**Реферат**

**Цикли паросилових і холодильних установок. Основні поняття теорії теплопровідності**

**1. ЦИКЛИ ПАРОСИЛОВИХ І ХОЛОДИЛЬНИХ УСТАНОВОК**

**Цикл Ренкіна**

По циклу Ренкіна працюють паросилові установки теплоелектростанцій, використовуючи як паливо мазут, газ, вугілля, торф. (рис. 1.)

Пара великого тиску і температури (див. т. 1) подається в соплові апарати турбіни, де відбувається перетворення потенційної енергії пари в кінетичну енергію потоку пари (швидкість потоку - надзвукова). Кінетична енергія надзвукового потоку перетворюється на лопатках турбіни в кінетичну енергію обертання колеса турбіни й у роботу виробництва електроенергії.

Після турбіни (див. т. 2) пара спрямовується в конденсатор. Це звичайний теплообмінник, усередині труб якого проходить охолодна вода, зовні - водяна пара, що конденсується (див. т.3).



Рис. 1.1 Технологічна схема паросилової установки.

Ця вода надходить у живильний насос, де відбувається збільшення тиску до номінальної (проектної) величини (див. т. 4).

Далі вода з високим тиском спрямовується в казановий агрегат (на рис. 1.1 він обведений штриховою лінією). У цьому агрегаті вода спочатку нагрівається до температури кипіння від димових газів з топки казана, потім надходить у кип'ятильні труби, де відбувається фазове перетворення аж до стану сухої насиченої пари (див. т. 5 на рис. 1.1).

Нарешті, суха насичена пара йде в пароперегрівник, що обігрівається топковими димовими газами з топки. Стан пари на виході з пароперегрівника характеризується т. 1. Так замикається цикл.

Розглянемо цикл Ренкіна на трьох термодинамічних діаграмах p-v, T-s, h-s (див. рис. 1.2).

Нумерація точок на рис. 1.2 збігається з нумерацією на рис. 1.1.



Процес 1 - 2 - розширення пари в соплах турбіни; 2 - 3 - процес конденсації пари; 3 - 4 - процес у живильному насосі; 4 - 5 - процес нагрівання води і її кипіння; 5 - 1 - процес перегріву пари. Заштриховано ті області діаграм, площа яких чисельно дорівнює роботі і теплоті за цикл, причому qц = lц.



Рис. 1.2. Цикл Ренкина на термодинамічних діаграмах.

З технологічної схеми на рис. 1.1 і діаграми Т - s на рис. 1.2 випливає, що теплота підводиться до робочого тіла в процесах 4 - 5 - 1, у яких ds > 0. І ці процеси характеризуються інваріантом p1 = const. Тому теплота, що підводиться в циклі Ренкіна qпідв, дорівнює:

підв = h1 - h4. (1.2)

Теплота відводиться від робочого тіла в процесі 2 - 3 (ds < 0) і цей процес теж p2 = const. Тому

відв = h2 - h3. (1.3)

Різниця між підведеною теплотою і відведеною являє собою теплоту циклу qц, перетворену в роботу lц:

ц = qц = (h1 - h4) - (h2 - h3) = (h1 - h2) - (h4 - h3). (1.3)

Різниця ентальпії води до живильного насоса (точка 3) і після (точка 4) мізерно мала. У зв'язку з цим

ц = qц = h1 - h2. (1.4)

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу Ренкіна (а це відношення «користі», тобто lц, до «витрат», т.е qпідв) дорівнює

ηt = (h1 - h2)/(h1 - h4). (1.5)

Ще один варіант паросилової установки і циклу Ренкіна наведений на рис. 1.3.



Рис. 1.3. Схема паросилової установки і цикл Ренкіна.

Теплота, яка передається робочому тілу на ділянках :

, (1.1)

де  - ентальпія пари, що надходить у турбіну;  - ентальпія рідини, що надходить у котел після конденсатора.

Теплота, яка передається від робочого тіла до охолоджуючої води на ділянці :

, (1.2)

де  - ентальпія рідини, що виходить після турбіни.

К.к.д. такого циклу Ренкіна:

. (1.8)

Питомий видаток пари  є відношенням годинного видатку в ідеальному двигуні  до виробленої електроенергії . Оскільки 1 кг пари здійснює в теоретичному циклі  (кДж/кг) корисної роботи, а 1 кВтЧгод дорівню 3100 кДж, то з рівняння теплового балансу ідеального двигуна  отрмаємо вираз для теоретичної витрати пари (в кг на кВтЧгод):

. (1.5)

Корисна або індикаторна робота в реальному двигуні  буде менше роботи в ідеальному . Відношення дійсної роботи до теоретичної називається відносним внутрішнім к.к.д.:

. (1.9)

Відношення використаної теплоти до витраченої в циклі називається абсолютним внутрішнім к.к.д.:

. (1.10)

**Холодильні технології**

На рис. 1.8 представлена типова технологічна схема холодильної установки.



Рис. 1.8. Термодинамічні схеми холодильної установки (а) і теплового насоса (б).

Навколишнє середовище є гарячим тілом у холодильних установках і холодним тілом в теплових насосах.

Робоче тіло спочатку компресують до якогось тиску (точка 1), далі направляють у теплообмінник для охолодження і підготовки до розширення (точка 2). Потім стиснутий і холодний газ направляють у розширник (детандер) (див. 1.8-а), де газ переохолоджується до заданої температури (точка 3), одночасно виконуючи роботу, що частково використовують на стадії стиску. Нарешті, газ направляють у теплообмінник у холодильній камері (точка 4). Тут робоче тіло (холодоагент) забирає теплоту з холодильної камери і далі йде на вхід компресора.

На практиці в установках помірного холоду замість розширника використовують дросель (див. рис. 1.8-б).

На рис. 1.9 зображений газокомпресійний цикл у координатах T - s. Площа усередині циклу еквівалентна витраченій роботі l, площа під кривою p = const процесу 3 - 4 (ізобарне розширення) чи процесу 3΄ - 4 (дроселювання) відповідає кількості теплоти («холоду») q2, відведеної газом від середовища в холодильній камері. Цю кількість теплоти називають холодопродуктивністю. З рис. 1.9 видно, що холодопродуктивність q2 циклу з розширенням у детандері більше, ніж із дроселем.

паросиловий холодильний теплопровідність циліндричний



Рис. 1.8. Типова технологічна схема холодильної установки.



Рис. 1.9. Газокомпресійні холодильні цикли на діаграмі Т - s.

**Цикл Карно холодильної установки**

Холодильна установка працює по зворотному циклу Карно (рис. 1.10). Для його здійснення необхідно затратити роботу (-lц).

Для теплового трансформатора: q1 - є теплота, що відводиться від ТРТ до гарячого тіла; q2 - теплота, що підводиться від холодного тіла до ТРТ; lц<0 - робота, затрачувана ТС на перенос теплової енергії від холодного тіла до гарячого тіла;

ц=-q1+q2 , 1=lц+q2.



Рис. 1.10. Цикл Карно холодильної установки.

Робота холодильної установки характеризується холодильним коефіцієнтом:  , що показує скільки потрібно затратити роботи lц на перенос теплової енергії від холодного тіла до гарячого тіла (у навколишнє середовище). Тоді холодильний коефіцієнт зворотного циклу Карно буде:

, (1.11)

або . (1.12)

Якщо , то . Якщо , то . Тоді , де Т2 - температура холодильної камери, Т1 - температура навколишнього середовища.

На рис. 1.9 усередині газокомпресійного циклу зображений цикл Карно a2b4. Тут Т0 - температура навколишнього середовища (атмосфери), Т - температура газу на виході з теплообмінника. З рис. 1.9 видна недосконалість газокомпресійного циклу в порівнянні з циклом Карно. Дійсно, площа прямокутника а2b4 набагато менше площі фігури 1234, а це витрати роботи в установці. Одночасно видно, що кількість відведеної теплоти q2 у циклі Карно багато більше, ніж у газокомпресійному циклі.

Технологічна схема парокомпресійного циклунічим не відрізняється від попереднього циклу, тільки як робоче тіло використовуються пари речовин, що знаходяться в області вологої пари. Іншими словами, застосовуються речовини в станах, нижче критичного. Тут у принципі можна реалізувати найбільш ефективний холодильний цикл Карно (див. рис. 1.11). Як і вище, площа усередині циклу відповідає роботі l, яку необхідно підводити до робочого тіла, площа під прямою 3 - 4 відповідає кількості теплоти q2, що забирається робочим тілом від середовища в холодильній камері, а сума l + q2 (це площадка під прямою 1 - 2) являє собою кількість теплоти, що віддається робочим тілом теплоносію в теплообміннику за компресором (див. рис. 1.8-а).



Рис. 1.11. Парокомпресійний холодильний цикл Карно.

Цей цикл чудовий тим, що ізобарний процес у теплообмінниках для області вологої пари будь-якої речовини збігається з ізотермою (див. лекцію 3), як це необхідно для циклу Карно.

**Реальний парокомпресійний холодильний цикл**

**Реальний парокомпресійний холодильний цикл** (див. рис. 1.11) являє собою приклад того, як, керуючись рекомендаціями термодинаміки, можна створити працездатні установки.



Рис. 1.11. Реальний парокомпресійний цикл.

Суха насичена пара аміаку при температурі подається на вхід компресора (т.4). Процес стиску робочого тіла 4 - 1 відбувається в однофазній області існування речовини. Це дозволило уникнути гідравлічних ударів при стиску: компресор працює по сухому. Далі перегріта пара аміаку з великою температурою надходить у теплообмінник - конденсатор. Процес 1 - 2 - це охолодження перегрітої пари аміаку до стану сухої насиченої пари, далі - до стану вологої насиченої пари і, остаточно - рідини (т.2). Далі, замість малоефективного процесу розширення в детандері використовується простий процес дроселювання 2 - 3.

У точці 3 волога насичена спрямовується у випарник. В процесі 3 - 4 відбувається кипіння рідкої фази з відведенням теплоти від охолоджуваних тіл, що контактують з поверхнями випарника, і перехід холодагента в стан сухої насиченої пари. У цілому технологічна схема реального парокомпресійного циклу відповідає технологічній схемі на рис. 1.8-б. Звичайно, цілком позбутися від необоротності процесів не вдається нікому, точно також як і від необхідності реалізовувати кінцеву різницю температур в обох теплообмінниках холодильної установки.

Ще один варіант компресійної холодильної установки наведений на рис. 1.12.



Рис. 1.12. Схема (а) і цикл (б) парокомпресійної холодильної установки.

Ефективність абсорбційної установки (рис. 1.13) характеризується коефіцієнтом використання теплоти , який дорівнює відношенню кількості теплоти , відібраної від охолоджуваного об’єкта, тобто холодопродуктивності, до витраченої у випарнику теплоти :

. (1.13)



Рис. 1.13. Схема абсорбційної холодильної установки.

**Цикл Карно теплового насоса**

Тепловий насос передає теплову енергію в приміщення, що обігрівається, з температурою Т1, відбираючи її від навколишнього середовища з температурою Т0=Т2.

Робота теплового насоса характеризується нагрівальним (опалювальним) коефіцієнтом:  .

Нагрівальний коефіцієнт показує, скільки необхідно затратити роботи на перенос теплової енергії в приміщення, що обігрівається, (до гарячого тіла).

Тоді термічний к.к.д теплового насоса, що працює по зворотному циклу Карно, буде:

. (1.14)

Якщо , то . Якщо , то .

Економічність циклу теплового насоса (рис. 1.14) характеризується коефіцієнтом перетворення теплоти:

. (1.15)



Рис. 1.14 Схема теплового насоса.

**2. Основні поняття теорії теплопровідності**

Теплопровідністю називається передача тепла від однієї частини тіла до іншої або від одного тіла до іншого, що перебувають у контакті, за допомогою молекулярного переносу (дифузії вільних електронів у металах, передачі теплового руху сусіднім молекулам і атомів в неметалах і рідинах, обміну енергією молекул, що співударяються, в газах).

Аналітичне вивчення теплопровідності зводиться до вивчення часово-просторової зміни температури у вигляді залежності:

 , (2.1)

де - просторові координати в декартовій системі; - час.

Сукупність миттєвих значень температури в усіх точках досліджуваного простору називається температурним полем.

Якщо точки поля, що мають однакову температуру, з'єднати між собою, то отримаємо ізотермічну поверхню.

Вектор, рівний першій похідній температури по нормалі до ізотермічної поверхні (рис.2.1) і спрямований у бік зростання температури називається температурним градієнтом:

, К/м. (2.2)



Рис. 2.1. Температурний градієнт.

Кількість тепла, що проходить через довільну ізотермічну поверхню (F) за одиницю часу, називається тепловим потоком (Q), Дж/с. Тепловий потік, віднесений до одиниці ізотермічної поверхні,називається густиною теплового потоку (q), Вт/м2:

 або у диференціальній формі . (2.3)

Густина теплового потоку є вектором, напрям якого збігається з напрямом поширення тепла і протилежний напряму вектора температурного градієнта.

**Закон Фур'є**

Ж. Фур'є на основі експерименту сформулював основний закон теплопровідності (закон Фур'є), згідно з яким густина теплового потоку прямо пропорційна градієнту температури, тобто:

, (2.4)

де l -коефіцієнт теплопровідності, Вт/м·К.

Коефіцієнт теплопровідності для середовищ різного агрегатного стану залежить від температури:

, (2.5)

де: - коефіцієнт теплопровідності середовища при температурі t; - коефіцієнт теплопровідності середовища при температурі t=0°С; b - емпірична стала.

**Диференціальне рівняння теплопровідності**

Рівняння, яке описує перенос тепла теплопровідністю при наявності внутрішнього джерела (стоку) тепла називається диференціальним рівнянням теплопровідності:

 або  (2.1)

де  - коефіцієнт температуропровідності, м2/с; qv - потужність внутрішнього джерела (стоку) тепла Вт/м3; ср - теплоємність при постійному тиску, кДж/кг·К; r - густина середовища, кг/м3.

Для одномірного температурного поля, наприклад, необмеженої пластини, диференціальне рівняння теплопровідності має такий вигляд:

. (2.2)

**Крайові умови**

Для знаходження сталих інтегрування необхідно використовувати крайові умови, які поділяють на початкову і граничні умови.

Початкова умова визначається заданням закону розподілу температури у тілі або середовищі в початковий момент часу, тобто:

. (2.8)

Граничні умови першого роду полягають у заданні температури на поверхні тіла в будь-який момент часу:

. (2.9)

Граничні умови другого роду полягають у заданні густини теплового потоку для кожної точки поверхні тіла в будь-який момент часу:

. (2.10)

Граничні умови третього роду полягають у заданні густини теплового потоку для кожної точки поверхні тіла законом Ньютона-Ріхмана конвективного теплообміну, згідно з яким кількість тепла, переданого за одиницю часу з одиниці поверхні тіла в навколишнє середовище, прямо пропорційна різниці температур між поверхнею тіла (tп) і навколишнім середовищем (tс):

 , ,  , (2.11)

, . (2.12)

де a - коефіцієнт тепловіддачі (Вт/м2·К).

**Стаціонарний режим. Теплопровідність плоскої стінки**

Характерною ознакою стаціонарної теплопровідності є сталість у часі температури в будь-якій точці досліджуваного простору і, як наслідок, незмінність теплового потоку.

Нехай маємо одношарову плоску стінку товщиною , причому її товщина значно менша лінійних розмірів бічної поверхні (рис.2.2).



##### **Рис. 2.2. Теплопровідність одношарової плоскої стінки.**

Температури на лівій і правій гранях постійні і рівні відповідно  і .

Для стаціонарного процесу  при відсутності внутрішніх джерел тепла в плоскій стінці рівняння теплопровідності приймає вигляд :

 (2.13)

Для наведеної задачі температура (t) залежить тільки від координати х. Тому у рівнянні часткову похідну можна замінити на повну:

 (2.14)

Після подвійного інтегрування цього рівняння одержуємо:

; t =C1x+C2 . (2.15)

Розташовуючи початок координат на лівій грані стінки, знаходимо постійні інтегрування С1 і С2 з умов: при х=0, t=tCT1; при х=d, t=tCT2

С2=tCT1; . (2.11)

Підставляючи значення С1 і С2 у рішення рівняння теплопровідності, одержуємо лінійний розподіл температури в плоскій стінці:

. (2.12)

, отже: . (2.18)

Визначаючи кількість переданого тепла запишемо рівняння Фур'є:

. (2.19)

Після підстановки  у рівняння Фур'є, одержимо:

, Вт/м2 . (2.20)

Відношення коефіцієнта теплопровідності до товщини стінки називається тепловою провідністю плоскої стінки, а обернена їй величина, що позначається буквою R, називається термічним опором стінки, К·м/Вт:

. (2.21)

Розглянемо теплопровідність двошарової стінки з товщинами шарів d1 і d2. Позначимо через tCT1 і tCT3 температури на лівій та правій гранях двошарової стінки, а температуру на стику шарів через tCT2.

При стаціонарному процесі кількість тепла, що проходить через ліву і праву грані двошарової стінки, однакова. Тому кількість тепла, що пройшло через перший шар (q1), дорівнює кількості тепла, що проходить через другий шар (q2), тобто q1=q2=q= const.

Для кожної стінки можна записати:

, , (2.22)

де l1 і l2 - коефіцієнти теплопровідності шарів.

Додавши температурні перепади першого (tСТ1 - tСТ2) і другого (tСТ2 - tСТ3) шарів, знаходимо температурний перепад двошарової стінки:

СТ1- tСТ3= . (2.23)

З отриманого виразу знаходимо тепловий потік через двошарову стінку:

 . (2.24)

Аналогічно, для тришарової стінки справедливе рівняння:

. (2.25)

Для стінки, що складається з n шарів, можна записати:

, (2.21)

де  - повний термічний опір багатошарової плоскої стінки.

Температура на стику першого і другого шарів дорівнює:

, (2.22)

де R1 - термічний опір першого шару.

З останнього рівняння випливає, що:

СТ1- tСТ2=q1ЧR1 . (2.28)

Отже, температурний перепад кожного шару дорівнює добутку густини теплового потоку на термічний опір відповідного шару.

Еквівалентний коефіцієнт теплопровідності багатошарової стінки (lекв) дорівнює коефіцієнту теплопровідності одношарової стінки, товщина якої така ж як і товщина багатошарової, а термічний опір дорівнює термічному опору багатошарової стінки, тобто

 , звідки  . (2.29)

**Теплопровідність циліндричної стінки**

Маємо одношарову циліндричну стінку з внутрішнім і зовнішнім діаметрами відповідно d1=2r1 і d2=2r2. Температура на внутрішній поверхні стінки становить tСТ1, а на зовнішній tСТ2 (рис.2.4).



###### **Рис. 2.4. Теплопровідність одношарової циліндричної стінки.**

Для необмеженого циліндра (m=1) за відсутності внутрішніх джерел тепла (qv=0) рівняння (2.1) набуває вигляду:

. (2.30)

Щоб розв’язати рівняння (2.30), необхідно понизити його порядок введенням функції виду:

. (2.31)

Рівняння набуває вигляду:

. (2.32)

Розділяючи змінні і проводячи операцію інтегрування, одержимо:

U + ln x = ln C1, (2.33)

або ln(Ux)=lnС1, звідки маємо:

=C1 . (2.34)

Повертаючись до первісної функції і проводячи друге інтегрування, одержимо:

; (2.35)

; (2.31)

 (2.32)

Постійні інтегрування С1 і С2 визначимо з граничних умов: при x=r1 t=tСТ1; при x=r2 t=tСТ2

СТ1=C1 ln r1+C2; tСТ2=C1 ln r2+C2 . (2.38)

Розв’язанням цієї системи буде:

 . (2.39)

Після підстановки С1 і С2 у рівняння (2.32) одержимо:

. (2.40)

Рівняння (2.40) визначає розподіл температури по товщині циліндричної стінки. З його аналізу випливає, що розподіл температури в циліндричній стінці підкоряється логарифмічному закону.

Для визначення кількості теплоти, що проходить через циліндричну поверхню (F) за одиницю часу, як і у разі плоскої стінки, скористаємося законом Фур'є:

. (2.41)

Підставляючи в рівняння Фур'є значення температурного градієнта (2.35) та враховуючи, що F=2pxl, де l - довжина циліндричної стінки, одержимо:

. (2.42)

Для визначення кількості теплоти, що проходить через циліндричну стінку, доцільно скористатися тепловим потоком, віднесеним до одиниці довжини стінки (l=1м):

. (2.43)

Тепловий потік, віднесений до одиниці довжини циліндричної стінки, має розмірність Вт/м і називається лінійною густиною теплового потоку.

Як випливає з рівняння (2.43), при незмінному співвідношенні d2/d1 лінійна густина теплового потоку не залежить від поверхні циліндричної стінки.

У виразі (2.43) величина  називається тепловою провідністю циліндричної стінки, а величина обернена їй - термічним опором:

. (2.44)

Рівняння (2.43) можна поширити і на багатошарову циліндричну стінку. Спочатку розглянемо двошарову циліндричну стінку з координатами d1=2r1, d2=2r2 і d3=2r3 (рис. 2.5).



##### **Рис. 2.5. Теплопровідність двошарової циліндричної стінки.**

Температура на внутрішній поверхні стінки становить tСТ1, а на зовнішній - tСТ3. Коефіцієнти теплопровідності шарів рівні, відповідно, l1 і l2. Позначимо температуру на стику шарів через tСТ2. При стаціонарному процесі кількість тепла, що проходить через перший і другий шари, повинна бути однаковою. Тоді, згідно з (2.43) можемо записати:

,. (2.45)

Визначимо часткові температурні напори першого і другого шарів:

 ;  . (2.41)

Повний температурний напір двошарової циліндричної стінки визначаємо складанням часткових температурних напорів:

. (2.42)

Звідси знаходимо:

. (2.48)

Неважко довести, що для тришарової стінки справедливим буде вираз:

. (2.49)

Для циліндричної стінки, що складається з n шарів, можна записати:

. (2.50)

Знаменник рівняння (2.50) виражає термічний опір багатошарової циліндричної стінки:

. (2.51)

Температуру на стику шарів можна визначити з виразів (2.45):

, або . (2.52)

**Нестаціонарний режим**

Нестаціонарна теплопровідність характеризується тим, що температура змінюється не тільки від точки до точки твердого тіла чи нерухомого плинного середовища, але і в часі.

Ця зміна описується, наприклад, для необмеженої пластини рішенням диференціального рівняння теплопровідності :

(2.53)

Постійна  визначається з граничних умов, а постійні  і  - з початкових.

Для граничних умов третього роду при початковій температурі пластини  і постійній температурі навколишнього середовища  рішення рівняння теплопровідності у випадках нагрівання (рис.2.1,а) і охолодження пластини (рис.2.1,б) :

; (2.54)

, (2.55)

де  і  - коефіцієнти доданків ряду;  - порядковий номер доданка ряду; ;  - критерії Фур'є і Біо;  - характерний розмір; де lст - коефіцієнт теплопровідності пластини.



Рис.2.1. Розподіл температури в середовищі і стінці.

Інженерний метод розв’язання задачі нестаціонарної теплопровідності полягає у тому, що визначаються критерії F0 і Bi та за їхніми значеннями з використанням відповідних графіків знаходиться відносна надлишкова температура (Q) (рис.2.2, 2.8). Кожен графік побудований для конкретного значення відносної координати (h=).



Рис. 7.7 Залежність Q=f(F0, Bi) для середини необмеженої пластини (h = 0).

**Література**

1.Трофимова Т.И. Курс физики : учеб. пособ. для вузов / Трофимова Т.И. - 15-е изд. - М. : Академия, 2007. - 560 с. ; МО.

. Трофимова Т.И. Физика в таблицах и формулах : учеб. пособ. для студ. вузов и образоват. учреждений сред. проф. образования / Трофимова Т.И. - 3-е изд., испр. - М. : Академия, 2006. - 448 с. : ил. ; МО.

.Самойленко П.И. Физика (для нетехнических специальностей) : учеб. для студ. образоват. учрежд. сред. проф. образования / Самойленко П.И., Сергеев А.В. - 5-е изд. - М. : Академия, 2007. - 400 с. - (Среднее профессиональное образование).

. Самойленко П.И. Сборник задач и вопросов по физике : учеб. пособие для студ. образоват. учреждений сред. проф. образования / Самойленко П.И., Сергеев А.В. - 3-е изд. - М. : Академия, 2007. - 176 с. - (Среднее профессиональное образование).

. Новиков С.М. Сборник заданий по общей физике : учеб. пособие для студ. вузов / Новиков С.М. - М. : Оникс, 2007. - 512 с. : ил. - (Высшее образование).

. Справочник по физике. Для инженеров и студентов вузов / Яворский Б.М., Детлаф А.А., Лебедев А.К. - 8-е изд., перераб. и испр. - М. : Оникс, 2007. - 1056 с. : ил.

. Химия твердого тела : учеб. пособие для студ. вузов / Кнотько А.В., Пресняков И.А., Третьяков Ю.Д. - М. : Академия, 2006. - 304 с. - (Высшее профессиональное образование).

.Кузнецов В.М. Концепции мироздания в современной физике : учеб. пособие для вузов / Кузнецов В.М. - М. : Академкнига, 2006. - 144 с.

.Горелик Г.С. Колебания и волны. Введение в акустику, радиофизику и оптику : учеб. пособие / Горелик Г.С. - 3-е изд. - М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. - 656 с. - (Физтеховский учебник).