ფაზისათვის არის სულ ცოტა  $N - 1$  დამოუკიდებლად ცვლადი მოლური წილი. ამიტომ  $P$  ფაზისათვის არის სულ ცოტა  $P(N - 1)$  დამოუკიდებლად ცვლადი მოლური წილი. დამატებით, ტემპერატურა და წნევა, რომლებიც ერთი და იგივეა ყველა ფაზაში, ასევე ორი ინტენსიური თვისებაა, რაც მაქსიმუმში იძლევა  $P(N - 1) + 2$  დამოუკიდებლად ცვლად ინტენსიურ თვისებას. მაგრამ 15.44 განტოლებით წარმოდგენილი  $N(P - 1)$  წონასწორობის პირობისათვის ინტენსიურ თვისებათა რიცხვი არის თავისუფლად ცვლადი, თავისუფლების ხარისხი,  $F$ :

$$F = [P(N - 1) + 2] - N(P - 1) = 2 + N - P \quad (15.45)$$

ეს არის **ჯიბსის ფაზათა წესი**

ფაზათა წესში მოცემულია მნიშვნელოვანი შეზღუდვები სხვადასხვა ტიპის სისტემებისათვის. მაგალითად, ერთკომპონენტის სისტემისათვის, როგორცაა წყალი,  $N = 1$  და  $F = 3 - P$

- ფაზების მინიმალური რიცხვია ერთი,  $P = 1$ . ამ შემთხვევისათვის  $F = 2$ . ე. ი. შეიძლება განისაზღვროს ორი ინტენსიური თვისება სისტემის ინტენსიური მდგომარეობის დასაფიქსირებლად.
- როდესაც სისტემა შეიცავს ერთ კომპონენტს და ორ ფაზას,  $N = 1$  და  $P = 2$ , მაშინ  $F = 1$ , ე. ი. ინტენსიური მდგომარეობა განისაზღვრება ერთი ინტენსიური თვისებით. მაგალითად, წონასწორული ნარევის: თხევადი წყალი და წყლის ორთქლი ცალკეული ფაზების ინტენსიური მდგომარეობები განისაზღვრება ტემპერატურით.
- თავისუფლების ხარისხის მინიმალური დასაშვები მნიშვნელობაა ნული:  $F = 0$  – ერთკომპონენტიანი სისტემისათვის. ეს შეესაბამება  $P = 3$ -ს, სამ ფაზიან სისტემას. ე. ი. სამი არის სუფთა კომპონენტის სხვადასხვა ფაზის მაქსიმალური რაოდენობა, რომლებიც შეიძლება იმყოფებოდნენ წონასწორობაში. რადგან ამ შემთხვევაში არ არის თავისუფლების ხარისხი, წონასწორობა დაფიქსირებულია როგორც ტემპერატურა, ასევე წნევა. მაგალითად, არის ერთადერთი ტემპერატურა ( $0,01^{\circ}\text{C}$ ) და ერთადერთი წნევა ( $0.6113\text{კპა}$ ), როდესაც ყინული, თხევადი წყალი და წყლის ორთქლი წონასწორობაშია ერთმანეთთან.