

КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН ИЛИМ, ЖОГОРКУ БИЛИМ БЕРҮҮ ЖАНА
ИННОВАЦИЯЛАР МИНИСТРЛИГИ

ОШ МАМЛЕКЕТТИК УНИВЕРСИТЕТИ

МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА, ТЕХНИКА ЖАНА ИНФОРМАЦИЯЛЫК
ТЕХНОЛОГИЯЛАР ИНСТИТУТУ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛДЫК ЖАНА ТЕОРИЯЛЫК ФИЗИКА КАФЕДРАСЫ

МАКУЛДАШЫЛДЫ

БЕКИТИЛДИ

МФТИТИнин методикалык кеңешинин
төрайымы

ЭТФ кафедрасынын 2025-жылдын 3-
сентябрында өткөрүлгөн №1
протоколунда

ф.-м.и.к., доцент  Н.Абдирайимова
№1 протокол, 27.08.2025

Каф.башч., доцент  М.Өскөнбаев

“Статистикалык физика жана термодинамика” дисциплинасы боюнча
510400-Физика багытындагы күндүзгү окуу бөлүмүнүн студенттери
үчүн

ОКУУ МЕТОДИКАЛЫК КОМПЛЕКС

Окуу методикалык комплекс КРдин МББСнын, ОшМУнун №19 бюллетенинин
жана 510400-Физика багыты боюнча НББПнын негизинде түзүлдү.

Түзүүчү: ф.-м.и.к.,



Абдимуталипова З.К.

Ош, 2025

МАЗМУНУ

1.	ДИСЦИПЛИНАНЫН АННОТАЦИЯСЫ	3-4
2.	ОКУТУУЧУНУН АНКЕТАСЫ	5-6
3.	ОМКАГА БЕРИЛГЕН ИЧКИ СЫРТКЫ	7-8
4.	РЕЦЕНЗИЯЛАР	9-16
5.	ОКУТУУ ПРОГРАММАСЫ (СИЛЛАБУС)	14-15
6.	БААЛОО КАРАЖАТТАРЫНЫН ФОНДУ(БКФ)	16
	СТУДЕНТТЕР ҮЧҮН ӨЗ АЛДЫНЧА ИШТӨӨНҮ	17
7.	УЮШТУРУУ БОЮНЧА УСУЛДУК КӨРСӨТМӨЛӨР	18-19
8.	ГЛОССАРИЙ	20
9.	ОКУУ МЕТОДИКАЛЫК МАТЕРИАЛДАР	

1. Дисциплинанын аннотациясы

Дисциплинанын коду/шифри	550220
Дисциплинанын аталышы	Статистикалык физика жана термодинамика
Дисциплинанын көлөмү кредиттик бирдик менен	2 кредит
Окуу жылы, семестри	2025-ж, 7-семестр
Дисциплинанын максаты	Термодинамиканын жана статистикалык физиканын негизги принциптерин үйрөтүү. Физикалык жана инженердик эсептөөлөрдө статистикалык ыкмаларды колдонуу жөндөмүн өнүктүрүү.
Дисциплинанын пререквизиттери	Жалпы физика, математикалык анализ, дифференциалдык теңдемелер
Дисциплинанын постреквизиттери	Кванттык физика, физикалык кинетика, Конденсацияланган абалдын физикасы.
Дисциплинанын со- реквизиттери	Теориялык механика, Электродинамика
Курстун НББПдагы орду жана калыптандыруучу компетенциялары	<p>“Статикалык физика жана термодинамика” дисциплинасы табигый-илимий багыттагы базалык даярдыкка кирет жана окуу планындагы милдеттүү предмет болуп саналат. Бул курс жылуулук процесстеринин мыйзамченемдүүлүктөрүн жана физикалык системалардын статистикалык касиеттерин тшөүшүндүрүү үчүн фундаменталдык билим берет. Ал кийинки физика-математика жана кесиптик багыттагы дисциплиналарды ийгиликтүү өздөштүрүү үчүн негиз болуп саналат. Курс студенттердин келечектеги кесиптик ишмердүүлүгүндө физикалык процесстерди түшүнүү үчүн маанилүү компетенцияларды калыптандырат.</p> <p>Дисциплинаны өздөштүрүү натыйжасында төмөнкү компетенцияларды калыптандырат:</p> <p>КК-1. Физиканын негизги мыйзамдарын табигый жана техникалык процесстерди талдоодо колдоно билет.</p> <p>КК-23. Физикалык маалыматтарды иштетүү жана моделдөө</p>
Дисциплинаны окутуунун натыйжалары	1-ДОН: Статистикалык физика жана термодинамика дисциплинасы боюнча негизги

	<p>түшүнүктөр менен закондордун маңызын түшүнөт жана колдоно алат, жыйынтыктарды логикалык жактан туура, жүйөлүү баяндап бере алат.</p> <p>2-ДОН: Термодинамикалык жана статистикалык маселелрди талдай алат, ар кандай маалымат булактарын пайдаланып, жалпы закон ченемдүүлүктөрүн билет.</p>
Баалоо каражаттары	<p>Учурдагы аттестациянын формалары.</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Оозеки: өтүлгөн тема боюнча берилген суроолорго оозеки жооп берүү. 2. Эсептөөлөрдү жүргүзүү. <p>Аралык аттестациянын формалары:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Компьютердик же кагаз түрүндөгү тесттер, варианттуу жооптор менен. 2. Маселе иштөө. <p>Экзамен:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Жазуу экзамен: кенен жооп берүүчү суроолор жана эсептөөлөр.
2-3 негизги окуу китептерин көрсөтүү менен колдонулган адабияттардын саны	<p>Негизги адабияттар:</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Земанский М.В., Дитман Р.Х. Теплотехника жана термодинамика негиздери.-М.: Мир, 1981. 2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. –М.: Наука,1976. 3. Кварацхелия Д.И. Курс термодинамики и статистической физики. – М.: Высшая школа, 1985. <p>Кошумча адабияттар:</p> <ol style="list-style-type: none"> 4. Фейман Р. Фейнмановские лекции по физике. Статистическая физика.-М.:Мир, 1983. 5. Базаров И.П. Термодинамика.-М.: Наука, 1991.
Дисциплинанын кыскача мазмуну	<p>Статистикалык физика жана термодинамика курсу заттын молекулалык түзүлүшүнө негизделген жылуулук кубулуштарын изилдейт. Курс та негизги түшүнүктөр-системанын абалы, абал теңдемелери, энтропия жана термодинамиканын мыйзамдары каралат. Идеал жана реал газдардын моделдери, бөлүштүрүү функциялары, Больцман, Ферми-Дирак, Бозе-Эйнштейн статистикалары каралат.</p>
Окутуучунун аты-жөнү	Абдимуталипова Зейнура Каныбековна

2. Окутуучунун анкетасы

Окутуучунун аты-жөнү	Абдимуталипова Зейнура Каныбековна
Дисциплинанын аталышы	Статистикалык физика жана термодинамика
Кызматы жана наамы	Окутуучу, физика-математика илимдеринин кандидаты
Базалык билими	Жогорку
Башка мекемелерде айкалыштырып иштөөсү	Финансы-юридикалык колледж, Физика, математика ПЦК
Предметтик жана ага байланыштуу тармактардагы академиялык же өндүрүштүк тажрыйбасы	16 жыл
Коомдук иштери	
Предметтик жана ага байланыштуу тармактардагы илим-изилдөө ишмердүүлүгү	16 жыл
Илимий жана кесиптик коомчулуктагы мүчөлүгү	
Жарык көргөн эмгектери (акыркы 3 жылдагы)	<p>1. Kurbanaliev, A.Y. Abdimutalipova Z.K. <i>et al.</i> (2025). Numerical Modelling of Heating Plate Cooling by Impinging Jet. Research Perspectives on Software Engineering and Systems Design. CoMeSySo 2024. Lecture Notes in Networks and Systems, vol 1491. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-031-96380-3_24</p> <p>2. Abdimutalipova Z.K., Kurbanaliev A.Y. (2023). Numerical simulation of turbulent airflow in a room using the OpenFOAM package. Challenges of Science. Issue VI, 2023, pp. 145-150. https://doi.org/10.31643/2023.17</p> <p>3. Абдимуталипова З.К., Курбаналиев А.Ы. Моделирование распространения респираторных вирусных инфекций в пакете OpenFOAM. Известия Кыргызского</p>

	государственного технического университета им. И. Раззакова. 2023. № 4 (68). С. 1815-1820
Сыйлыктары	ОшМУнун “Алкыш баракчасы” -2024
Квалификациясын жогорулатуусу (акыркы 3 жылдыгы)	<ol style="list-style-type: none"> 1. "Санарип технологияларын жана жасалма интеллектти окуу процессинде колдонуу" программасы боюнча 72 сааттык семинар-тренинг-2025. 2. "Сынчыл ой жүгүртүү" деп аталган 36 сааттык педагогикалык квалификацияны жогорулатуу-2024 3. "Санариптик сабаттуулук" программасы боюнча 72 сааттык окуу курсу-2023

III. ОМКГА БЕРИЛГЕН ИЧКИ ЖАНА СЫРТКЫ РЕЦЕНЗИЯЛАР

Ош мамлекеттик университетинин МФТИТИнин ЭТФ кафедрасынын айкалыштыруучу окутуучусу ф.-м.и.к З.Абдимуталипова тарабынан “Статистикалык физика жана термодинамика» дисциплинасы боюнча 510400-“Физика-математикалык билим берүү” багытында күндүзгү окуу формасында окуган студенттер үчүн түзүлгөн

окуу методикалык комплексине сын пикир

Окуу-методикалык комплекстин структурасы жана мазмуну билим берүүнүн мамлекеттик стандарттарынын талаптарына ылайык түзүлгөн жана дисциплинанын мазмунун өздөштүрүү үчүн зарыл болгон негизги компоненттерди камтыйт. Материалдар студенттердин теориялык билимин кеңейтүүгө, аналитикалык ой жүгүртүүсүн өнүктүрүүгө жана предметтин фундаменталдык түшүнүктөрүн системалаштырууга багытталган.

1. Материалдын иреттүү жана логикалык берилеши.

Тема боюнча лекциялык материалдар жана практикалык тапшырмалар бирдиктүү системада уюштурулган. Теориялык бөлүк статистикалык физика менен термодинамиканын негизги түшүнүктөрүн, мыйзамдары менен моделдерин так жана жеткиликтүү формада берет.

2. Окутуунун заманбап талаптарына шайкеш келиши.

ОМКда дисциплинанын максаттары, милдеттери, алынуучу компетенциялар жана күтүлгөн натыйжалар толук ачылып берилген. Бул ОМКны компетенттүүлүккө негизделген билим берүү стандарттарына толук ылайык келтирет.

3. Методикалык көрсөтмөлөрдүн сапаты.

Сабактарды өтүүнүн структурасы, лабораториялык иштерди аткаруу ырааттуулугу, отчет даярдоонун эрежелери жана баалоо критерийлери так көрсөтүлгөн. Бул студенттердин өз алдынча иш-аракеттерин жана жоопкерчилигин жогорулатат.

4. Кошумча адабияттардын жана ресурстардын жетиштүү тандалышы.

Негизги жана кошумча булактар классикалык жана заманбап окуу китептерин камтыйт. Материалдардын актуалдуулугу дисциплинаны тереңдетилген деңгээлде өздөштүрүүгө мүмкүнчүлүк берет.

Жакшыртууга сунуштар:

1. Илимий-методикалык материалдарды жаңылоо циклин белгилөө.

Дисциплина динамикалык өнүккөн тармак болгондуктан, жаңы илимий жетишкендиктерди үзгүлтүксүз киргизүү боюнча сунуштар берилсе, ОМКнын актуалдуулугу дагы да жогоруламак.

Жыйынтык:

Жалпысынан алганда, ф.-м.и.к. З. Абдимуталипова тарабынан түзүлгөн «Статистикалык физика жана термодинамика» дисциплинасы боюнча окуу-методикалык комплекс жогорку методикалык деңгээлде даярдалган, билим берүү стандарттарына толук жооп берет жана студенттердин фундаменталдык физикалык түшүнүктөрдү терең өздөштүрүүсүнө шарт түзөт.

ОМКдагы материалдардын мазмундук толуктугу, иреттүүлүгү жана практикалык багыттуулугу дисциплинардык компетенцияларды калыптандырууга толук мүмкүндүк берет. Айрым сунушталган жакшыртуулар комплексти мындан ары да өркүндөтүүгө багытталган.

ОМКнын мазмуну илимий-методикалык талаптарга шайкеш келет жана аны окуу процессине колдонууга жактырылат.

М.М.Тайиров атындагы КГПИнин физика-математика илимдеринин
кандидатынын м.а : *А.Т. Мурзаева* Мурзаева А.Т.



Ош мамлекеттик университетинин МФТИИнин ЭТФ кафедрасынын
айкалыштыруучу окутуучусу ф.-м.и.к З.Абдимуталипова тарабынан
“Статистикалык физика жана термодинамика» дисциплинасы боюнча 510400-
“Физика-математикалык билим берүү” багытында күндүзгү окуу формасында
окуган студенттер үчүн түзүлгөн
окуу методикалык комплексине сын пикир

Программа 550200 “Физика-математикалык билим берүү” багытынын Мамлекеттик билим берүү стандартынын негизинде түзүлгөн. Курстун актуалдуулугу студенттердин теориялык билимдерин тереңдетүүдө, дисциплиналарды өздөштүрүүгө негиз түзүүдө жана заманбап орто мектеп мугалимдерин даярдоодо турат. Дисциплинанын негизги мазмунун, окутуу максат-милдеттерин, компетенцияларын, тематикасын, практикалык жана өз алдынча иштердин мазмунун толук камтыйт. Дисциплинанын программасы 2 кредитке (45 саат) ылайык түзүлгөн, анын ичинен 14 саат лекция, 22 саат практикалык саат жана 9 саат өз алдынча иш.

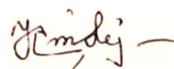
Статистикалык физика жана термодинамиканын негизги мыйзамдары, статистикалык ыкмалар, бөлүштөрүүлөр жана тең салмаксыз процесстер боюнча материалдар жетиштүү деңгээлде берилген.

Дисциплинанын окутуу натыйжалары НББПнын талаптарына туура келет, студенттердин аналитикалык ой-жүгүртүүсүн, математикалык моделдөө жөндөмүн өнүктүрүүгө багытталган. Темалар боюнча сунушталган негизги жана кошумча адабияттар дисциплинаны өздөштүрүүгө методикалык негиз түзөт.

Жыйынтыктап айтканда, ф.-м.и.к. З.Абдимуталипова тарабынан түзүлгөн “Статистикалык физика жана термодинамика” дисциплинасы боюнча окуу-методикалык комплекс жогорку деңгээлде даярдалып, окуу процессинде колдонууга толук ылайык. ОМКнын мазмуну учурдагы жогорку билим берүү талаптарына жооп берет жана студенттерге терең теориялык билим менен практикалык көндүмдөрдү берүүдө маанилүү роль ойнойт.

ОшМУнун МФТИИнин

ЖФ жана ФОУ кафедрасынын башчысы, ф.-м.и.к.



Калбекова М.Ж.

4. ОКУТУУ ПРОГРАММАСЫ (СИЛЛАБУС)

КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН ИЛИМ, ЖОГОРКУ БИЛИМ БЕРҮҮ ЖАНА
ИННОВАЦИЯЛАР МИНИСТРЛИГИ

ОШ МАМЛЕКЕТТИК УНИВЕРСИТЕТИ

МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА, ТЕХНИКА ЖАНА ИНФОРМАЦИЯЛЫК ТЕХНОЛОГИЯЛАР
ИНСТИТУТУ

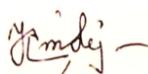
ЭКСПЕРИМЕНТАЛДЫК ЖАНА ТЕОРИЯЛЫК ФИЗИКА КАФЕДРАСЫ

ОКУТУУ ПРОГРАММАСЫ(SYLLABUS)

Адистиги	Физика	Курстун коду	510400
Окутуу тили	Кыргыз	Дисциплинасы	Статистикалык физика жна термодинамика
Академиялык жыл	2025	Кредиттин саны	2
Окутуучу	Абдимуталипова З	Семестри	7
E-Mail		Расписание (сабак өткөн күн, убагы)	Шейшемби Саат 15.00 Бейшемби 11.40
Консультац. (убагы/ауд.)	Ишемби, саат 10.00	Орду (имарат/ауд.)	№1 окуу корпусу Ауд. 209
Окутуунун формасы (күндүзгү, сырткы, кечки)	Кундузгу	Курстун тиби:(милдеттүү/элективдүү)	Милдеттүү

Негизги билим берүү

программасынын жетекчиси



Калбекова М.

Курска мүнөздөмө. Бул курс микроскопиялык жана макроскопиялык деңгээлдеги физикалык системалардын ортосундагы байланыштарды изилдөөгө арналган. Термодинамика системалардын жылуулук абалын, энергия алмашуусун жана энтропиясын изилдесе, статистикалык физика бул кубулуштарды ыктымалдык ыкмалар менен түшүндүрөт. Курс заттын агрегаттык абалдарынын өзгөрүүсүн, жылуулук процесстердин мыйзам ченемдүүлүгүн жана молекулалардын кыймылы менен энергиянын бөлүштүрүлүшүн изилдөөгө негиз түзөт.

Курстун максаты. Термодинамиканын жана статистикалык физиканын негизги принциптерин үйрөтүү. Физикалык жана инженердик эсептөөлөрдө статистикалык ыкмаларды колдонуу жөндөмүн өнүктүрүү.

Пререквизиттер: Жалпы физика, электротехника жана конструкциялык материал таануу; электротехниканын теориялык негиздери; электроэнергетиканын, өнөр жай электроникасынын негиздери, математикалык анализ жана дифференциалдык теңдемелер.

Постреквизиттер: “Кванттык механика”, Конденсацияланган абалдын физикасы, энергия жана жылуулук процесстеринин моделдештирилиши.

Со-реквизиттер: Теориялык механика, Электродинамика

Дисциплинаны окутуунун натыйжасы

Курстун аягында студент ээ болот:		
НББП боюнча ОН (окутуунун натыйжасы)	Дисциплинанын ОНу	Компетенциялар
ОН-5: Физикалык негизги түшүнүктөр менен закондордун маңызын түшүнөт жана колдоно алат, физикалык процесстерди түшүндүрүү үчүн моделдерди жана теорияларды салыштыра алат, жыйынтыктарды логикалык жактан туура, жүйөлүү баяндап бере алат, кесиптештери жана социалдык өнөктөштөрү менен кызматташуу мамилелерин, командада иштөө көндүмдөрүн көрсөтүп, окуучулардын өздүк зарыл практикалык тажрыйбага ээ болушуна көмөктөшүп, биргелешкен иш чараларды уюштура алат.	1-ДОН: Статистикалык физика жана термодинамика дисциплинасы боюнча негизги түшүнүктөр менен закондордун маңызын түшүнөт жана колдоно алат, жыйынтыктарды логикалык жактан туура, жүйөлүү баяндап бере алат.	КК-1. Илимий-изилдөө иштерин уюштуруунун жана пландаштыруунун теориялык негиздерин өздөштүргөн, усулдардын кеңири топтомун, анын ичинде инновациялык маалыматты талдоону жана синтездөөнү, колдонууну билет;
ОН-10: Кесиптик маселелерди чечүүдө педагогикалык билимдерин пайдаланат жана кесиптик ишмердүүлүгүндө педагогикалык изилдөөлөрдүн жыйынтыктарын колдоно алат, ар кандай маалымат булактарын	2-ДОН: Термодинамикалык жана статистикалык маселелерди талдай алат, ар кандай маалымат булактарын пайдаланып,	КК-23. Ар кандай маалымат булактарын (окуу китептери, журналдар, массалык маалымат каражаттары, интернет ресурстары) рационалдуу пайдалануу менен,

рационалдуу пайдалануу менен, окуучуну теманын үстүндө өз алдынча иштөөгө үйрөтөт. Билим берүүдө жеке тараптардын же тайпалардын кесиптик ишмердиктеги максаттарга жетүүсүнө шарт түзөт, адамзаттык, улуттук баалуулуктардын негизинде таалим-тарбиянын принциптерине таянып, сапаттуу билим алуу (окутуу) саясатын түшүнүп, илимий теорияларга негизделген билимдерди жана көндүмдөрдү пайдалана алат.	жалпы закон ченемдүүлүктөрүн билет.	окуучуну теманын үстүндө өз алдынча иштөөгө үйрөтө алат;
---	-------------------------------------	--

Дисциплинанын технологиялык картасы

Дисциплина	Кредит	Ауд. часы	СРС+ СРСП	2 модуль (50 балл)			Экзамен (50 балл)	
				Аудит. часы	СРС/ СРСП	РК (г)	ИК (Е)	
СФ и ТД 7- СЕМ.		80%	20%	лек.	пр.	4/5		
				14	22			
Карта накопления баллов				7	14	9	20	
Результаты модулей и экзамена				(M=тср.+г+s) до 50				50
				Рдоп. = M2 (30-50)				
Жыйынтык баалоо				I= Rдоп + E				100

Лекциялык жана семинардык сабактардын календарлык-тематикалык планы

№	Темалардын аталышы	Сааттардын саны		Упай	Аптасы	Адаб.
		Лекц.	Сем.			
1-модуль						
1.	Максвелл-Больцмандын бөлүштүрүүсү	2	4	4	1-апта 1,2-апта	1,2
2.	Микроканоникалык жана каноникалык бөлүштүрүүлөр.	2	2	4	2-апта 3-апта	1,2
3.	Энтропиянын статистикалык аныкталышы. Туюк системадагы энтропиянын өсүү закону.	2	2	4	3-апта 9-апта	2,3
4.	Ферми-Дирактын бөлүштүрүүсү. Бозе-Эйнштейндин бөлүштүрүүлөрү. Классикалык статистикага өтүүнүн шарты, газдын кубулуу критерийи.	2	4	4	9-апта 10,11-апта	3
5.	Флуктуация жөнүндө түшүнүк. Термостаттагы система үчүн флуктуациялардын ыктымалдыгы.	2	4	4	11-апта 12,13-апта	1,2

	Флуктуациялардын ыктымалдыгы үчүн Эйнштейндин формуласы. Негизги термодинамикалык чоңдуктардын флуктуациялары. Жарыктын молекулалык чачыроосу. Броун кыймылы.					
6.	Тең салмаксыз термодинамикага киришүү. Локалдык тең салмактуулук жана теңсалмаксыз процесстердин термодинамикасынын негизги теңдемеси.	2	2	4	13-апта 14-апта	2
7.	Тең салмактуулуктан алыс абалдар. Сызыктуу эмес тең салмаксыз термодинамиканын негиздери. Физикалык кинетиканын элементтери. кинетикалык теңдемелер. Смолуховскийдин теңдемеси. Деталдык тең салмактуулук принциби. Фоккер-Планктын теңдемеси. Броун кыймылы. Больцмандын кинетикалык теңдемеси.	2	4	4	15-апта 15,16-апта	2,3
Баары		14	22	4 упай		

СОӨАИны уюштуруу планы (6 саат)

№	Тема	СОӨАИ тап. түрү	Сааты	Баалоо каражаты	Балл Лек./ Лаб.	Адаб.	Мөөн.
1.	Абсолюттук нөл температура түшүнүгү, төмөн температурадагы заттын абалы.	мисал	2		2		
2.	Максвелл-Больцман, Ферми-Дирак жана Бозе-Эйнштейн бөлүштүрүүлөрү.	реферат	2		2		
3.							
			4	4 балл			

СӨАИни уюштуруу планы (5 саат)

№	Тема	СОӨАИ тап. түрү	Сааты	Баалоо каражаты	Балл Лек./ Лаб.	Адаб.	Мөөн.
1.	Бөлүштүрүү функциясы, термодинамикалык функциялар менен байланышы.	Маселе иштөө	2		2		

2.	Ички энергия, жумуш жана жылуулук саны.	Маселе иштөө	2		2		
3.	Карно цикли, жылуулук машиналарынын натыйжалуулугу	Маселе иштөө	1		1		
			5		5 балл		
Акыркы тапшыруумөөнөтү							21.10-22.10
1 модуль СӨАИ₁		Топтолгон баллдын орточосу			2/2		

Курстун саясаты:

Курсту өздөштүрүүгө коюлган негизги талаптар:

- ✓ Сабакты себепсиз калтырбоо;
- ✓ Сабакта активдүүлүгүн көрсөтүү, кайдыгер болбоо;
- ✓ Үй тапшырмаларды жана өз алдынча иштерди өз убагында аткаруу жана мөөнөтүндө тапшыруу;

Окуу ресурстары	
Электрондук ресурстар	<p>1. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и физическая кинетика [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.physics.gov.az/book_T/Rumer_Rivkin.pdf</p> <p>2. Гавриленко В. Г., Грач С. М. Термодинамика и статистическая физика. Часть 1. Термодинамика и классическая статистика [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://fedorsarafanov.github.io/materials/termo.pdf</p> <p>3. Казанский В. Б., Хардинов В. В. Статистическая физика и термодинамика. Учебное пособие [Электронный ресурс]. – Харьков, 2013. – Режим доступа: https://rbecs.karazin.ua/theor/sites/default/files/publications/book/termodinamika_uchebnik.pdf</p> <p>4. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика [Электронный ресурс]. – Режим доступа:</p>

	https://lib.agu.site/books/119/523
Электрондук окуулуктар	<i>Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.</i> Статистическая физика. Часть 1 (серия физика”, том IV). М., 1976, —.584с. <i>Гельфер Я.М.</i> История и методология термодинамики и статистической физики. М.: Высшая школа, 1981, — 536с
Атайын программалык камсыздоолор	Программалык камсыздоолор лицензияланган колдонмо программаларынын стандарттуу пакеттерин камтыйт (Word тексттик редактору, AutoCAD, Paint, PowerPoint графикалык программалары жана Excel электрондук таблицалары), ошондой эле физикалык талааларды компьютердик моделдештирүү программалары жана эксперименталдык маалыматтарды статистикалык иштетүү үчүн программалар.

Академиялык жетишкендиктерди баалоо шкаласы:

Баалоонун тамга тутуму	GPA баллынын санариптик эквиваленти	Баллдык тутум (рейтинг)	Градация	Жетишүүнүн мүнөздөмөсү
A+	4,0	95-100	Эң жакшы	Студент материалды билгендигин гана көрсөтпөстөн, аны практикалык кырдаалда ишенимдүү колодоно алат. Баалоо предметти өздөштүрүүнүн жогорку деңгээлин көрсөтөт.
A	3,5	90-94		Студент терең билимин, аларды иш жүзүндө колдоно алуу жөндөмдүүлүгүн, мааниге анча ээ болбогон каталарын көрсөттү.
B+	3,0	85-89	Абдан жакшы	Натыйжа орто деңгээлден жогору, бирок анча-мынча кемчиликтери менен. Студент негизги түшүнүктөрдү жакшы андагандыгын көрсөттү.
B	2,5	80-84		Азыраак кталары менен предметти жакшы билүү. Студент материалды ишенимдүү колдонот.
C+	2,0	75-79	Жакшы	Студент предметтин негизги элементтерин өздөштүрүп, билимди колоно алат. Бул жетиштүү деңгээлге туура келет.
C	1,5	70-74		Каталар же кемчиликтери болсо да, материалды жетиштүү деңгээлде билет.
D+	1,0	65-69	Канааттандыраарлык	Билим деңгээли алгылыктуу. Студент минималдуу талаптарды аткарды.
D	0,5	60-64		Билим деңгээли алгылыктуу, бирок байкаларлык кемчиликтери менен. Студент минималдуу талаптарды аткарды.
FX	0,0	30-59	Канааттандыраарлык эмес	Студент материалды талап кылынган көлөмдө өздөштүрбөгөн жана талаптарды аткарган эмес. Кайра тапшыруу зарыл.

F	0,0	1-29		Дисциплинаны кайталап окутуу курсу керек.
---	-----	------	--	---

5. БААЛОО КАРАЖАТТАРЫНЫН ФОНДУ (БКФ)

КЫРГЫЗ РЕСПУБЛИКАСЫНЫН ИЛИМ, ЖОГОРКУ БИЛИМ БЕРҮҮ ЖАНА
ИННОВАЦИЯЛАР МИНИСТРЛИГИ
ОШ МАМЛЕКЕТТИК УНИВЕРСИТЕТИ
МАТЕМАТИКА, ФИЗИКА, ТЕХНИКА ЖАНА ИНФОРМАЦИЯЛЫК ТЕХНОЛОГИЯЛАР
ИНСТИТУТУ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛДЫК ЖАНА ТЕОРИЯЛЫК ФИЗИКА КАФЕДРАСЫ

“СТАТИСТИКАЛЫК ФИЗИКА ЖАНА ТЕРМОДИНАМИКА” ДИСЦИПЛИНАСЫ
БОЮНЧА 550200 – ФИЗИКА_МАТЕМАТИКАЛЫК БИЛИМ БЕРҮҮ
БАГЫТЫНДАГЫ КҮНДҮЗГҮ ОКУУ БӨЛҮМҮНҮН СТУДЕНТТЕРИ ҮЧҮН

БААЛОО КАРАЖАТТАРЫНЫН ФОНДУ

Окуу методикалык комплекс КРдин МББСнын, ОшМУнун №19 бюллетенинин жана
710200– ИСТ багыты боюнча НББПнын негизинде түзүлгөн.

Түзгөн



Абдимуталипова З.К.

Кафедра башчысы:



доцент, М.Өскөнбаев

Ош, 2025

ЖАЛПЫ БААЛОО СТРУКТУРАСЫ

Баалоо түрү	Максималдык упай
1-модуль (M1)	21 (окутуучу)+4(система)=25
2-модуль (M2)	21 (окутуучу)+4(система)=25
Экзамен (E)	50
Жыйынтык ()	100

Компетенттүүлүккө багытталган тапшырмалар

№	Ишмер. түрү	Баалоо критерийлери	Упай										
1.	Семинар.	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Упай</th> <th>Баалоо критерийлери</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>4 (Жогорку деңгээл)</td> <td>Студент берилген эсептерди туура түшүнүп, логикалык жол менен чыгарса, чечимдерди негиздеп көрсөтө алса; өз оюн логикалык жана так билдире алса;</td> </tr> <tr> <td>3 (жакшы деңгээл)</td> <td>Эсептерди көбүн туура чыгарат, талкууга активдүү эмес катышат, баяндоосу түшүнүктүү, бирок деталдары жетишсиз.</td> </tr> <tr> <td>2 (орточо деңгээл)</td> <td>Эсептерди чыгарууда маанилүү каталар кетет, талкууга сейрек катышат, материалды түшүндүргөндө ырааттуулук аз.</td> </tr> <tr> <td>0-1 (төмөн)</td> <td>Негизги түшүнүктөрдү так билбейт, эсептерди дээрлик туура чыгара албайт, түшүндүрүүсү так эмес, логикалык байланышы жок.</td> </tr> </tbody> </table>	Упай	Баалоо критерийлери	4 (Жогорку деңгээл)	Студент берилген эсептерди туура түшүнүп, логикалык жол менен чыгарса, чечимдерди негиздеп көрсөтө алса; өз оюн логикалык жана так билдире алса;	3 (жакшы деңгээл)	Эсептерди көбүн туура чыгарат, талкууга активдүү эмес катышат, баяндоосу түшүнүктүү, бирок деталдары жетишсиз.	2 (орточо деңгээл)	Эсептерди чыгарууда маанилүү каталар кетет, талкууга сейрек катышат, материалды түшүндүргөндө ырааттуулук аз.	0-1 (төмөн)	Негизги түшүнүктөрдү так билбейт, эсептерди дээрлик туура чыгара албайт, түшүндүрүүсү так эмес, логикалык байланышы жок.	Семинар 4
Упай	Баалоо критерийлери												
4 (Жогорку деңгээл)	Студент берилген эсептерди туура түшүнүп, логикалык жол менен чыгарса, чечимдерди негиздеп көрсөтө алса; өз оюн логикалык жана так билдире алса;												
3 (жакшы деңгээл)	Эсептерди көбүн туура чыгарат, талкууга активдүү эмес катышат, баяндоосу түшүнүктүү, бирок деталдары жетишсиз.												
2 (орточо деңгээл)	Эсептерди чыгарууда маанилүү каталар кетет, талкууга сейрек катышат, материалды түшүндүргөндө ырааттуулук аз.												
0-1 (төмөн)	Негизги түшүнүктөрдү так билбейт, эсептерди дээрлик туура чыгара албайт, түшүндүрүүсү так эмес, логикалык байланышы жок.												
3.	Тест	<p>Платформа аркылуу тест берилет. Ар бир туура жооп – 1 упай</p> <table border="1"> <thead> <tr> <th>Упай</th> <th>Баалоо критерийлери</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>30-38</td> <td>Тест тапшырмаларын дээрлик толук туура аткарган.</td> </tr> <tr> <td>20-29</td> <td>Тесттин негизги бөлүгүн туура аткарган, айрым кемчиликтер бар.</td> </tr> <tr> <td>12-19</td> <td>Формула жана эсептерде көп каталар кетет.</td> </tr> <tr> <td>0-11</td> <td>Тест тапшырмалардын көбү туура эмес, теориялык материалды дээрлик билбейт.</td> </tr> </tbody> </table>	Упай	Баалоо критерийлери	30-38	Тест тапшырмаларын дээрлик толук туура аткарган.	20-29	Тесттин негизги бөлүгүн туура аткарган, айрым кемчиликтер бар.	12-19	Формула жана эсептерде көп каталар кетет.	0-11	Тест тапшырмалардын көбү туура эмес, теориялык материалды дээрлик билбейт.	№1 АТ – 38
Упай	Баалоо критерийлери												
30-38	Тест тапшырмаларын дээрлик толук туура аткарган.												
20-29	Тесттин негизги бөлүгүн туура аткарган, айрым кемчиликтер бар.												
12-19	Формула жана эсептерде көп каталар кетет.												
0-11	Тест тапшырмалардын көбү туура эмес, теориялык материалды дээрлик билбейт.												
4.	Маселе иштөө.	<table border="1"> <thead> <tr> <th>Упай</th> <th>Баалоо критерийлери</th> </tr> </thead> </table>	Упай	Баалоо критерийлери	СӨАИ– 8								
Упай	Баалоо критерийлери												

		7-8	Студент талапты толук жана жогорку сапатта аткарса, туура формулалар жана түшүндүрмөлөр бар болсо, мөөнөтүндө тапшырган болсо;		
		5-6	Студент тапшырманы аткарган, бирок кемчиликтер бар, формулалар жана мисалдар бар, бирок айрым кемчиликтер кездешет;		
		3-4	Теория үстүртөн берилген, структурасы толук эмес, формула жана эсеби жетишсиз;		
		0-2	Студент тапшырманы начар аткарган, эсептер толук чыгарылган эмес, формуланы туура колдоно албаган.		
5	Тест				Жый.Экзам. – 50

Студенттерди баалоо негизинен төмөндөгүчө тартипте жүрөт:

- ✓ **Учурдук баалоо:** Сабак учурунда студенттин активдүүлүгү, суроолорго жооп берүүсү, күнүмдүк тапшырмаларды аткаруусу, глоссарий толтуруусу жана темаларды өздөштүрүүсү эске алынат.
- ✓ **Өз алдынча иштерди баалоо:** Студент тарабынан даярдалган рефераттар, эсселер, презентациялар, аналитикалык иштер жана практикалык тапшырмалар атайын критерийлер боюнча бааланат.
- ✓ **Аралык текшерүү:** дисциплина боюнча темаларды өздөштүрүү деңгүүли текшерилет. Бул тест, жазуу иши, оозеки суроолор форматында өткөрүлүшү мүмкүн.
- ✓ **Жыйынтыктоочу баалоо:** Семестр ичинде өздөштүрүлгөн бардык темалар боюнча студенттин билими комплекстүү текшерилет. Экзамен тест, оозеки же жазуу формасында болушу мүмкүн.

VI. СТУДЕНТТЕР ҮЧҮН ӨЗ АЛДЫНЧА ИШТӨӨНҮ УЮШТУРУУ БОЮНЧА УСУЛДУК КӨРСӨТМӨЛӨР

Тема: Абсолюттук нөл температура түшүнүгү, төмөн температурадагы заттын абалы.

СӨАИнин окутуу натыйжасы	Калыптандыруучу компетенциялар
Студент абсолюттук нөл температуранын физикалык маанисин жана анын термодинамикада ээлеген ордун түшүндүрө алат.	ЖК-3, КК-1

СӨАИнин тапшырмасын алган күнү	СӨАИнин биринчи текшерүүдөн өткөн күнү	СӨАИнин иштеп тапшырган күнү

Иштин кадамдары:

1-кадам. Даярдоо баскычы:

- Отчет түзүүнүн негизги принциптери менен таанышуу
- Абсолюттук нөл температура боюнча толук түшүнүк алуу
- Төмөн температурадагы эксперименттердин негизги ыкмаларын талдоо жана анализдөө.

2-кадам. Негизги этап:

- Отчетко материалдарды логикалык жана структуралык денгээлде иреттөө
- Топтолгон материалдарды туура анализдеп, бөлүмдөргө бөлүү
- Ар бир бөлүмгө өзүнчө жыйынтык чыгаруу.

3-кадам. Жыйынтыктоочу этап:

- Топтолгон материалдардан видеоматериал же презентация жасоо
- Өз алдынча иштин жыйынтыгын окутуучуга тапшыруу

Тема: Максвелл-Больцман, Ферми-Дирак жана Бозе-Эйнштейн бөлүштүрүүлөрү.

СӨАИнин окутуу натыйжасы	Калыптандыруучу компетенциялар
Классикалык жана кванттык статистикалардын ортосундагы айырмачылыкты түшүндүрө алат.	ЖК-5, КК-5

СӨАИнин тапшырмасын алган күнү	СӨАИнин биринчи текшерүүдөн өткөн күнү	СӨАИнин иштеп тапшырган күнү

Иштин кадамдары:

1-кадам. Даярдоо баскычы:

- Отчет түзүүнүн негизги принциптери менен таанышуу
- Реалдуу физикалык системаларга бөлүштүрүүлөрдү колдонуп маселелрди иштөө.
- Бөлүштүрүүлөрдүн графигин талдоо жана анализдөө.

2-кадам. Негизги этап:

- Отчетко материалдарды логикалык жана структуралык денгээлде иреттөө
- Топтолгон материалдарды туура анализдеп, бөлүмдөргө бөлүү
- Ар бир бөлүмгө өзүнчө жыйынтык чыгаруу.

3-кадам. Жыйынтыктоочу этап:

- Топтолгон материалдардан видеоматериал же презентация жасоо
- Өз алдынча иштин жыйынтыгын окутуучуга тапшыруу

Тема: Ички энергия, жумуш жана жылуулук саны.

СӨАИнин окутуу натыйжасы	Калыптандыруучу компетенциялар
Студент энегиянын үч негизги формасын: ички энергия, жумуш, жылуулук саны-бири-бири менен байланышын түшүндүрө алат.	ЖК-2, КК-5

СӨАИнин тапшырмасын алган күнү	СӨАИнин биринчи текшерүүдөн өткөн күнү	СӨАИнин иштеп тапшырган күнү

Иштин кадамдары:

1-кадам. Даярдоо баскычы:

- Отчет түзүүнүн негизги принциптери менен таанышуу
- Ички энергия түшүнүгүн жана анын эмне үчүн системанын микроскопиялык абалына көз каранды экенин түшүндүрөт.
- Реалдуу физикалык системада ички энергиянын өзгөрүүсүн талдайт.

2-кадам. Негизги этап:

- Отчетко материалдарды логикалык жана структуралык денгээлде иреттөө
- Топтолгон материалдарды туура анализдеп, бөлүмдөргө бөлүү
- Ар бир бөлүмгө өзүнчө жыйынтык чыгаруу.

3-кадам. Жыйынтыктоочу этап:

- Топтолгон материалдардан видеоматериал же презентация жасоо
- Өз алдынча иштин жыйынтыгын окутуучуга тапшыруу

Тема: Карно цикли, жылуулук машиналарынын натыйжалуулугу.

СӨАИнин окутуу натыйжасы	Калыптандыруучу компетенциялар
Студент абсолюттук нөл температуранын физикалык маанисин жана анын термодинамикада ээлеген ордун түшүндүрө алат.	ЖК-3, КК-1

СӨАИнин тапшырмасын алган күнү	СӨАИнин биринчи текшерүүдөн өткөн күнү	СӨАИнин иштеп тапшырган күнү

Иштин кадамдары:

1-кадам. Даярдоо баскычы:

- Отчет түзүүнүн негизги принциптери менен таанышуу
- Абсолюттук нөл температура боюнча толук түшүнүк алуу
- Төмөн температурадагы эксперименттердин негизги ыкмаларын талдоо жана анализдөө.

2-кадам. Негизги этап:

- Отчетко материалдарды логикалык жана структуралык деңгээлде иреттөө
- Топтолгон материалдарды туура анализдеп, бөлүмдөргө бөлүү
- Ар бир бөлүмгө өзүнчө жыйынтык чыгаруу.

3-кадам. Жыйынтыктоочу этап:

- Топтолгон материалдардан видеоматериал же презентация жасоо
- Өз алдынча иштин жыйынтыгын окутуучуга тапшыруу

VII. ГЛОССАРИЙ

1-тема: Максвелл–Больцман бөлүштүрүүсү

1. **Максвелл–Больцман бөлүштүрүүсү** – идеал газ бөлүкчөлөрүнүн ылдамдыктарынын статистикалык мыйзамы, классикалык статистиканын негизги формуласы.
2. **Орточо квадраттык ылдамдык** – бөлүкчөлөрдүн энергиясына ылайык аныкталган орточо ылдамдык.
3. **Көпчүлүк ылдамдык** (most probable speed) – бөлүкчөлөр эң көп кездешкен ылдамдык.
4. **Орточо ылдамдык** – бардык бөлүкчөлөрдүн ылдамдыктарынын орточо мааниси.
5. **Термалдык тең салмактуулук** – бөлүкчөлөр ылдамдыктары Максвелл–Больцман мыйзамы боюнча бөлүштүрүлгөн абал.

2-тема: Микроканоникалык жана каноникалык бөлүштүрүүлөр

1. **Микроканоникалык ансамбль** – энергиясы, көлөмү жана бөлүкчө саны туруктуу болгон жабык системалардын ансамбли.
2. **Каноникалык ансамбль** – температурасы туруктуу, бирок энергиясы алмашуусу мүмкүн болгон система.
3. **Бөлүштүрүү функциясы (Z)** – каноникалык ансамблдин негизги функциясы, термодинамикалык чоңдуктарды аныктоого жардам берет.
4. **Статистикалык салмак** – белгилүү бир микрокоопсуз абалга туура келген ыктымалдыктык салмак.
5. **Термодинамикалык потенциал** – система абалын мүнөздөгөн функциялар (энергия, Гиббс, Гельмгольц энергиялары).

3-тема: Энтропия жана жабык системада энтропиянын өсүшү.

1. **Энтропия (S)** – системанын баш аламандыгынын жана микрокоопсуз абалдарынын санынын өлчөмү.
2. **Больцман формуласы** – энтропиянын статистикалык аныкталышы.
3. **Туюк система** – сырткы орто менен энергия жана зат алмашпаган система.

4. **Энтропиянын өсүү закону** – туюк системада энтропия убакыт өтүшү менен көбөйөт (экинчи мыйзам).
5. **Микрокоопсуз абал** – системанын бөлүкчөлөрүнүн бардык мүмкүн болгон абалдарынын бир конфигурациясы.

4-тема: Ферми–Дирак жана Бозе–Эйнштейн бөлүштүрүүлөрү.

1. **Ферми–Дирак бөлүштүрүүсү** – фермиондор (электрон, протон) үчүн ыктымалдык бөлүштүрүү, Паули тыюу принцибин эске алат.
2. **Бозе–Эйнштейн бөлүштүрүүсү** – бозондор (фотон, фонон) үчүн бөлүштүрүү, көп бөлүкчө бир эле абалда болушу мүмкүн.
3. **Классикалык чегинин шарты** – кванттык статистикадан классикалык статистикага өтүү шарты.
4. **Деградация температурасы** – кванттык эффекттер байкала баштаган температура.
5. **Газдын суюлуш критерийи** – газдын тыгыздыгы аз болгондо классикалык статистика колдонулат.

5-тема: Флуктуациялар

1. **Флуктуация** – система параметрлеринин орточо мааниден убактылуу чачырашы.
2. **Эйнштейндин формуласы** – флуктуациялардын ыктымалдыгын энергиянын өзгөрүшү аркылуу аныктаган формула.
3. **Орточо квадраттык четтөө** – флуктуациянын өлчөмү, дисперсия.
4. **Термостат** – температурасы өзгөрбөй турган чоң система, энергияны сиңире же бере алат.
5. **Негизги термодинамикалык флуктуациялар** – энергия, көлөм, бөлүкчө санынын флуктуациялары.

6-тема: Тең салмаксыз термодинамикага киришүү

1. **Локалдык тең салмактуулук** – система глобалдык тең салмакта эмес, бирок кичине участкактор тең салмакта деп эсептелет.
2. **Энтропия өндүрүшү** – тең салмаксыз процесстерде энтропиянын көбөйүшү.
3. **Аягына жетпеген процесстер** – диффузия, жылуулук өткөрүү, илешкектүүлүк сыяктуу процесстер.
4. **Термодинамиканын негизги теңдемеси** - агымдар жана күчтөрдүн байланышы.

5. Тең салмаксыз абал – система сырттан таасир алып турган термодинамикалык абал.

7-тема: Тең салмактуулуктан алыс жана кинетикалык теория.

- 1. Смолуховскийдин теңдемеси** – Броун бөлүкчөлөрүнүн кыймылын статистикалык сүрөттөгөн теңдеме.
- 2. Фоккер–Планк теңдемеси** – флуктуация жана диффузия процесстеринин эволюциясын сүрөттөйт.
- 3. Деталдык тең салмактуулук принциби** – микропроцестердин кайра жүрүү ыктымалдыгы тең болушу.
- 4. Броун кыймылы** – майда бөлүкчөлөрдүн жылуулук соккуларынан улам кокустук кыймылы.
- 5. Больцман теңдемеси** – газ бөлүкчөлөрүнүн бөлүштүрүү функциясынын убакыт боюнча өзгөрүүсүн сүрөттөп турган негизги кинетикалык теңдеме.

VIII. ОКУУ МЕТОДИКАЛЫК МАТЕРИАЛДАР

VIII.I. Лекциялар

Лекция 1

1 Статистикалык физиканын жана термодинамиканын предмети жана методу.

Стат. физика өтө көп майда бөлүкчөлөрдөн турган б.а өтө көп атомдордон, молекулалардан, иондордон, турган системаны үйрөтөт. Демек, статфизиканын негизги маселеси болуп, үйрөнүлүп жаткан макрокопикалык системанын касиеттеринин байланышын аларды түзүп турган микро бөлүкчөлөрдүн касиеттери жана кыймыл закондору аркылуу үйрөнүү болуп эсептелет. Макроскопикалык системаны түзүп турган микро бөлүкчөлөрдүн касиеттери белгилүү болгон учурда, макрокопикалык системанын абалын аныктоо жана тескерисинче макрокопикалык системанын касиеттери боюнча, аны түзүп турган микробөлүкчөлөрдүн касиеттерин табууга да болот. Маселенин мындай коюлушу, азыркы мезгилдеги физикада микро бөлүкчөлөрдүн (иондордун, электрондордун, фотондордун) бар экендигин танбай тургандыгы менен байланышкан. М: бардык физикалык телолор өтө көп сандаган бөлүкчөлөрдөн турат. 1см^3 металлда $\sim 10^{23}$ ион жана ошончо эркин электрон бар. Демек, мындай системага көп сандагы иондордун жана e^- – дун ар биринин абалын көзөмөлгө алуу мүмкүн эмес. Ошондуктан бул учурда жаңы статистикалык закон ченемдүүлүктөрдү пайдаланабыз. Мына ошентип, статистикалык закон ченемдүүлүктөр чоңдуктардын орточо абалын жана мүмкүн болгон маанилерде болуу ыктымалдуулугун аныктоого мүмкүнчүлүк берет. Статистикалык физиканын методу ыктымалдуулук теориясына негизделип, статистикалык метод болуп саналат. Статистикалык физика бул- көптөгөн бөлүкчөлөрдүн системасынын статистикалык теориясы.

Статистикалык физика бүтүндөй адам зат топтогон фактыларды жана закондорду камтыган термодинамика менен байланышкан. Негизинен термодинамика өзүнүн үч закондоруна таянат. Статистикалык физикада алынган тең салмактуу абалдагы макросистеманын орточо чоңдугун табуу закону, термодинамиканын закону менен дал келет. Ошондуктан термодинамиканын закондорун статистикалык физика теориялык жол менен негиздеген жыйынтык келип чыгат. Мына ошентип, тең салмактуу системадагы статистикалык физиканы, статистикалык термодинамика деп аталат.

Статистикалык физикада гана термодинамикалык параметрлерди: температура, энтропия, эркин энергия, энталпия ж.б. түшүнүктөрдү түшүндүрө алат. Статистикалык термодинамика микрокопикалык системанын касиеттери менен абалды байланыштырып, түрдүү системадагы термодинамикалык функцияларды эсептөөгө мүмкүнчүлүк берет.

Мындан сырткары статистикалык физика газдардын жана суюктуктардын касиеттерин, металлдагы электрондордун абалын, фазалык өтүүлөрдү ж.б. окуп үйрөтөт. Б.а. атомдук ядродон баштап ааламды кошуп, энергетикалык шкалада

болсо, суюк гелий төмөнкү температурадагы жогорку өткөрүмдүүлүктөн баштап, жогорку температуралык плазмага чейинки шкаланы камтыйт.

2. Ыктымалдуулук түшүнүгү.

Турмушта кокустук окуялардын жана кубулуштардын болушу же болбоосу туралуу төмөндөгүдөй терминдерди пайдаланабыз.

А) мүмкүн эмес

Б) азыраак ыктымал

В) ыктымалдуулугу барабар

Г) ишенимдүү

М: тыйынды он жолу ыргытканда бирде герб, бирде жазуу жагы менен түшүү ыктымалдуулугу барабар, ал эми туруп калуу ыктымалдуулугу жок. Канчалык сыноо көп болсо, ошончолук ыктымалдуулугу көп болот. Кандайдыр бир N жалпы окуянын n_k окуясынын болуу ыктымалдуулугу төмөндөгүдөй аныкталат.

$$w_k = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n_k}{N} \quad (1)$$

Ал эми системанын i - абалынын болуу ыктымалдуулугу төмөнкүдөй аныкталат.

$$w_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\Delta t_i}{T} \quad (2) \quad T\text{- байкоо убактысы}$$

Мында Δt_i -системанын i - абалына келүү убактысы

(1) Формуладагы N жалпы окуясындагы n_k окуясынын болуу ыктымалдуулугу $0 \leq w_k \leq 1$ маанини алат. Ал эми n_k болсо $0 < n_k < N$ алат. Демек ыктымалдуулук терс мааниге ээ болбойт. Ал көбүнчө нолдон бирге чейин жана туура бөлчөк маанилерди ала алат. Эгерде $w_k=1$ болсо, окуя сөзсүз болот. $w_k=0$ болсо, анда окуянын болушу мүмкүн эмес.

Эгерде дискретүү маанилерге ээ болгон чоңдуктардын ыктымалдуулугу болсо, анда анын нормировкалоо шарты

$$\sum_{k=1}^n w_k = 1 \quad (3)$$

Үзгүлтүксүз маанилерге ээ болсо, анда

$$\int dw(q \cdot p) = \int \rho(q \cdot p) dp \cdot dq = 1 \quad (4)$$

Маанилерге ээ болот. Мындагы q жана p жалпыланган координат жана жалпыланган импульс. Бул эки чоңдук классикалык статистика боюнча микро бөлүкчөнүн абалын жана импульсун аныктайт. Ал эми $\rho(q \cdot p)$ – бөлүштүрүү функциясы же ыктымалдуулуктун тыгыздыгы деп аталат.

3. Микроскопикалык абал.

Статистикалык физикада макроскопикалык системаны үйрөнүүдө кандайдыр бир моделди пайдаланабыз. Ал үчүн макроскопикалык үйрөнүүчү системадан элементардык структуралык бөлүгүн бөлүп алабыз. Андан ары бөлүнүп алынган системадагы бөлүкчөлөр кантип аракеттенише тургандыгын жана ал бөлүкчөлөрдүн кыймылы классикалык болуп же кванттык механика менен сүрөттөлө тургандыгын көрсөтөбүз. Стат физика баш аламан. Иретсиз мүнөздөгү кыймылдаган системанын ичин карайт. Микро бөлүкчөлөрдүн жылуулук кыймылдарынын интенсивдүүлүгүнө жараша, заттарды түрдүү структуралык деңгээлдерде кароого болот. Комнаталык температурада – малекулалардан температуранын жогорулаша менен малекулалар атомдорго ажырагандыктан

атомдордон, ал эми 10^4K атомдор иондошот деп, 10^6 чейин ядролордун башка материялардан ядролордун башка материялардан ядросуна айланышы кароого болот. Мындан ары конкретүү температурасы жана заттын составы көрсөтүлбөгөн болсо, затты малекулалардан турат деп эсептейбиз. Микро бөлүкчөнүн кыймылын кванттык механиканын жардамы менен жазууга болот. Ал эми малекула сызыктуу кыймылга ээ болсо, классикалык механика менен да сүрөттөөгө болот. Микро бөлүкчөнү материалдык точка катары карап, убакыттын белгилүү моментинде бөлүкчө мейкиндикте белгилүү импульска ээ болуп, белгилүү абалды ээлейт жана бул абал төмөнкү вектор менен берилет. $\vec{r} = (x, y, z)$ жана $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ декарттык координата жана импульсунун проекцияларынын оордуна алты чоңдук менен мүнөздөөгө болот. Алар үч жалпыланган координат q жана үч жалпыланган импульс p_i . N бөлүкчөдөн турган система $6N$ өзгөрүлмөсү менен жазылат. Бир эле мезгилдеги берилген $3N$ бөлүкчөнүн координаты жана $3N$ бөлүкчөнүн координаты жана $3N$ импульсы системанын микроскопикалык абалын аныктайт. Убакыттын өтүшү менен микро бөлүкчөнүн координаты жана импульсы өзгөрөт, демек системанын микро абалы дагы өзгөрөт. Статистикалык физикада, классикалык теорияда микро бөлүкчөнүн абалын Гамильтондун теңдемеси менен аныктоого болот.

$$\begin{cases} \dot{q}_i = \frac{dH}{dp_i} \\ \dot{p}_i = -\frac{dH}{dq_i} \end{cases} \quad (i=1,2,\dots,3N) \quad (5)$$

Мындагы Гамильтондун функциясы энергия менен төмөнкүдөй байланышкан.

$$H=E(q,p) \quad (6)$$

$$\text{Декарттык координатада } H=\sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + U(\lambda, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N) \quad (7)$$

(7) теңдемедеги биринчи кошулуучу микро бөлүкчө суммаланган кинетикалык энергиясы, ал эми экинчиси микро бөлүкчөлөрдөн өз ара жана сырткы телолор аракеттенишүү потенциалдык энергиясы. λ - болсо, системага таасир эткен сырткы параметр. Көбүнчө потенциалдык энергияны, микро бөлүкчөнүн сырткы талаа менен аракеттенишүү потенциалдык энергиясынын микро бөлүкчөлөрдүн бири бири менен өз ара аракеттенишүүсүнүн потенциалдык энергиясынын жана бир топ аракеттенишүүчү татаал потенциалдык энергиялардын суммасы катары кароого болот. б.а.

$$U = \sum_{i=1}^N U_i(\lambda, \vec{r}_i) + \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N U_{ik}(\vec{r}_i, \vec{r}_k) + \dots \quad (8)$$

Эгерде микро бөлүкчөлөрдүн өз ара аракеттенишүү энергиясы өтө аз же эске албай коюуга боло тургандай болсо, анда (8) төмөнкүдөй жазууга болот.

$$U = \sum_{i=1}^N U_i(\lambda, \vec{r}_i) \quad (9)$$

Демек потенциалдык энергиясы (9) формула менен берилген система статистикалык физикада идеалдуу газ деп аталат.

4. Термодинамикалык система. Параметрлер жана тең салмактуулук .

Өтө көп майда бөлүкчөлөрдүн турган материалдык объект макроскопикалык система деп аталат жана атом малекулаларга караганда макроскопикалык система өлчөмү көп эсе чоң. Макроскопикалык системаны

мүнөздөөчү чоңдуктар макроскопикалык параметрлер деп аталат. Аларга тыгыздык, көлөм, концентрация, поляризацияланышы ж.б макроскопикалык параметрлер сырткы жана ички болуп бөлүнөт.

Системага кирбеген сырткы телолордун абалы аркылуу аныкталган чоңдуктар сырткы параметрлер деп аталат. $a_i (i = \overline{1n})$ М: системанын көлөмү – сырткы телонун жайгашуусу менен аныкталат. Сырткы параметрлер сырткы телонун функциясынын координаты. Ал эми системага кирген бөлүкчөлөрдүн кыймылынын жыйындысы аркылуу аныкталган параметрлер – ички параметрлер деп аталат. $v_j (j = \overline{1n})$ М: тыгыздык, басым, температура, энергия ж.б. ички параметрлер системадагы бөлүкчөлөрдүн кыймылы жана жайгашуусу боюнча аныкталат.

Системанын абалын макроскопикалык параметрлердин көз- карандысыз жыйындысы аныктайт. Эгерде система мурдагы абалынан көз каранды болбостон, анын каралып жаткан абалы боюнча аныкталса. Анда мындай системаны абалдын функциясы деп аталат. Эгерде убакыттын өтөшү менен системанын параметрлери өзгөрүлбөсө, анда мындай системаны стационардык абалда деп аталат. Эгерде убакыттын өтүшү менен системанын бардык параметрлери турактуу гана болбостон, сырткы булактардын таасиринен түрдүү стационардык агымдар пайда болбосо, анда мындай абалдагы системаны тең салмактуу абалда деп аталат. (термодинамика тең салмактуу абалда дейбиз) термодинамикалык система деп, макроскопикалык системасы термодинамикалык тең салмактуулук абалда болгон системаны айтабыз. Термодинамикалык тең салмактуулук мүнөздөгөн параметрлерди параметрлер деп айтабыз. Ички параметрлерди интенсивдүү жана экстенсивдүү деп экиге бөлөбүз. Системанын массасынан жана бөлүкчөлөрдүн санынан көз каранды болбогон параметрлерди интенсивдүү параметрлер деп аталат. Ал эми системанын массасына жана андагы бөлүкчөлөрдүн санына пропорциялаш болгон параметрлерди аддитивдүү же экстенсивдүү параметрлер деп аталат. Интенсивдүү параметрлерге (басым, температура) ал эми экстенсивдүү параметрлерге энергия энтропия ж.б. кирет. Экстенсивдүү параметрлерге бүтүндөй системаны, ал эми интенсивдүү параметрлерге системанын кээ бир точкаларын мүнөздөйт.

Термодинамиканын кысылуу коэффициенти:

$$\left. \begin{aligned} \beta_t &= -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \\ \alpha_t &= \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p \end{aligned} \right\} \quad (8.13)$$

Термодинамиканын серпилгичтүү коэффициенти(басым):

$$\alpha_t = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_v$$

$$u = u(P, V, T) \quad (8.14)$$

$$u = u(x_1, x_2, \dots, T) \quad (8.15)$$

(8.14) же (8.15) абалдын калориялык тендемеси деп аталат.

Джоулдун законунда турактуу температура кезинде газдын көлөмү ички энергиядан көз-каранды эмес экендигин эске алып б.а. $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T=0$ идеалдуу газ үчүн абалдын калориялык тендемесин алабыз.

$$U = \int C_v dT \quad (8.16).$$

Мында C_v -турактуу көлөм кезиндеги жылуулук сыйымдуулук. Тажрыйба көрсөткөндөй, бир атомдуу идеалдуу газдын жылуулук сыйымдуулугу термодинамикадан к.каранды болбойт. Ошондуктан

$$U = C_v T + U_0$$

9. Термодинамиканын биринчи башталышынын тендемеси.

Термодинамиканын биринчи башталышы энергиянын сакталуу жана айлануу законун термодинамикалык системадагы математикалык колдонулушу б.э.

20 к. эле механикалык түбөлүк кыймылдаткычты курууга мүмкүн эместиги анык болгон. 1755 - ж. француз академиясы түбөлүк кыймылдаткычтын проектисин кабыл албоо жөнүндө жарыя кылышыкан.

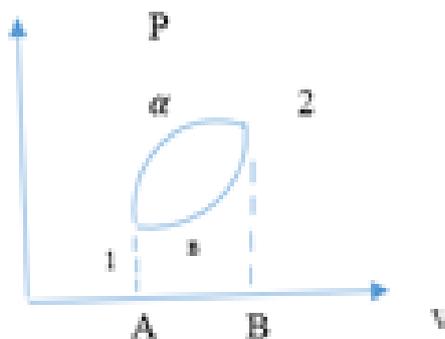
Термодинамиканын биринчи башталыш: системанын ички энергиясы анын абалынын гана функциясы жана сырткы таасирдин натыйжасында гана өзгөрөт деп айтат. Термодинамикада эки типтеги сырткы таасирди карайт. Системанын сырты параметрлеринин өзгөрүшү менен байланышкан таасир, M : система жумуш аткаруусу мүмкүн W : Ошондой эле сырткы параметрлер менен байланышпаган ички параметрлеринин өзгөрүшү же температура менен байланышкан таасир (системага белгилүү даражадагы жылуулук саны берилиши мүмкүн. Q). Демек ички энергиянын өзгөрүшү б.а. бир абалдан (U_1) экинчи абалга (U_2) алгебралык суммасына барабар.

$$Q = U_1 - U_2 + W \quad (9.1)$$

Ал эми элементардык процесс учун термодинамиканын биринчи башталышы ↓ жазылат.

$$\delta Q = du + \delta W \quad (9.2)$$

Термодинамикалык жумуш жана жылуулук саны ички энергиядан айырмаланып абалдын функциясы эмес. 3-чыймеде 1-абалдан α жолу боюнча 2-абалга өткөн учурдагы системанын аткарга жумушу $A1\alpha2BA$ контуру сызган аянт менен чектелет б.а



$$W_{\alpha} = \int_{1(\alpha)}^2 P(V,T)dv \quad (9.3)$$

Ал эми в жолу менен аткарылган жумуш $A_{1\text{в}2\text{В}А}$ контурундагы аянт менен чектелет б.а.

$$W_{\alpha} = \int_{1(\text{в})}^2 P(vr)dv \quad (9.4)$$

(9.3)жана (9.4)теңдемеден, туюк системада аткарылган жумуш нөлдөн айырмалуу деген жыйынтык и.ч. жана бардык жылуулук машиналары жогорудагыга негизделген. Демек термодинамиканы биринчи башталышынан, ички энергиянын өзгөрүшү жумуш аткаруудан же системага берилген жылуулук санынан болот деген жыйынтык к.ч. Эгерде система айланма (круглый) болсо жана б.а. баштапкы жана акыркы абалдар дал келсе, анда $U_2 - U_1 = 0$ жана $W = Q$ б.а. айланма процесстеги жумуш системасы сырткы телолордон жылуулук алганда гана аткарылат дегенди билдирет.

Ошентип, термодинамиканын биринчи башталышы, сырттан энергия албастан иштөөгө түбөлүк кыймылдаткычты түүзүүгө мүмкүн эместигин айгинелейт. (9.1) жана (9.2) термодинамиканын биринчи башталышынын теңдемеси тең салмактуу жана тең салмаксыз процесстер менен орундалат. Сырткы параметрлердин аткарган жумушу \downarrow болсо,

$$\delta W = A_i d\alpha_i \quad (9.5)$$

анда термодинамиканын биринчи башталышы, элементардык процесс үчүн \downarrow түргө келет.

$$\delta W = dU + A_i d\alpha_i \quad (9.6)$$

же системанын абалы сырткы параметр жана температура менен аныкталгандыктан (9.6) түрүндө жазууга болот.

9.1. Идеалдуу газ үчүн термодинамиканын 1-законунун колдонулушу.

Жылуулук сыйымдуулугу турактуу болгон учурдагы идеалдуу газда жүргөн процесс, жөнөкөй процесс д.а. Төмөндөгү төрт процессти карап көрөлү.

1. *Изохоралык процесс:* $V = \text{const}$, бул учурда эч кандай сырттан жумуш аткарылбайт. Алынган жылуулук санынын бардыгы молекулалардын кинетикалык энергиясын жогорулатууга б.а. ички энергиясын жогорулатууга кетет.

$$dQ = du + C_v dT \quad (9.8)$$

$dA = 0$. Демек кетирилген жылуулук

$$Q = C_v (T_1 - T_2) \quad (9.9)$$

2. *Изохоралык процесс.* $T = \text{const}$. T 1-у башталышынын теңдемесин, турактуу басым үчүн \downarrow .

$$dQ = du + pdv = C_v dt + pdv = C_p dt \quad (9.10)$$

Бир моль үчүн и.дуу газ абалынын теңдемесинин, турактуу басым үчүн \downarrow түрдө жазууга болот.

$$PdV = RdT \quad (9.11)$$

$$(9.11) \Rightarrow (9.10) \Rightarrow$$

$$dQ = C_v dT + R dT = C_p dT \quad (9.12)$$

$$C_p = C_v + R \quad (9.13) \text{-Роберт Майердин}$$

теңдемеси

Демек изоборалык процессте

$$Q = C_p(T_2 - T_1) \quad W = p(V_2 - V_1) \quad (9.13)$$

3. *Изотермикалык процесс.* $T = \text{const.}$ Термодинамиканын 1-теңдемеси:

$$dQ = C_v dT + R dv \Rightarrow T = \text{const. } Dt = 0 \Rightarrow dQ = P dv = dW \quad (9.14)$$

Демек изотермикалык процессте, берилген жылуулук, толугу менен жумуш аткарууга кетет. Бир моль газ үчүн идеалдуу газ абалынын термикалык теңдемесинин

↓

алабыз.

v_1

$$Q = W = R t \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = R t \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (9.15)$$

4. *Адабаттык процесс:* $Q = \text{const } dQ = 0$, анда

$$C_v dT + P dV = 0 \quad (9.16)$$

Клапейрон М. бир моль газ теңдемесин пайдаланып (9.16) \Rightarrow

$$\Rightarrow R dT = P dV + V \alpha P \quad (9.17)$$

$C_p = C_v + R$ эске алып (9.17) $\Rightarrow -C_p P dV = C_v V \alpha P \Rightarrow$

$$\Rightarrow -\frac{C_p}{C_v} \frac{dv}{v} = \frac{\alpha p}{p} \quad (9.18)$$

$$\Rightarrow x = \frac{C_p}{C_v} \quad (9.19) \Rightarrow$$

$-x \frac{dv}{v} = \frac{\alpha p}{p} \Rightarrow$ интегралдап, $\ln\left(\frac{V_2}{V_1} p_2\right) = \ln \frac{p_2}{p_1}$ Мындан $P_1 v_1^x = P_2 v_2^x$ (же жалпы $PV^x = \text{const.}$ (9.20)). -Адиабата процесси үчүн Пуассондун теңдемеси.

Адиабата процесси үчүн температура менен көлөмдүн байланышы ↓

$$\frac{P_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{x-1} \quad (9.21)$$

Ал эми адиабата процессинде аткарылган жумуш:

$$W = R \frac{T_1 - T_2}{x-1} \quad (9.22)$$

$x = 1,67$ – бир атомдуу, $x = 1,41$ 2 атомдуу, а.э татаал молекулалардан турса $x = 1,33$

5. *Политропикалык процесс.* $C = \text{const.}$

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

а) $\frac{1}{n} \Rightarrow n \rightarrow \infty V = \text{const.}$ р) $n = 0 \quad p = \text{const}$ в) $n = 1 \quad r = \text{const}$ $n = x \Rightarrow Q = \text{const}$

$$W = R \frac{T_1 - T_2}{n-1} \quad (9.23)$$

$$Q = C_n (T_2 - T_1) \quad (9.24)$$

$$C_n = \frac{C_v n - C_p}{n-1} \quad (9.25)$$

$$C_n = C_v \frac{n-x}{n-1}$$

$$\delta Q = \left(\frac{du}{dT}\right) \alpha_1 \dots \alpha_n dT + \left[\left(\frac{du}{d\alpha_i}\right) + A_i\right] d\alpha_i \quad (9.7)$$

10. Жылуулук сыйымдуулук жана сырткы параметрлердин жылылуугун изотермикалык өзгөрүшү.

Термодинамикада үйрөнүлүп жаткан системанын касиеттери эки класска – термикалык жана калориялык болуп бөлүнөт. Системанын термикалык абалынын теңдемеси аркылуу аныкталса, термикалык касиеттер, а.э. жалаң абалдын калориялык теңдемеси же абалдын термикалык жана калориялык теңдемеси аркылуу аныкталса, анда калор. касиеттери д.а. Калориялык касиеттерине (чоңдуктарын) жылуулук сыйымдуулук менен сырткы параметрлеринин жылуулугунун изотермикалык өзгөрүшү эсептелет.

Жылуулук сыйымдуулук – бул системанын температурасын 1К өзгөрткөндөгү жылуулук саны менен аныкталат б.а.

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (10.1)$$

Жылуулук сыйымдуулук, абалдын функциясы эмес процесстин функциясы б.э. $C - \infty$ ден $+\infty$ чейин өзгөрөт. А.э. ж.с. практикда C_p жана C_v мааниси чоң.

Термостат деп – телонун өтө чоң жылуулук сыйымдуулугуна ээ болуп, башка система менен жылуулук алмашууда температурасынын өзгөрбөөсүн айтабыз, б.а. термостат жөнүндө сөз болсо, анда системадагы температура туруктуу деп ойлойбуз. Эгерде системанын абалынын термикалык жана калор теңдемелери белгилүү болсо, анда тер. 1-байланышы түрдүү жылуулук сыйым-нын жана алардын өз ара байланышын таап алууга мүмкүнчүлүк берет. Эгерде жөнөкөй система үчүн анын абалынын сырткы параметрлери (а) жана температурасы \downarrow теңдемелер менен берилсе: $A=(a, T), u=u(a, T)$

$$\delta Q = dU + A da$$

Же
$$\delta Q = \left(\frac{du}{dt}\right)_a dt + \left[\left(\frac{du}{dt}\right)_{T+A} + A\right] da \quad (10.3)$$

анда ж.с. үчүн:
$$C = \frac{\delta Q}{dt} = \left(\frac{du}{dt}\right)_a + \left[\left(\frac{du}{da}\right)_{T+A} + A\right] \frac{da}{dt} \quad (10.4)$$

анда
$$C_a = \left(\frac{du}{dt}\right)_a \Rightarrow C_A = \left(\frac{du}{dt}\right)_a + \left[\left(\frac{du}{dt}\right)_{T+A} + A\right] \left(\frac{da}{dt}\right)_a \quad (10.5)$$

$$C_A - C_a = \left[\left(\frac{du}{da}\right)_{T+A} + A\right] \left(\frac{du}{dt}\right)_A \quad (10.6)$$

Эгерерде $A=p, a=V$, анда
$$C_p - C_v = \left[\left(\frac{du}{dv}\right)_{T+P} + P\right] \left(\frac{dv}{dt}\right)_P \quad (10.7)$$

(10.7) жана (10.4) теңдемесинен C_p

Билүү үчүн термикалык жана калорикалык теңдемесин билүү гана жетиштүү.

11. ТЕРМОДИНАМИКАНЫН ЭКИНЧИ БАШТАЛЫШЫ.

Тер. 2-башталышынын ачылышы болуп, жылуулук машиналарын анализдөө б.э. биринчи жолу жылуулук машиналарынын иштөөсү 1824ж теория каралган Сади Карно жылуулук машиналарынын п.а.к. ал сунуш кылган циклды басып өткөн заттын жаратылышынан көз-каранды эмес экендигин далилдеген.

11.1 Кайталануучу жана кайталанбоочу процесстер.

Эгерде системанын баштапкы абалына келүүсүндө, курчап турган сырткы телолордо өзгөрүү болсо, анда мындай процесс кайталануучу деп аталат. Эгерде системанын баштапкы абалына келүүсүндө курчап турган сырткы телолордо өзгөрүү болсо, анда мындай процесс кайталанбоочу процесс деп аталат. Бардык квазистикалык процесстер кайталануучу. Кайталанбоочу процесстерге төмөндөгү мисалдарды келтирүүгө болот.

1..Боштуктагы газдын кеңейүүсү

2. Диффузия кубулушу.

Ал эми кайталануучу процесстерге:

1. *Механикалык процесстер.* Буларга маятниктин өлчөөчү термелүүсү, идеалдуу суюктуктун сүрүлүүсүз кыймыл, серпилгичтүү чөйрөдөгү үн толкунун тутулуусуз жаратылышы, идеалдуу серпилгичтүү телолордун кагылышуусу ж.б.

2. *Өлчөөчү электромагниттик термелүүлөр.* Контурдун каршылыгы нөл болгон учурда п.б.э-м. термелүү өтө көп убакыт жащайт жана электрдик жана магниттик талааларынын чыңалышынын бирине айлануусу байкалат. Жогорку өткөрүмдүүлүк, жогорку агуучулук.

3. *Электро магниттик толкундун чөйрөдө тутулбастан жаралуусу.*

4. *Термод. клаузистикалык процесстер.*

11.2 Термодинамиканын экинчи башталышынын аныктоолору.

1. *Клаузиустун постулаты:* Жылуулук эч качан өз алдынча муздак нерседен ысык нерсеге өтпөйт.

Системадагы процесстерди Клаузиус оң жана терс процесстерден экиге бөлгөн. Изоляцияланган системада өз алдынча жүргөн процесс оң процесс деп, а.э. өз алдынча жүрбөгөн процессти терс процесс д.а. Оң процесстин мисалы болуп төмөнкүлөр эсептелет.

1. *Жылуулуктан ысык нерседен муздак телого өз алдынча өттүүсү.*

2. *Жумуштун жылуулукка айланышы.*

А.э терс процесстерге мисал болуп.

1. *Жылуулуктун муздак телодон ысык телого өтүшү.*

2. *Жылуулуктун жумушка айланышы.*

Оң жана терс процесстерди жыйынтыктап тер.2-башталышы үчүн Клаузиустин ↓ аныктоосун кабыл алабыз.

А.1 Изоляцияланган системада оң процесстер өз алдынча жүрөт. А.э. терс процесстер, өзүн компенсациялоочу оң процесстердин коштоосу менен жүрөт.

А.2 В. Оствальддын аныктоосу: Экинчи типтеги түбөлүк кыймылдаткычты курууга мүмкүн.

А.3 Планктын аныктоосу: Резервуардагы жылуулуктун эсебинен жүк өткөрүп иштөөгө мезгилдүү машинаны курууга мүмкүн эмес.

А.4 Клаузиустун аныктоосу: Жабык контур үчүн Клаузиустук интегралы $(\oint \frac{dQ}{r} \leq 0)$, нөлдөн кичине иш нөлгө барабар, нөлдөн чоң болушу мүмкүн эмес. Бул тер.2-законунун жалпы математикалык формировкалары. Мында = т.с. система үчүн, а.э. < система үчүн.

12. Адиабаттуулук жетпөөнүн принциби. Энтропия жана термодинамикалык температура.

Термод.2-баш-нын колдонууда термикалык бир тектүү системада, тең салмактуулук жол менен жетпөөчү абалдын жащай тургандыгы аныкталган. Бул принцип Каратеодаринин адиабаттуулук иштетпөөчү принциби д.а. Термикалык бир тектүү система деп, системанын бардык бөлүктөрүндө, бирдей температурага ээ болгон системаны айтабыз.

Эгерде система 1 тең салмактуулук абалдан 2 абалга кандайдыр бир телодон оң жылуулук санын алып ($\delta Q > 0$) жана жумуш аткарып атса, анда

$$\delta Q = dU + \delta W \quad (12.1)$$

Эгерде 2-абалдан биринчи абалга адиабаттык жол менен δW , жумушун аткарып өтсө, анда

$$0 = -dU + \delta W \quad (12.2)$$

(12.1) менен (12.2) кошуп, айланма процесс үчүн аткарылган жумуш $\delta W + \delta W$, анда

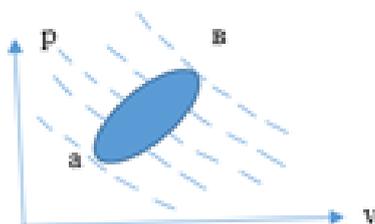
$$\delta Q = \delta W + \delta W, > 0 \quad (12.3)$$

Термодинамиканын 2-башталышы (12.1) боюнча, мындай процесс мүмкүн эмес, 1 абал 2 абалга адиабаттык иштейт. Адиабаттуулука жетпөө принцибинин физикалык мааниси, тең салмактуу адиабаттык процесстерде өзгөртүлбөгөн, кандай гана тең салмактуу система болбосун, төмөнкүдөй жаңы функциянын жашай тургандыгын көрсөтөт. $r = r(a_1, \dots, a_n, t)$. [$r(a_1, \dots, a_n, t) = \text{const}$]. Түрдүү тең салмактуу системада изотермикалык абалга жетпөөнүн принцибинин негизинде, б.а. ар бир тең салмактуу системанын айланасында, изотермикалык абалга жетпөөчү абалдын бир экендиги келип чыгат. Чындыгында тем-сы $t=t_1$, абалынын системаны $t=t_2$ абалына изотермикалык өткөрүүгө болбойт. Ошондой эле жылуулуктан изолцияланган учурда, адиабаттуулука жетишүү мүмкүн эмес.

Энтропия.

Карнонун циклынан: $q = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ же $\frac{|Q_1|}{T_1} = \frac{|Q_2|}{T_2}$. $|Q_1| \Rightarrow |Q_2| > 0$ оң сан.

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (1)$$



(1)

Каалагандай кайталануучу цикли Карнонун удаалаш цикл аркылуу туюнтууга болот. Чиймеде 5 циклден турган; изотермалардан (сынык сызык) жана адиабаталардан турган цикл PV диаграммада көрсөтүлгөн. Канчалык циклин саны көбөйсө, ошончолук жакындаштыруу даражасы жогору. Ошондуктан бүтүндөй циклдардын суммасы үчүн (1) = ты ↓ жазабыз

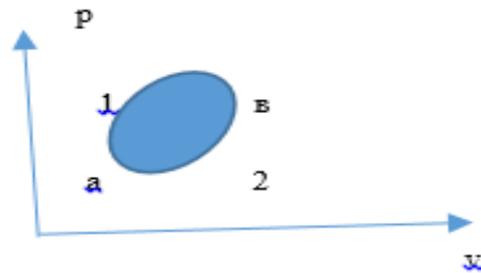
$$\sum \frac{Q}{T} = 0. \quad (2)$$

Бул учурда алган жана берген жөнөкөй сандарды (терс белги менен) r-бирине барабар. Ошондуктан (2) ⇒ чексиз циклдар үчүн ↓ жазабыз:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (3)$$

мында dQ-алган же берген чексиз кичине сандагы жөнөкөй саны. Интеграл туюк контур боюнча алынган. Интегралдоону каалаган точкадан баштоого болот. M: α дан же в дан каалаган багытта. (1) чиймени эки бөлүкө бөлүп (3) = ты ↓ жазабыз.

$$\int_{a(1)}^B \frac{dQ}{T} + \int_{B(2)}^a \frac{dQ}{T} = 0 \quad (4)$$



Эгерде $\alpha(2)$ жол менен интеграл алсак, анда жылуулук саны- dQ өзгөрөт. (4) = ↓ жазылат. Биз караган цикл каалагандай алынган интеграл интегралдоонун жолунан $k=3$ каранды эмес.

$$\int_{a(1)}^B \frac{dQ}{T} = \int_{a(2)}^B \frac{dQ}{T} \quad (5)$$

Мындан энтропия деп аталган, төмөнкү катышка барабар болгон жаңы физикалык чоңдук киргизебиз.

$$ds = \frac{dQ}{T} \quad (6)$$

анда (5) ден энтропиянын өзгөрүшү $\Delta s = S_b - S_a = \int_a^B ds = \int_a^B \frac{dQ}{T}$ (5) интегралдоонун жолунун көз-каранды эмес.

Мына ошентип, энтропия, -абалдын параметри б.а. системанын абалынан гана көз каранды, а.э. процесстин көз каранды эмес.

Каалагандай системадагы табигый процесстин энтропиясы өсөт $\Delta s > 0$. Демек, энтропиянын термодинамикалык мааниси, энтропия баш аламандыктын чени б.э.

Б.а.т.с. системаны 1-абалдан 2-абалга адиабаттык өткөрүү деген сөз, система 1 абалында $r=r_1$, деген \forall бир функциянын абалынан маанисин ээ болсо, а.э. 2-абалда $2(r=r_2 \neq r_1$ функциясына, жана бул учурдагы т.с. адиабаттык системадагы функция өзгөрүлбөйт. ($dr=0, \delta Q=0$)

Адиабаттуулукка жетпөө принцибинин негизинде, бул жаңы функциянын абалы $r(a_1, \dots, a_n, t)$ элементардык жылуулук саны δQ үчүн прэфордун формасы толук функция эмес, б.а. ар дайым интегралдык көбөйтүүгө ээ.

δQ жана dr сызыктуу дифференциалдык формага ээ жана көз-карандысыз өзгөрмө үчүн, булардын толук дифер. нөлгө байлангандыктан, алар бири-бирине пропорциялаш.

$$\delta Q = \lambda dr. \quad (12.4)$$

Мындагы $\uparrow (a_1, \dots, a_n, t)$ системанын абалынын бардык параметрлеринен көз каранды чоңдук.

$$\frac{dQ}{T} = dr. \quad (12.5)$$

Биз λ жалаң гана тем-дан көз-каранды, жана көз-карандылыгы $\lambda = \varphi(t)$, түрүндө берилип, эмпирикалык тем-нын алынышынан көз-каранды болгон, сан мааниге ээ болгон функция болсун деп алалы. $\varphi(t) = T$, бул функция системада абсолюттук

чондук, анда

$$(12.5) \Rightarrow \frac{dQ}{T} = ds \quad (12.6) -$$

дифференциалдык теңдеме менен аныкталган S функциясы энтропия деп аталат. заттын температурасынын тандоосунан көз-каранды эмес. Т-термодинамикалык температура. О.э. тер 2 башынан энтропия S -абалдын функциясы экендиги белгилүү б.а. $\oint \frac{dQ}{T} = 0$, демек каалагандай тең салмактуу айланма процесс үчүн \downarrow шарт орун алат. Эгерде энтропия абалдын бирдей мааниге ээ болгон абалынын функциясы болбосо, анда экинчи типтеги түбөлүк кыймылдаткычты курууга мүмкүнчүлүк болмок. Т.с. процесстер үчүн тер.2-башталышынын математикалык жазылышы:

$$\delta Q |_{T=ds} \Rightarrow \delta Q = Tds \quad (12.7)$$

Ал эми т.с система үчүн тер.2- баш-нан интегралдык теңдемеси, Клаузиустун барабардыгы эсептелет.

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (12.8)$$

Ошентип энтропия, бөлүкчөлөрдүн системадагы санына пропорциялаш болгон аудитивдүү чондук. Термод. экинчи башталышында ш.с.

$$\delta Q = Tds \quad (12.9)$$

(12.9) \Rightarrow тер.1- башталышына коюп:

$$Tds = du + A_i da_i \quad (12.10)$$

(12.10) - т.с. процесс үчүн тер-нын негизги теңдемеси. Т.с. процесстерде системанын энтропиясы өзгөрбөйт же нөлгө =. А.э. тең салмаксыз системаларда, системанын энтропиясы өсөт (адиабаттык тең салмаксыз үчүн)

$$\Delta s > 0 \text{ же } S_2 \rightarrow S_1 > 0. \quad (12.11)$$

Тең салмаксыз жабык адиабаттык системадагы энтропиянын өсүү абалы- т. салмаксыз процесстер үчүн тер 2- башталышы б.с. Тең салмаксыз процесстеги тер.2- башталышы, табигый процесстердин багытын көрсөтөт. б.а. изоляцияланган системадагы табигый процесстер-энтропиянын өсүү багытында өтөт. О.э. т. салмаксыз айланма процесстер үчүн Клаузиустун барабарсыздыгы төмөндөгүчө: $\oint \frac{dQ}{T} < 0$. (12.12)-формула адиабаттык изоляцияланган эмес т. салмаксыз процесстер үчүн тер.2-башталышы.

Негизги термодинамикалык теңдеме жана барабарсыздык:

$$Tds \geq du + \sum_i A_i da_i \quad (12.13)$$

= - т.с. > т. салмаксыз элементардык процесстер үчүн.

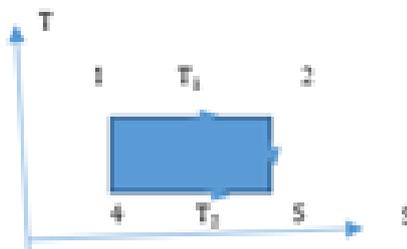
13. КАРНОНУН ЦИКЛЫ ЖАНА ТЕОРЕМАСЫ.

С.Карно тарабынан 1824 ж. жылуулук машиналарынын иштөөсүн жана п.а.к. жогорулатуу жөнүндө деген макаласы жарык көргөн. Карно жылуулук машиналарынын п.а.к. салыштурмалуу эки теореманы далилдеген жана бул теоремалар да тер.2-башталышынын бирден бир аныктоосу б.э.

Жылуулук машиналарынын п.а.к. деп цикл ичинде машина тарабынан аткарылган жумуштун W , ошол цикл учурунда машина алган жылуулук тсанына болгон катышын айтабыз б.а. $q = \frac{W_1}{Q_1}$ (13.1). Тер.1-башынан

$$W = \oint \delta Q = Q_1 - Q_2. \quad q = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (13.2)$$

Эки изотермадан жана эки адиабата процессинен турган Карно циклинин п.а.к.эсептейли. ST диаграммада бул цикл төмөнкүдөй сүрөттөлөт. 1-2 изотермасында Q_1 ш.с. ш-берилгендиктен алынат, а.э. 3-4 изотермасында Q_2 ш.с. жылуулук к алгычка берилет.



Жана бул цикл дагы ш.с. жана жумуш барабар. $Q_1 = T_1(S_2 - S_1)$ $Q_2 = T_2(S_2 - S_1)$
 $W = Q_1 - Q_2 = (T_1 - T_2)(S_2 - S_1)$ (13.3)

анда к.п.д.

$$q = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (13.4)$$

(13.4) көрүнүп турат, Карнонун цикли менен иштеген жылуулук машинасынын п.а.к. жумушчу заттын жаратылышы менен адиабаттардын пределдеринен көз-каранды эмес, ал жылуулук кабыл алгыч менен жылуулук бергичтин тел-нан гана көз-каранды—бул Карнонун биринчи теоремасы.

Карнонун экинчи теоремасы: кайталанбоочу жылуулук машинасынын п.а.к. кайталануучу жылуулук машинасынын п.а.к. кичине б.а. к-боочу < к-уучу. (13.5).

Термодинамиканын экинчи башталышынын жылуулук нурданууларына колдонулушу өз алдынча окуу. Ошондой магнетиктердин жана диэлектриктердин термодинамикасы да өз алдынча алуу

14. ТЕРМОДИНАМИКАНЫН ҮЧҮНЧҮ БАШТАЛЫШЫ.

14.1. 3-башталышынын формуласы.

Бул аныктоону 1906 ж. Нернст берген жана көпчүлүк учурда Нернстин жылуулук теоремасы деген атка ээ. Температураны ОК жакындашуусу менен, тең салмактуу системадагы изотермикалык процесс процесс кезиндеги энтропия кандайдыр бир термодинамикалык параметрлердин абалынан к-з каранды болбой калат жана $T=OK$ интегралдык турактуу чоңдук, нөлгө барабар болуп калат. б.а.

$$\lim_{T \rightarrow 0K} [s(T_1, X_2) - s(T_1, X_1)] = 0 \quad (14.1)$$

$$\lim_{T \rightarrow 0K} \left(\frac{ds}{dx} \right) = 0 \quad (14.2)$$

Мындагы x -каалагандай термодинамикалык параметр (a_i же A_i). (Термод. функцияларды өткөндөн кийин, ошол функциялар үчүн Аэрстин теореманын жазылышын көрсөтүп койдук)

14.2. Термодинамиканын 3-башталышын кээ бир жыйынтыктары.

а) ОК жетпөөчүлүк. Чындыгында, системаны муздатууга биринен соң бирин удаалаш адиабаттык кеңейтүү (бул учурда тем-ра төмөндөйт) жана изотермикалык кысуу (бул учурда) энтропия азаят) аркылуу жетишүүгө болот. Тер.3-башталышы боюнча, изотермикалык процессте, температура төмөндөсө, кысуу учурунда энтропия өзгөрүлбөйт. Ошондуктан $S=0$ жетүүгө мүмкүн эмес, а мындан $T=0$ жетпөөчүлүк к.ч. Бул жыйынтык тер.3-байланышына эквиваленттүү. б.а. эгерде те.3-башталышы туура эмес болсо, анда ОК жетүүгө болот, жана $T=0$ жетсе, анда энтропиянын айырмасы $S_1 - S_2 \neq 0$ нөлдөн айырмалуу болуш керек. Мына ошондуктан тер.3-башталышын нөлгө ок жетпөөчүлүк принциби д.а. Нерист өзүнүн теоремасында тер.3-башталышына так ушундай аныктама берген, себеби энтропия түшүнүгүн сүйгөн да эмес.

б) Термикалык коэффициенттердин $T \rightarrow 0$ абалдары.

Кеңейтүүнүн термикалык коэффициенти: $\gamma = \frac{1}{p} \left(\frac{dv}{dt} \right)_p$

Басымдын - $\gamma = \frac{1}{p} \left(\frac{da}{dt} \right)_v$

ж.б. жалпы термод. чоңдуктар $\left(\frac{da}{dT} \right)_A$ жана $\left(\frac{dA}{dT} \right)_a$ тер.3-башталышы боюнча $T \rightarrow 0$ болгондо нөлгө умтулушу керек.

Тер. нег. тең-нен: $du = Tds - \sum_i A_i da_i$ (14.3)

$d(u-Ts)$ толук дифференциал болгондуктан, $\left(\frac{ds}{da_i} \right)_T = \left(\frac{dA}{dt} \right) a_i$

Тер.3-башталышы боюнча $\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{ds}{da_i} \right)_T = 0$, ошондуктан $\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{da_i}{dt} \right)_a = 0$.

Эгерде (14.3) теңдеменин эки жагына тең $d \sum_i A_i da_i$ дифф. кошсок, анда

$d(TS + \sum_i A_i da_i) = -sdt + \sum_i A_i da_i$ мында $-\left(\frac{ds}{da_i} \right)_T = \left(\frac{da_i}{dt} \right) a_i$ жана (14.2) теңдемесине

ылайык

$$\lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{da_i}{dT} \right) A_i = 0. \quad (14.4)$$

$$\text{Ж.у} \quad \lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{dp}{dT} \right)_v = \lim_{T \rightarrow 0} \left(\frac{dp}{dT} \right)_p = 0. \quad (14.5)$$

Ошентип, термикалык кеңейүү жана басым коэф-ри $T \rightarrow 0$ да нөлгө = болот. жана бул тер.3-баш-нын жыйынтыктары экспериментте далилденген.

в) Энтропияны эсептөө жана ОК кезиндеги жылуулук сыйымдуулук. Тер.3-башталышы термод. функцияларды эсептөөнү жөнөкөйлөттү. Тер.3-башталышына чейин энтропияны эсептөө үчүн абалдын термикалык теңдемесин жана жылуулук сыйымдуулуктун температурадан көз-карандылыгын билүү зарыл болгон. А.э. тер.3-баш-нан кийин конденсацияланган телолордун абалынын тер. теңдемеси белгисиз болсо дагы, тем-нын жылуулук сыйымдуулугунан көз-карандылыгын билүү менен аныктоого болот. Жылуулук сыйымдуулуктун теңдемесинен: $C_v = T \left(\frac{ds}{dT} \right)_v$, $C_p = T \left(\frac{ds}{dT} \right)_p$. Тер.3-баш-н интегралдоо менен \downarrow ээ болобуз:

$$S(V, T) = \int_0^T \frac{C_v}{T} dT; \quad S(P, T) = \int_0^T \frac{C_p}{T} dT \quad (14.6)$$

М.с. энтропияны эсептөө маселеси м.с. температуралык көз-карандылыгын аныктоо менен байланышкан.

15. ТЕРМОДИНАМИКАНЫН МЕТОДДОРУ.

Физикалык кубулуштарды термодинамикалык изилдөө тер. башталыштарын колдонуу менен чечилет. Бул колдонуу эки жол менен ишке ашат. т.а. циклдар методу (айланма процесстер үчүн) жана термодинамикалык потенциалдар методу (же мүнөздөөгө функциялар методу).

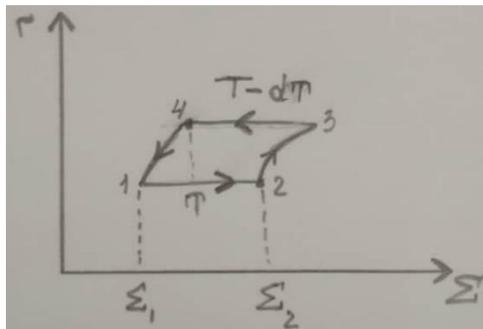
15.1. Циклдар методу: - кайсы бир кубулуштун закон ченемдүүлүгүн аныктоо үчүн, кайталануучу циклды тандап алып, ал циклге тер. 1-жана 2-башталыштарынын теңдемелерин колдонуу керек.

$$\oint \delta Q = W \quad (15.1)$$

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (15.2)$$

Көпчүлүк учурда үйрөнүлүп жаткан система үчүн ой жүзүндө Карнонун циклин аткарабыз. Анда (15.2) теңдемеси Карнонун 1-теоремасы сыяктуу колдонулат. б.а. п.а.к. жумушчу заттын жаратылышнан көз-каранды эместиги каралат.

Цикл методу менен беттик тартылуунун температурадан болгон көз-карандылык законун айланма процесстердин методу б.а. циклдар методу аркылуу таап көрөлү. Ал үчүн Карнонун циклин суюк пленка үчүн колдонолу. Бул циклды координаттары: Σ -пленканын бети, r -беттик тартылуу аркылуу тегиздикте карайлы.



1-абалда пленканын бети Σ_1 , а.э. беттик тартылуу r болсун. Пленканын 2 абалга чейин изотермикалык узарталы. Бул учурдагы чиймеден көрүнүп турат, беттик тартылуу өзгөрүлбөйт. Бирок пленканын узарышы менен процесс муздайт. Процесс изотермикалык болуш үчүн 1-2 Q -ш. саны берилет. Эми пленканы 2-3 абалга адиабаттык узартабыз. Бул учурда тем-сы dT төмөндөп, беттик тартылуу dr өсөт. Андан соң 3-4 абалга изотермикалык кысабыз. Бул учурда системадан Q_2 ш.с. алышыбыз керек, система изотермалык болуш үчүн андан соң 4-1 адиабаттык кысабыз. Бул циклдагы пленканын үстүнөн аткарылган жумуш

$Q_1 - Q_2 = W$. А.э. Σ r диаграммасындагы жумуш, циклдан саат жебесинен багытына карама-каршы басып өткөн жолунун аянтына барабар. б.а. $W = (\Sigma_2 - \Sigma_1) \int dr$. Ушул учурдагы п.а.к.

$$q = \frac{W}{Q_1} = \frac{-(\Sigma_2 - \Sigma_1) \int dr}{Q_1} \quad (15.3)$$

О.э. пленка Карнонун циклин жасагандыктан, анын п.а.к.

$$q = \frac{T - (T - aT)}{T} = \frac{dT}{r} \quad (15.4)$$

$$(15.3) = (15.4) \Rightarrow \frac{-(\Sigma_2 - \Sigma_1) dr}{Q_1} = \frac{dT}{r}, \text{мындан}$$

$$\left(\frac{dr}{dT}\right) \Sigma = -\frac{Q_1}{Q_1} = -\frac{1}{r} \quad (15.5)$$

Мындан $\frac{Q_1}{\Sigma_2 - \Sigma_1} = \chi$ - пленканын бирдик бетиндеги изотермикалык кысылуусун п.б.коэффициенти.

$$\left(\frac{dr}{dT}\right) = -\frac{\chi}{T}. \quad (15.6)$$

(15.6). температуранын жогорулашы менен беттик тартылуу азаят жана бул азайуу ылдамдыгы термод.температурага тескери пропорциялаш. Ушундай эле жол менен каныккан буунун басымынын температурадан, э.к.к. температурадан көз-карандылыгы таап алууга болот. Жогорудагы мисалдан айланма процесс методунда тем-нын негизги законун пайдаланып, түрдүү закон ченемдүүлүктөр аныкталат. Циклдар методу термодинамиканы изилдөөдөгү бирден-бир метод болуп эсептелет. Бул методу Карно, Клаузиус, Иерцет пайдаланган.

15.2. ТЕРМОДИНАМИКАЛЫК ПОТЕНЦИАЛДАР МЕТОДУ.

Термодинамиканын потенциалдар методу же функцияларды мүнөздөөчү метод Гиббо тарабынан өнүктүрүлгөн жана негизинен тер.2- башталышын колдонот.

$$Tds = dU + \sum_i A_i da_i \quad (15.7)$$

Ушул (15.7) пайдаланып система үчүн түрдүү шартта, термодинамикалык потенциалдар деп аталат. Тиешелүү абалдык функцияларын келтирип чыгарабыз. Бул функциялардын өзгөрүшү, системанын абалынын өзгөрүшүндө толук дифф.

Потенциалдар методунун маңызы тигил же бул кубулушту анализдөө үчүн, келип чыккан термод. функциялардын толук дифференциал касиетин колдонуу менен, жаңы теңдемелерди табуу. Жөнөкөй системаны карап көрөлү. Т.с. процесс үчүн термодинамиканын теңдемеси \downarrow болот: $Tds = du + Adu$ же, $A = p$ $a = Y$, болсо, анда

$$Tds = du + pdv \quad (15.8)$$

(15.8) теңдеме абалдын беш функциясын байланыштырат: T, S, U, P жана Y . А.э. жөнөкөй системанын абалы же эки параметр менен аныкталат. (15.8) теңдемеден 2- сүн көз-карандысыз өзгөрүлмө деп алсак, анда дагы 3 белгисиз функциялардан турат негизги теңдеме. Бул 3 белгисизди табуу үчүн (15.8) дагы эки теңдеме, термикалык жана калорикалык абалдын теңдемелерин кошсок болот.

$$P = P(V, T) \quad (15.9)$$

$$U = U(V, T) \quad (15.10)$$

(15.9) жана (15.10) \Rightarrow теңдемелеринде көз-карандысыз парам. V жана T . Эгерде (15.8) эки эмес, бир теңдеме кошсок, анда үч белгисиз функцияны (15.8) табууга туура келет.

А. Эгерде өзгөрүлмө көз-карандысыз чоңдуктар S жана V болсо, анда калган үч белгисиз функцияны аныктоо үчүн энтропия менен көлөмдөн көз-каранды болгон бир гана

$$U = U(S, V) \quad (15.11)$$

функциясын билүү жетиштүү. Чындыгында (15.11) билип, (15.8) жазууга болот. $dU = Tds - pdv$ (15.12). (15.12) жөнөкөй дифференциал алып, эки термикалык өзгөрүлмөнү ↓ аныктоо болот.

$$T = \left(\frac{du}{ds}\right)_v; P = - \left(\frac{du}{dv}\right)_s \quad (15.13)$$

d^2u $s^2 C_v$ Эгерде (15.13) экинчи дифференциалын алсак,

$$\left(\frac{d^2u}{ds^2}\right)_v = \left(\frac{dT}{ds}\right)_v = \frac{T}{C_v} \Rightarrow C_v = \frac{T}{\left(\frac{d^2u}{ds^2}\right)_v} = \frac{(du/ds)_v}{\left(\frac{d^2u}{ds^2}\right)_v}$$

$\left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_s = - \left(\frac{dP}{dv}\right)_s = \frac{1}{v} K_s \Rightarrow K_s = v \left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_s$ du -толук дифференциал экендигин эске алып K_s -адиабатный модуль упругость.

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_v = - \left(\frac{dP}{ds}\right)_v \quad (15.14)$$

(15.14) адиабаттык кеңейтүүгө температуранын өзгөрүшү менен изохора процессинде системага берилген жылуулук санынын басымдын өзгөрүшү менен болгон системанын эки касиетин байланыштырат. Ушундай байланыштардын маңызы термод. потенциалдар методун түзөт. (15.14) теңдемесин ↓ түрдө жазууга да болот.

$$\frac{d(T,S)}{d(V,S)} = \frac{d(T,S)}{d(V,S)} \quad (15.15)$$

Эгерде $\frac{d(T,S)}{d(V,S)} = 0$ болсо, анда Акоблондун өзгөртүп түзүшкөн Р жана V өзгөрмөлөрүнөн T жана S өзгөрмөлөрүнө өткөндө 1 = экендигине ээ болобуз б.а.

$$\frac{d(T,S)}{d(V,S)} = 1 \quad (15.16)$$

Мына ошентип, ички энергия U S жана V өзгөрмөлөрүнө өткөндө 1 = экендигине ээ болобуз б.а. жана T жана P параметри ички энергиянын

$$1. du = Tds - Pds \quad u = u(s, v)$$

$$du = \left(\frac{du}{ds}\right)_v ds + \left(\frac{du}{dv}\right)_s dv$$

$$T = \left(\frac{du}{ds}\right)_v; -P = \left(\frac{du}{dv}\right)_s$$

$$\left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_s = \left(\frac{du}{ds}\right)_v \left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_s = - \left(\frac{dP}{dv}\right)_s$$

$$\frac{d^2u}{dsdv} = \left(\frac{du}{dv}\right)_s = - \left(\frac{dP}{ds}\right)_v \quad \boxed{\left(\frac{du}{dv}\right)_s = - \left(\frac{du}{ds}\right)_v}$$

$$dF = d(u - Ts) = du - Tds - sdt = Tds - Pdv - Tds = -Pdv - sdT = -Pdv - sdT \quad F = F(v, T)$$

$$dF = \left(\frac{dF}{dv}\right)_T dv + \left(\frac{dF}{dT}\right)_v dT. \quad -P = \left(\frac{dF}{dv}\right)_T; -s = \left(\frac{dF}{dT}\right)_v \left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_T = - \left(\frac{dP}{dv}\right)_T$$

$$\left(\frac{d^2u}{dv^2}\right)_v = - \left(\frac{ds}{dT}\right)_v$$

$$\frac{d^2u}{dv^2} = - \left(\frac{dP}{dv}\right)_v = \left(\frac{ds}{dv}\right)_T \quad \boxed{\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = \left(\frac{ds}{dT}\right)_T}$$

$$dA = d(u + Pv) = Tds - Pdv + Pdv + VdP = Tds + VdP$$

$$H = H(S, P). \quad dH = \left(\frac{dH}{ds}\right)_P ds + \left(\frac{dH}{dP}\right)_S dP$$

$$T = \left(\frac{dH}{ds}\right)_P \quad V = \left(\frac{dH}{dp}\right)_s \quad \left(\frac{d^2H}{ds^2}\right)_P \left(\frac{dT}{dp}\right)_P \quad \left(\frac{d^2H}{dp^2}\right)_s \left(\frac{dV}{dp}\right)_s$$

$$\frac{d^2H}{dsdp} = \left(\frac{dT}{dp}\right)_s = \left(\frac{dV}{ds}\right)_P \quad \boxed{\left(\frac{dT}{dp}\right)_s = \left(\frac{dV}{ds}\right)_P}$$

Гиббстин энергиясы.

$$4. dG = d(u + PV - TS) = Tds - PdV + PdV + VdP + Tds + sdT = VdT - SdT$$

$$G = G(P, T). \quad dG = \left(\frac{dG}{dP}\right)_T dP + \left(\frac{dG}{dT}\right)_P dT. \quad V = \left(\frac{dG}{dP}\right)_T - S = \left(\frac{dG}{dT}\right)_P$$

$$\left(\frac{d^2G}{ds^2}\right)_T = \left(\frac{dV}{dp}\right)_T \left(\frac{d^2G}{dT^2}\right)_P = - \left(\frac{dV}{dT}\right)_P \cdot \frac{d^2u}{dsdT} = \left(\frac{dV}{dT}\right)_P = - \left(\frac{ds}{dp}\right)_T$$

$$\boxed{\left(\frac{dV}{dT}\right)_P = - \left(\frac{ds}{dp}\right)_T}$$

Гельмгольстун функциясы.

$$d\phi = (H - TS) = Tds + VdP - Tds - sdT = Vdp - sdT$$

$$\phi = \phi(P, T) \quad d\phi = \left(\frac{d\phi}{dP}\right)_T dP + \left(\frac{d\phi}{dT}\right)_P dT$$

$$\left(\frac{d\phi}{dP}\right)_T = V \quad \left(\frac{d\phi}{dT}\right)_P = -S$$

$$\left(\frac{d^2\phi}{dP^2}\right)_T = \left(\frac{dV}{dP}\right)_T \quad \left(\frac{d^2\phi}{dT^2}\right)_P = - \left(\frac{ds}{dT}\right)_P \quad \frac{d\phi}{dPdT} \left(\frac{dV}{dT}\right)_P = - \left(\frac{ds}{dP}\right)_T \left(\frac{dV}{dT}\right)_P = - \left(\frac{ds}{dP}\right)_T$$

-Максвелдин катышы

Гельмгольцтун энергиясы (же эркин энергия) - термодинамикалык потенциалдар функциясынын бири. Нем. физиги Гельмгольц тарабынан 1882 ж. бул түшүнүк киргизилген. Термодинамикалык системаны мүнөздөөчө көлөм менен температурадан көз-каранды болбогон, ички энергия, энтропия жана температура аркылуу аныкталган функция.

$$F = U - TS$$

$$dF = -SdV - TdS$$

Бирдиги кДж/моль же кДж/кг.

Энтальпия - гректин enthalpo-ысытамын деген сөзүнөн алынган. Кээде Гиббстин жылуулук функциясы д.а. Термодинамикалык тең салмактуулук макроэкономикалык системанын абалын мүнөздөйт. Энтропия менен басымдан көз-каранды эмес. Төмөндөгүдөй катыш менен аныкталат. $H = U + PV$. Энтальпия толук дифференциал – $dA = Tds + VdP$. Энтальпиянын минимум абалына, турактуу көлөм жана басым кезиндеги тең салмактуу абал туура келет. Энтальпиянын өзгөрүшүнө турактуу басым кезиндеги системага берилген же системадан алынган жылуулук санына барабар. Ошондуктан энтальпиянын өзгөрүшү фазалык өтүүдөгү жылуулук эффектерин мүнөздөйт. Турактуу басым кезиндеги жылуулуктан изоляцияланган телолордо, энтальпия турактуу сакталат, ошондуктан энтальпияны кээде жылуулукту сактоочу же жылуулук функциясы д.а. Энтальпия түшүнүгү голландия физиги Х. Каммерлинг - Оннес тарабынан киргизилген.

Беттик тартылуунун температурадан болгон көз-карандылыгынын потенциалдар методу менен түшүндүрүлүшү.

$$M: dF = -sdT + rd\Sigma. \quad F = F(r, \Sigma). \quad S = \frac{dQ}{r}.$$

$$\left(-\frac{ds}{d\Sigma}\right)_T = \left(\frac{dr}{dT}\right) \Sigma \quad \left(\frac{dr}{dT}\right) \Sigma = -\frac{1}{T} \left(\frac{ds}{d\Sigma}\right)_T = -\frac{r}{T}.$$

Эркин энергиянын мисалында пленканын бетинин температурадан болгон көз-карандылыгын келтирип чыгардык.

$$dC = -sdT + VdP$$

$$dV = -sdT - PdP$$

Тема: Бозе газ при низких температурах.

Наша звезда – это желтый карлик – это означает что эта небольшая звезда, которая по своей светимости и размеру меньше многие других. Но в основных свойствах она похожа на подавляющее большинство звезд, у них происходит термоядерная реакция превращения водорода в гелий, потом более тяжелые элементы. А вот белый карлик, это то что получается из звезды на завершающем этапе эволюции, когда термоядерная реакция приостанавливается, происходит просто оболочки, образуется какая сверхплотная звезда, которая в 100 раз меньше обычным. Поэтому между белым карликом и желтым карликом очень мало общего.

Начнем с распределенная Бозе-Эйнштейна (РБЭ), для выражение среднего квантовых чисел, который определяется следующим образом.

$$\overline{n}_k = \frac{1}{e^{\frac{E_k - \mu}{T}} - 1} \quad (1)$$

И проанализируем, как оно себе ведет при стремлении температуры к нулю. Какие значение могут принимать химический потенциал, формуле (1) разница возникает за знаком «-», и сразу же видим, что химический потенциал не может быть положительным, т.е. $\mu < 0$, теперь возможно два варианта:

Мы знаем, что при больших температурах, ведет себя как $-\text{Tln}(\frac{T}{T_0})^{3/2}$ - Больцмановскую выражения для химического потенциала. Мы считали к нему поправки, что для Ферми газа он уходит вверх, а для Бозе газа он уходит вниз, соответственно сочетание с этим условием недопустимости положительного значения для Бозе газа, мы приходим к выводу, что либо он приближается к асимптотически к нулю, может быть даже остается отрицательным-это один возможный вариант, второй вариант, если он обращается в ноль при какой то конечной температуре. Имеются ли у него решения химический потенциал равен нулю, при комнатной температуре. Число частиц определяется следующим выражением:

$$N = \frac{gm^{3/2}V}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon-\mu}{T}}-1} \quad (2)$$

Если уравнение (2) возможно, то химический потенциал становится равно нулю, т.е. $\mu(T_c) = 0$ где T_c -это температура конденсата. Уравнение (2) решается элементарно, поскольку химический потенциал отсюда выпадает, и получим следующие простое уравнение:

$$N = \frac{gVm^{3/2}}{\sqrt{2}n^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}dz}{e^z-1} \quad (3)$$

Интеграл типа (3) решается с легкостью, следующим образом:

$$\int_0^\infty \frac{z^{x-1}dz}{e^z-1} = \Gamma(x) \cdot \zeta(x) \quad (4)$$

Учитывая формулы (4) формулы (3) перепишем в следующем виде:

$$N = \frac{gVm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}dz}{e^z-1} = \frac{gVm^{3/2}T_c^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \lambda_{3/2} \quad (5)$$

Гамма функции от $3/2$ и $5/2$ соответственно равно:

$$\Gamma(\frac{3}{2}) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (6) \quad \zeta(\frac{3}{2}) = 2,6 \quad (8)$$

$$\Gamma(\frac{5}{2}) = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \quad (7) \quad \zeta(\frac{5}{2}) = 1,3 \quad (9)$$

Т. о, получается, что существуют такая температура, при которой химический потенциал обрушается в нуль. Если поставить числовые значение от формулы (6) до формулы (9), то получим: выражение температуры для бозе конденсации:

$$T_c = \frac{3,31\hbar^2}{g^{2/3}m} n^{2/3} \sim T_0 \sim \varepsilon_F \quad (10)$$

Опять у нас получилось те же выражение которое возникла уже дважды: Это величина определяется по сути той же самой формулы температура вырождения (T_0) и что энергии Ферми, различны только числовые коэффициенты. Значит, происходит следующие: химический потенциал при некоторой температуре становится, равным нулю, и далее остается равным нулю, при уменьшении температуры, т.е. наш график химический потенциала для бозе газа выглядит таким образом: Асимптотика и постепенно выводят вот такая ситуация, когда производные термодинамической величины испытывает некоторое точке скачок, и это на графике 1. показано с синим цветом, который

химический потенциал равен нулю и называется фазовым переходом второго рода. Бозе газ при охлаждении испытывает такой фазовый переход, и эта отражается на поведении его ТД ких величин. Теперь в этой области (от нуля до температуры конденсации, ясно, что все ТД кие величины вычисляется элементарно, за то что химический потенциал под знаком интеграла исчезает, все интегралы становится вычислимыми, и в отличие от Ферми газа, где мы можем их засчитать компактном виде только при нулевой температуре, а потом, найти малых поправки связанные с небольшой по сравнению с энергии Ферми температуры, здесь в Бозе газе- в этом интеграле все можно сочетать для идеального газа просто точки. Давайте начнем с энергии:

$$E = \frac{gVm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}{e^{\varepsilon/T}-1} \quad (11) \text{ или}$$

$$E = \frac{gVm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \lambda_{5/2} \quad (12)$$

Теперь энергия Бозе газе перепишем учитывая точное число частиц и температуры конденсации, напомним что N определяется следующим образом:

$$N = \frac{gVm^{3/2}T_c^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \lambda_{3/2} \quad (13) \text{ где}$$

$$E = N \frac{T^{5/2}}{T_c^{3/2}} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} = \frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \cdot \frac{3}{2} NT \quad (14)$$

$$\frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{1,3 \cdot 2}{\sqrt{\pi} \cdot 2 \cdot 6} = \frac{3}{4} \approx 0,8 \quad (15)$$

Из формулы (14) видно, что энергия Бозе газа ниже чем энергия классического газа и растет по началу с ростом температуры гораздо быстрее, Ферми газ из за того что там частицы друг к другу как бы мешает, он по энергии уходит в верх, от классического, Бозе газ наоборот вниз, там частицы наоборот как бы старается все поместится в одно состояние с минимальной энергией. Теперь формулы температуры конденсации энергии добавлю еще формулы для давления. Давление можно найти из следующий соотношений:

$$PV = \frac{2}{3} E$$

$$P = \frac{2E}{3V} \quad (16)$$

Уравнение (16) вместо энергии составим из формулы (14) и получим:

$$P = \frac{2}{3V} \frac{3NT}{2} \frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \frac{NT}{V} \quad (17)$$

$\frac{NT}{V}$ – уравнение состояние классические газа Менделеев-Клайперона

Коэффициент который равен $\frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}$ -показывает что, давления Бозе газа тоже оказывается при тех же условиях, при той же температуре, оказывается меньше чем, давления Больцмановские газы и причина та же самая, потому что, частица не только препятствует друг-другу попадать в одну и тоже квантовое состояние но и как бы стремится. Формула для давления можно переписывать с разными способами:

$$E = \frac{gVm^{3/2}T^{5/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \lambda_{5/2}$$

$$P = \frac{\sqrt{2}gm^{3/2}T^{5/2}}{3\pi^2\hbar^3} \lambda_{5/2} \quad (18)$$

Из формулы (18) явно видно, что давления не зависит от объема, при условии что температура Бозе газа ниже температуры конденсации, т.е. газ сжимаем, а давление не изменяется, если мы изотермически сжимаем, в чем же причина такого поведение? Какая то существенная часть частиц Бозе газа находится в основном состоянии, состояния с нулевой энергии, а раз энергии равной нулю, импульс равной нулю, ясно что такие частицы не оказывает или не вносит вклада для давления и в результате, когда мы газ сжимаем, изотермически, просто еще больше и больше число частиц переходит это в основное состояние, вклад давление не дает. Теперь чтобы этот эффект перехода макроскопический большого числа частиц в основное состояние, убедить более явно, давайте вернемся к выражению для полного числа частиц и заметим, что, если имеется некоторый минимум парадокс, а именно ту формулу, которой ранее написано для полного числа частиц, при температуре равной температуре конденсации, ее точно также можно записать для любой температуры, для температуры ниже температуры конденсации, и оно будет иметь тоже самой вид.

$$N = \frac{gVm^{3/2}T_c^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{cd\varepsilon}}{e^{\varepsilon/T}-1} = \frac{gVm^{3/2}T_c^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \lambda_{3/2} \quad (T \leq T_c) \quad (19)$$

Получается, слева стоит величина постоянная (полное число частиц газа(N)), а справа величина которой уменьшается с уменьшением температуры. Как это возможно? Разрешение этого противоречие очень простое, если посмотрим квазиклассический интеграл, что в нем вклад состояния энергией равно нулю, просто пропадают из-за множителя $\sqrt{\varepsilon}$, т.е. до тех пор пока состояния с наименьшей энергией который мы считаем равным нулю. Это конечно не совсем так, каким бы не был большим сосуд, которым находится газ, все равно состояния с минимальной энергией не соответствует нулевыми импульсу, это бы нарушил в принципе не определенности, по этому понятно что импульс чрезвычайно мало при макроскопических размерах систему и его можно считать нулем. При такой замене мы вклад этого нулевого импульса выбрасываем, скоро состояния с нулевой энергией находится небольшое количество частиц, ничтожной по сравнению с полным количестве частиц. Это не носит никакой ошибки при расчете. Если возможной ситуации, которой макроскопический большой число частиц спустилась все в одном состоянии с нулевой энергии или минимальной энергии, то какая замена квазиклассическом приводит к тому что, мы как раз вклад этих частиц не прибегаем. Значит формула (19)- это не полное число частиц, а число частиц, а число возбужденных состояний. Тогда противоречие снимается, этот интеграл показывает, что каково количество частиц Бозе газа находящихся во всех состояниях кроме основном. И мы видим, что при температуре меньше, чем температуры конденсации – это число начинает падать, а значит в основном состоянии возникает макроскопический большое число частиц. И мы его будем означать N_0 . Учитывая формулы (10) формулу формулы (19) можно переписать в следующем виде:

$$N_* = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \quad (20) \text{ – число возбужденных состояний}$$

$$N_0 = N \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right) \quad (21) \text{ – число частиц в основном состоянии}$$

Вот здесь мы видим, в им проявляется процесс фазового перехода второго рода при прохождении температуры через точку конденсации. А в одном квантовом состоянии, именно состояние с наименьшей энергией начинает концентрироваться макроскопический большой количества частиц, число которых растет по закону (21). Поэтому это температура и называется температурой конденсации, что сам процесс- это процесс выпадение частиц основное состояние, и процесс конденсации – он называется Бозе-Эйнштейновской конденсации, один из наиболее известных законов физики конденсированных состояний. Теперь заверить этот часть который посвященных получение ТД-них величин, Бозе газе при температуре, ниже температуры конденсации. Давайте сосчитаем и еще теплоемкость и энтропию Бозе газа. Энтропия определяется в следующем образом:

$$C_V = \left(\frac{dE}{dT} \right)_V = \frac{5}{2} N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \quad (23)$$

Где полная энергия системы определялась в следующем образом:

$$E = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \quad (22)$$

Из формулы (23) можно найти энтропии, т.е. энтропия с теплоемкостью связана следующим образом:

$$C_V = T \left(\frac{dS}{dT} \right)_V \quad (24) \text{ отсюда энтропию}$$

$$S = \frac{C_V}{T} dT \quad (25)$$

Поставляя вместе теплоемкости (23) на (25) получим:

$$\left(\frac{dS}{dT} \right)_V = \frac{5}{2} N \frac{T^{1/2}}{T_c^{3/2}} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \quad S = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \quad (26)$$

Наконец, зная энтропию, и энергию можно найти свободную энергию Бозе газа:

$$F = E - TS = -\frac{3}{2} E \quad (27)$$

Последняя, посмотреть, каким образом ведет себя теплоемкость при изменении температуры от нуля до температуры конденсации, и как это соотносится теплоемкостью классического газа?

Напомним, что классический Больцмановский газ без структурных частиц имеет теплоемкость в следующем виде:

$$C_V^{\text{кл}} = \frac{3}{2} N \quad (28)$$

Поэтому теплоемкости Бозе газа учитывая формулы (28) формулы (23) можно преобразовать в следующем виде:

$$C_V^{\text{Б}} = \frac{5}{3} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} C_V^{\text{кл}} \quad (29)$$

Давайте вычислим $\frac{5}{3} \frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}}$ – это число, чтобы понять теплоемкость Бозе газа в

точке конденсации больше или меньше теплоемкость классического газа.

$$\frac{\lambda_{5/2}}{\lambda_{3/2}} \approx \frac{3}{4} \quad (30)$$

$$C_V^B = 1,28 \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} C_V^{кл} \quad (31)$$

Из формулы (31) видно, что теплоемкость Бозе газа в точке конденсации больше, чем теплоемкостью классического газа. Если все ТД-кие величины изображать графически, то поведение теплоемкости довольно интересно. Будем сравнивать графики Ферми газа, Бозе газа и классического Больцмановского газа. Рисование все этих газов, достаточно условно, потому что каждый конкретный газ, он Ферми или Бозе, или Больцмановской – там разные массы, числовые значения энергии совершенно разными, но мы будем их просто качественно будем сравнить. Начнем с энергией приходящейся на одну частицу от функции температуры. В случае Больцмановского газа это. Ферми газ имеет при нулевой температуре энергию $\frac{5}{3} \varepsilon_F$. И потом энергия от этого минимального значения квадратично расти с ростом температурой, но эти квадрат поправки мы с вами посчитали в прошлый раз и асимптотически уходит на класс. Больцмановский газ. Энергия же Бозе газа при низких температурах пропорционально температуре классической газа, но быстрее, при T_c - температуры конденсации происходит фазовой переход второго рода. Теперь теплоемкость. Для классического газа не зависит от температура и равен $\frac{3}{2} N$. Для Ферми газа при низких температурах растет линейно, и асимптотически уходит в классическое значение, а для Бозе газа, мы только что увидели, теплоемкость растет по закону $\frac{3}{2}$ и в тоже конденсации превышает значение классической теплоемкости, а потом асимптотически уменьшается до классического газа. Это тоже поведение фазового перехода. Теперь можно построить график давление, зависимость давление от объема при постоянной температуре. Для классического газа – это закон Гей-Люссака, и давление пропорционально $P \sim \frac{1}{V}$. для Ферми газа $P \sim \frac{1}{V^3}$ и возрастает быстрее им классический газ. Давление Бозе газа до температуры конденсации давление не зависит от объема. Если мы увеличиваем объем, для температуры конденсации уменьшается, это конденсации $N^{3/2}$, с ростом объема, она падает, по этому мы изотермически будем увеличивать объем бозе газа, ранее или поздно, мы перейдем через температуры конденсации, и постоянный закон за температурой конденсации сменится, т.е. асимптотически уменьшая постоянно приходит классический газ. Наконец, химический потенциал-зависимость от температуры. Ферми газ ведет себя при нулевой температуре он равен энергии ферми $\varepsilon_F = \mu$, потом начинает уменьшатся и асимптотически совпадает химическим потенциалом Больцмановского газа. И на концу, Бозе газ-химический потенциал равен нулю, вплоть до температуры равный температуры конденсации, а потом становится отрицательным, и уходит снизу до классического Больцмановского газа. В области высоких температур, высоко температурный поправки по всему энергия, теплоемкость, давление и химический потенциал мы находим в той лекции когда рассматривали общее соотношение идеальному квантовому газу.

Эти схемы суммирует те знание которые идеальных квантовых газах при различных температурах, который мы обсуждали последних в трех лекциях.

В заключение я хотел бы несколько слов сказать о том, что в каких системах Бозе конденсация реально наблюдаются. Бозе конденсации увидеть сложнее, чем особые свойства Ферми газа при низких температурах, потому что у Ферми газа возникает вот этот эффект, высаживание частиц, последовательно во все состояния с возрастающей энергией, вплоть до энергии Ферми, поэтому если плотность достаточно высоко, то во-первых энергия Ферми может оказывается большой по сравнению, например с комнатной температурой, даже при температуре которую существуют в звездах. И поэтому существуют объекты, в общем то горячие с некоторой точки зрения которых тем не менее, энергия Ферми гораздо больше температуры и можно рассматривать как Ферми газ при низких температурах, или Ферми газ при нулевой температуре. Более того мы видели, что более высокой плотности, Ферми газ становится все более, более идеальным, поэтому такой плотный объект, как Белый карлик, оказывается не только Фермиевским газом, электронным, при низкой температуре, и еще с хорошей точностью идеальным Фермиевским газом, который мы обсуждали ранее.

Бозе газом сложнее, поэтому что, при массовом переходе частиц в основное состояние, с очень малой энергией, естественно взаимодействие между этими частицами начинается играть большую роль, и достаточно сложно найти систему, который не просто происходило бы Бозе конденсация, а еще и в таких условиях, что ее можно хотя бы разумной точности считать идеальным газом.

Поэтому, здесь между предсказанием эффекта Бозе-Эйнштейновский конденсации, которое самого название ясно, что это происходило начало XX века, до вплоть наблюдения Бозе конденсации в тех условиях, когда теория рассмотренные нами, хотя бы более или менее применимо, прошло длительное время. Три системы которых возникает явления Бозе –Эйнштейна. Первое, по времени который был экспериментально обнаружено-это явления сверхпроводимость.

<p>1.Сверхпроводимость. Fritz London-1938. 1911. Каншерлинг- Оннес, Нобелевской премии-1913. 1950-Ландау- Гинзбург 1957-Бардин-Купер- Шриффер-БКШ</p>	<p>2.Сверхтекучесть. Fritz London-1938. 1938.Капица. Нобелевской премии-1978. 1940-Ландау 1962-Нобелевской премии</p>	<p>3.Бозе- Эйнштейновская конденсация разрешенных газов. 1995-Корнел Кеттерле, Вимен 2001-Нобелевской премии. $n \approx 10^{21} \frac{1}{\text{см}^3}$ $T_c \approx 10^{-7} \text{K}$ $\approx \frac{\hbar^2}{m} n^{2/3}$</p>
---	---	---

1. Сверхпроводимость: проводимость обусловлен электронами, электроны- это частицы Ферми, здесь Бозе конденсация выступает в качестве в виде очень тонкого эффекта который был полностью теоретически объяснён в 1950г. Ландау-Гингзбург, позе 1957-БКШ теория. Дали последовательное объяснения эффекту СВПи- как Бозе конденсации электронных пар, т.е. естественно не электроны конденсирует, но очень слабая взаимодействия которая возникает из-за взаимно вне электронов со всеми кристаллами, т.е. электронов с решеткой, электроны отталкиваются друг от друга, притягивается к ионам решетки, а если все эти взаимно-вне про суммировать, остается очень слабая притяжение между электронами энергия которых не велика, это притяжения проводит к тому, что эти электроны создает слабосвязанные пару систему и они ведет себя как бозоны и у них спин равен нулю ($S = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$) Бозоны подвержены к эффекту Бозе конденсации, когда они все переходят в основное состояние, сопротивление исчезает, потому что сопротивление по сути своей- это и есть переход от одного состояние в другого в результате столкновение, а все частицы находятся в одном состояние, тонкого не происходит, возможно течение быстрее- и происходит явление СПТ...
2. Сверхтекучесть. Явления была открыто 1938-г Капица, Fritz London – в1938г предположения, что СВП и сверхтекучесть это проявление Бозе конденсации, и свои расчету по СВП не довел до конца. И СВП и СВТ-очень далеки от идеальности. Потому что при охлаждении газа нормальной конденсации квантовые эффектами типа Бозе конденсации наблюдается в жидкостях, конечно же это система сильно взаимодействует между молекулами, особенно при таких низких энергиях теория идеального газа, абсолютно не подходит для количественного списания, оба эффекта, хотя демонстрирует нам проявления БЭ конденсации.
3. Бозе-Эйнштейновская конденсация разреженных газов. Этот эффект экспериментально был открыт в 1995-году в США объединенный институте лабораторной астрофизике в штате Колорадо Эриком Корнемом и Карлом Виманом и из Массачусетского технического института Вильфгангом Кеттерле. Они в 2001г за это открытие получили Нобелевскую премию. Когда, тогда охлаждения газа до температур гораздо меньше Кельвина. В первые Корнелл и Виман конденсировали рубизей в количество 2000 атомов, концентрация газов $n = 10^{12} \text{ 1/см}^3$, $T_c = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ К}$ (170 нанокельвин). Естественно здесь самое сложное охладить газа до такой температуры, существуют опциальные техники, которые основано на использование лазеров, магнитных ловушек и только в середине прошлого века с их помощью удалось достичь в масштабах микро кельвин до нано Кельвин и только тогда удалось конденсировать газы при такой малой плотности, они остаются близким к идеальным в эксперименте Кеттерли

сделан в три месяца позже, ему удалось концентрировать газ уже существенно большей плотности т.е. $2 \cdot 10^5$ атомов. И возникла система, которой газ уже довольно хорошо применим, потому что мы здесь выписываем, все эти формулы не только для идеального газа, но и применим большого количества частиц, тоже что статический подход описание систем имеет смысл. И Кеттерли был первым, кто получил статически большую систему, близкую по свойствам к идеальному газу, состояние БЭК та. Свойства газов таких состояниях достаточно удивительно, потому что это система описываемой единой волновой функцией, и при этом имеющей макроскопический размер, поэтому такие системы могут демонстрировать чисто квантовые свойства, которой для макро объектов обычно не наблюдается. Б.Э.К.- дает нам возможность наблюдать квантовые свойства макрообъектов. В частности, если взять Бозе конденсированного газа, просто два облачка газа, который везет поле магнитной ловушки и совместить их, например это делается так, что магнитное поле отключается, и эти газы свободно падает в поле тяжести Земли, расплываясь, на ползает друг на друга, то поскольку каждый из них находится в едином квантовом состоянии, и описываемый волновой функцией которой есть свое фаза, одно волновая функция описывает 1000 или даже сотни тысячи атомов, то перекрывая два облака испытывает состояние квантовой интерференции, т.е. в каких то точках атомы исчезают, а в каких то точках становится больше, т.е. плотность становится в нуль или увеличивается в четыре раза, это можно наблюдать наглядно, другие квантовые эффекты характерны для макро мира.

Лекция Флуктуация Флуктуация теориясы.

1. Флуктуациянын термодинамикалык теориясы

Флуктуациянын аныктоосу. Физикалык чоңдуктардын маанисинин орточо маанисинин айланасынан четөөсү – флуктуация деп аталат. Статистикалык физикада орточо маанисин гана эмес, орточо маанисинен четтөөсүн да эсептөөгө болот. Эгерде A -кандайдыр бир өзгөрмөлүү чоңдуктун мааниси болсо, а.э. \bar{A} -анын орточо мааниси, анда орточо маанисинен четтөөсүн төмөндөгүдөй табабыз:

$$\Delta A = A - \bar{A}$$

A -чокусунан өзгөргөндүктөн, ΔA - оң жана терс болгон түрдүү маанилерге ээ болушу мүмкүн. Четтөөнүн орточосу ар дайым нөлгө барабар б.а. $\overline{\Delta A} = 0$. Ошондуктан ар дайым нөлдөн айымалуу болгон орточо маанисинен четтөөнүн орточо квадраттык маанисин алабыз $\overline{(A - \bar{A})^2} \neq 0$ жана бул чоңдук статистикалык физикада дисперсия деп аталат жана төмөнкүгө барабар.

$$\gamma = (\overline{\Delta A})^2 \quad (1)$$

$$\text{анда } \gamma = \overline{(\Delta A)^2} = \overline{(A - \bar{A})^2} = \overline{A^2 - 2A\bar{A} + (\bar{A})^2} = \overline{A^2} - 2\bar{A}\bar{A} + (\bar{A})^2 = \overline{A^2} - 2\bar{A}\bar{A} + (\bar{A})^2 = \overline{A^2} - (\bar{A})^2$$

орточо квадраттык четтөөсүнүн квадраттык тамыры орточо маанисинен четтөөнүн даража чени – флуктуациясы деп аталат жана төмөнкүгө барабар.

$$\delta = \sqrt{(\overline{\Delta A})^2} = \sqrt{\overline{A^2} - (\bar{A})^2} \quad (1.2)$$

(1.1)нен (1.2) төмөнкүгө барабар

$$\delta = \sqrt{\gamma} \quad (1.3)$$

Өз ара көз каранды болбогон эки өзгөрмөнүн дисперцияларынын суммасы ар бир өзгөрүлмөнүн дисперсиясынын суммасына барабар б.а.

$$[\overline{\Delta(A - B)}]^2 = (\overline{\Delta A + \Delta B})^2$$

Статистикалык физиканын киришүүсүндө сөз болгондой биз, бөлүкчөнүн саны өтө көп болгон системага да кездешибиз мүмкүн. Мындай системалардын кээ бир мүнөзү аддитивдүүлүк касиетине ээ болушу мүмкүн. М: системанын энергиясы аддитивдүү касиетке ээ б.а. бардык энергия – ар бир бөлүгүндөгү энергиялардын суммасына барабар. Айталы N бөлүкчөдөн турган система үчүн M-аддитивдүү чоңдук болсун.

$$M = \sum M_k \quad (1.4)$$

Ушундай эле касиетке M чоңдугунун орточо мааниси да ээ б.а.

$$\bar{M} = \sum_k \bar{M}_k \quad (1.5)$$

M чоңдугунун флуктуациясын табалы.

$$(\overline{\Delta M})^2 = \sum_k (\overline{\Delta M}_k)^2$$

Система бирдей бөлүкчөлөрдөн тургандыктан, бөлүкчөлөрдүн орточо квадраттык четтөөсү бирдей б.а.

$$(\overline{\Delta M}_1)^2 = (\overline{\Delta M}_2)^2 = \dots = (\overline{\Delta M}_c)^2 \text{ анда } (\overline{\Delta M})^2 = N(\overline{\Delta M}_c)^2 \quad (1.6)$$

Ошентип бөлүкчөлөрдүн санына пропорциялаш. Мындан M чоңдугунун флуктуациясы бөлүкчөлөрдүн санынын квадраттык тамырына пропорциялаш б.а.

$$\sqrt{(\overline{\Delta M})^2} = \sqrt{N} \quad (1.7)$$

Ошентип системадагы бөлүкчөлөрдүн саны өзсө, флуктуация жогорулайт. Ошентсе да, флуктуациянын мааниси системадагы четтөөнүн салыштырмалуулугун канааттандыруу түшүндүрө албайт, ошондуктан салыштырмалуу флуктуация чоңдугун киргизебиз. Б.а.

$$\delta = \frac{\sqrt{(\overline{\Delta M})^2}}{M} \quad (1.8)$$

Средняя энергия через статистическая сумма определяется следующим образом:

$$\langle \varepsilon \rangle = -\frac{1}{z} \frac{\partial z}{\partial \beta} = -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z \quad (1)$$

Дисперсия или флуктуации этой средней энергии определяется следующим образом:

$$\sigma_\varepsilon^2 = \langle \varepsilon^2 \rangle - (\langle \varepsilon \rangle)^2 = \langle \varepsilon^2 \rangle - \left(\frac{1}{z} \frac{\partial z}{\partial \beta} \right)^2 \quad (2)$$

Среднеквадратичной энергии:

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{1}{z} \sum \varepsilon_i^2 e^{-\beta \varepsilon_i} = \frac{1}{z} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} z = \frac{1}{z} \frac{\partial^2 z}{\partial \beta^2} \quad (3)$$

Учитывая, формула (3) и (2), наконец дисперсии энергии одной молекулы:

$$\sigma_\varepsilon^2 = \frac{1}{z} \frac{\partial^2 z}{\partial \beta^2} - \frac{1}{z^2} \left(\frac{\partial z}{\partial \beta} \right)^2 = + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \ln z = \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{1}{z} \frac{\partial z}{\partial \beta} \right) \quad (4)$$

Через статической суммы выразили свободной энергии, самую мощную термодинамической функции. Через статистической сумма мы можем подсчитать среднюю энергию, и можем подсчитать флуктуации этой средней энергии. Вот почему, найти стат. суммы какой-нибудь ТД-кой системы — это очень важная физическая задача. (4) – формулы можно в следующем образом можно переписать, если учесть (1) уравнение.

$$\sigma_\varepsilon^2 = - \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial \beta} \quad (5)$$

Давайте от формулы (5) дифференцирование от β перейдем к дифференцированию от температуры. Что такое у нас β ? Т.е. β определяется следующим образом:

$$\beta = \frac{1}{k_B T} \quad (6)$$

$$\beta T = \frac{1}{k_B}$$

$$d(\beta T) = 0 \quad (7)$$

$$T d\beta + \beta dT = 0 \quad d\beta = - \frac{\beta}{T} dT \quad (8)$$

Учитывая формулы (6), формулы (8) можем переписать в следующем образом:

$$d\beta = - \frac{\beta}{T} dT = \frac{1}{k_B T^2} dT \quad (9)$$

формулы (9) можно поставит в формуле (5), тогда имеем:

$$\sigma_\varepsilon^2 = - \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial \beta} = + k_B T^2 \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial T} \quad (10)$$

Кто помнить, как убывает погрешность с ростом числа измерений? Она убывает обратно пропорционально корню числа измерений. Я хочу найти дисперсию внутренней энергии. Что такое внутренней энергии? Это энергия всех молекул нашего газа:

$$U = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_N = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \quad (11)$$

Сумма энергии умножим и разделим на количество частиц:

$$U = \frac{N}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \quad (12)$$

Здесь энергии всех частиц разделит на их число, то получается средняя энергия, т.е.

$$\frac{\sum \varepsilon_i}{N} = \langle \varepsilon \rangle \quad (13)$$

Учитывая формулы (13), формулы (12) можно переписать в следующем образом:

$$U = N \frac{\sum \varepsilon_i}{N} = N \langle \varepsilon \rangle \quad (14)$$

Каждая молекула ведет себя независимо от других, но они редко сталкивается, потом опять двигается, не обращая внимание на остальных молекулах. Флуктуация внутренней энергии будет:

$$\sigma_u^2 = \sigma_{\varepsilon_1}^2 + \sigma_{\varepsilon_2}^2 + \sigma_{\varepsilon_3}^2 + \dots = N \sigma_\varepsilon^2 \quad (15)$$

Давайте умножим обе часть (и левые и правые) формулы (10) на число молекул

$$N\sigma_\varepsilon^2 = k_B T^2 \frac{\partial N \langle \varepsilon \rangle}{\partial T} \quad \sigma_u^2 = k_B T^2 \frac{\partial u}{\partial T} \quad (16)$$

Формула (16) – это связь дисперсии и внутренней энергии. Внутренней энергии будем проверять, используя модели идеального газа. Внутренней энергии идеального газа это число кинетическая энергия, молекулы не взаимодействует друг с другом, за исключением некоторых молекул который столкнулись, но продолжают двигаться. Газа Ван – дер –Ваальса внутренней энергии-это кинетическая энергия и их энергия притяжения молекул. А здесь внутренняя энергия-это чиста кинетическая энергия. Так, где средняя энергия найти, вспомнит теорему «о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы», т.е.

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} k_B T \quad (17)$$

Учитывая формулы (17), формулы (14) перепишем в следующем виде:

$$U = N \langle \varepsilon \rangle = N \frac{i}{2} k_B T \quad (18)$$

где i -число степеням свободы идеального газа. Формулу (18) продифференцируем по температуре:

$$\frac{\partial u}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} (N \frac{i}{2} k_B T) = \frac{Ni}{2} k_B \frac{\partial T}{\partial T} = N \frac{i}{2} k_B \quad (19)$$

Формулы (19) поставим на формулы (16), и получим:

$$\sigma_u^2 = N (k_B T)^2 \frac{i}{2} \quad (20)$$

Само среднеквадратичное отклонение

$$\sqrt{\sigma_u^2} = k_B T \sqrt{\frac{i}{2} N} = \sigma_u \quad (21)$$

Это абсолютная погрешность и увеличивается с ростом число частиц. Относительное погрешность:

$$\delta_u = \frac{\sigma_u}{U} = \frac{k_B T \sqrt{\frac{i}{2} N}}{k_B T \frac{i}{2} N} = \frac{\sqrt{\frac{2}{i}}}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (22)$$

Из формулы (22) видно, что относительная погрешность обратно пропорционально корню число частиц. Поэтому внутренняя энергия в термодинамике четко определенное величина. Флуктуация ее значение обратно пропорционально корню из числа частиц системе. Число типичное частица-это число Авогадро, т.е. $N_A = 6 \cdot 10^{24}$, тогда из формулы (22)

$$\sigma_u \sim \frac{1}{\sqrt{N_A}} \sim \frac{1}{\sqrt{6 \cdot 10^{24}}} \sim 10^{-12} \quad (23)$$

Эту задачи – флуктуации решил А. Эйнштейн. Эйнштейну очень нравилась ТД-е, из-за его аксиоматического характера. Эйнштейн не учился на физтехе, ничего не слышал про нулевое начало ТД-ки, т.е. не все аксиомы он помнил, нулевым ТД начале говорится: *«о существование ТД-кого равновесие, который будет не определенно долго будет себя поддерживать, это равновесие характеризуется температурой, который в ТД-ком равновесии тоже имеет постоянное знание»*. Эйнштейн об этом не слышал, и взял и подсчитал флуктуации температуры. Т.е. состояние ТД-кой равновесии по Эйнштейну температуры не постоянно, а

флуктуирует около своего среднего значение. Как найти флуктуации температуры? Используем флуктуации внутренней энергии:

$$\sigma_u^2 = \langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2 \quad (24)$$

σ_u^2 - средне квадратичная отклонение внутренней энергии. Внутренней энергии (*18) можно преобразовывать на следующим виде:

$$U = \frac{Ni}{2} k_B \cdot T = \frac{N}{N_A} \cdot N_A k_B T \frac{i}{2} = \nu \cdot R \frac{i}{2} T \quad (25)$$

$$\text{Где } N_A \cdot k_B = R \quad (26)$$

$$N/N_A = \nu \quad (27)$$

$$\frac{i}{2} R = C_v \quad (28)$$

Тогда из формулы (25) получим

$$U = \nu C_v T \quad (29)$$

Формулы (24) можно переписать так:

$$\sigma_u^2 = \langle (u - \langle u \rangle)^2 \rangle \geq \nu^2 C_v^2 \langle (T - \langle T \rangle)^2 \rangle \quad (30)$$

Из формулы (30)

$$\sigma_T^2 = \langle (T - \langle T \rangle)^2 \rangle \quad (31)$$

Обозначим, тогда формулы (30) будет:

$$\sigma_u^2 = \nu^2 C_v^2 \sigma_T^2 \quad (32)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sigma_u^2}{(\nu C_v)^2} \quad (33)$$

Из формулы (33) видно, что температура действительно флуктуирует, наша нулевое начало из абсолютной оксиомы преращается в некоторое приближение. Это приближение хорошее или плохое? Они пропорционально с точностью до постоянного коэффициента, поэтому относительная погрешность измерение температуры которые определяется следующим образом:

$$\delta_T = \frac{\sigma_T}{\delta} = \frac{\sigma_u}{u} = \frac{\sqrt{\frac{i}{2}}}{\sqrt{N}} \quad (34)$$

Т.е. нулевое начало выполняется лишь, а статистически, но с очень высокой степенью точностью, если наша ТД-кое система не мало. Опять берем числа частиц в порядке число Авогадро, и получаем что относительная флуктуация в порядке 10^{-12} .

Давайте рассмотрим флуктуации число частиц в какой-нибудь объеме. Допустим в нашей аудитории выделим маленький объемчик, стенок у него нет, молекула свободно залетает и вылетает отсюда, и мы каким-то суперфотоаппаратом их фотографируем и смотрим как меняется число молекул в данном объемчике. Ясно, что чем меньше будет этот объемчик, тем чаще мы увидим, что число молекул в нем будет меняться заметно. Объем будем обозначать $-V$, каково будет вероятность $-P$. Того что в объеме V попадает хоть одна молекула. Объем аудитории будет $V_{\text{аудит}}$, то вероятность будет:

$$P = \frac{V}{V_{\text{аудит}}} \ll 1 \quad (35)$$

Вероятность того, что в нашем объем находится N частиц описывается так называемым распределением Пуассона и выглядит оно в следующим образом:

$$P_N = e^{-\alpha} \frac{\alpha^N}{N!} \quad (36)$$

Можно убедиться, что это распределение Пуассона удовлетворяет условия нормировки. Какова вероятность того, что частичка находится хоть сколько-то частиц? т.е.

$$\sum_{N=0}^{\infty} P_N = e^{-\alpha} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{\alpha^N}{N!} \quad (37)$$

где

$$\sum_{N=0}^{\infty} \frac{\alpha^N}{N!} = e^{\alpha} \quad (38)$$

Учитывая (38) формулы (37) можно переписать в следующем виде:

$$\sum_{N=0}^{\infty} P_N = e^{-\alpha} \cdot e^{\alpha} = 1 \quad (39)$$

Хочу, придать математический смысл параметра α . Параметр α – это среднее число частиц, в нашем малом объеме -V. Как подсчитать среднее число частиц?

$$\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N P_N = \sum_{N=1}^{\infty} N P_N \quad (40)$$

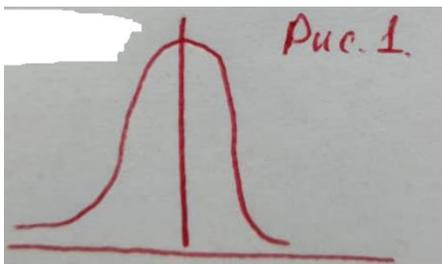
Формулу (36) подставим на формулу (40) и имеем:

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= \sum_{N=1}^{\infty} N e^{-\alpha} \frac{\alpha^N}{N!} = e^{-\alpha} \sum_{N=1}^{\infty} N \frac{\alpha^N}{N!} = e^{-\alpha} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\alpha \cdot \alpha^{N-1}}{(N-1)!} = \\ &= e^{-\alpha} \cdot \alpha \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\alpha^i}{i!} = \alpha \end{aligned} \quad (41)$$

$$\sum_{i=0}^{\infty} \frac{\alpha^i}{i!} = e^{\alpha} \quad (42)$$

$$i=N-1 \quad (43)$$

из формулы (41) параметр α – из распределения Пуассона имеет смысл среднего значения число частиц. Нас интересует дисперсия, а кстати почему нас интересует дисперсия? Нормальное распределение, которые показана на рис.1. почему нормальное? Потому что, встречается очень часто, центральное предельное



теорема. Что если у нас есть много мелких случайных факторов, не важно, как каждый из этих факторов имеет какое распределение. Лишь бы они были маленькими не было какое ни будь довлеющего. И не взаимодействовали особенно друг с другом, тогда вот сумма этих случайных факторов оказывается распределенный по

нормальному распределению. И вот мы подсчитали дисперсию энергии, что мы можем написать распределение энергии будет в следующем образом:

$$w_{\varepsilon} = A e^{-\frac{(\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle)^2}{2\sigma_{\varepsilon}^2}} \quad (44)$$

где A- нормировочный множитель

Точно также можно написать распределение температуры и.т. Вот давайте подсчитаем сейчас чему равняется дисперсия нашего распределения Пуассона. Дисперсия распределения Пуассона даст нам как раз флуктуации число частиц выделенном объеме. И так что такое дисперсия? Дисперсия число частиц определяется следующим образом:

$$\sigma_N^2 = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \quad (45)$$

Среднее значение число частиц определена с помощью формулы (40), т.е. учитывая это формулы (45) можно переписать в следующем виде:

$$\sigma_N^2 = \langle N^2 \rangle - \alpha^2 \quad (46)$$

Теперь найдем среднее значение квадрата. Значение функции умножаем на вероятность этого значение и суммируем по всем возможным значениям, т.е.

$$\langle N^2 \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N^2 P_N = \sum_{N=1}^{\infty} N^2 e^{-\alpha} \frac{\alpha^N}{N!} = e^{-\alpha} \cdot \alpha \sum_{N=1}^{\infty} N \frac{\alpha^{N-1}}{(N-1)!} \quad (46a)$$

$$\begin{cases} N - 1 = i \\ N = i + 1 \end{cases} \quad (47)$$

Учитывая (47), формулу (46a) перепишем в виде: <

$$\langle N^2 \rangle = \alpha \sum_{N=0}^{\infty} (i + 1) P_i = \alpha [\sum_{i=1}^{\infty} i P_i + \sum_{i=1}^{\infty} P_i] \quad (48)$$

Учитывая условия нормировки формулы (39) и формулы (41) формулы (48) перепишем в следующем виде:

$$\langle N^2 \rangle = \alpha(\alpha + 1) \quad (49)$$

$$\langle N^2 \rangle = \alpha^2 + \alpha \quad (50)$$

Учитывая формулы(50) и формулы (46) перепишем:

$$\sigma_N^2 = \alpha^2 + \alpha - \alpha^2 = \alpha = \langle N \rangle \quad (51)$$

А что мы называем концентрацией? Это среднее число частиц в единице объема, т.е.

$$\sigma_N^2 = \langle N \rangle = n V \quad (52)$$

Относительная флуктуация частиц:

$$\delta_N = \frac{\sigma_N}{\langle N \rangle} = \frac{\sqrt{nV}}{nV} = \frac{1}{\sqrt{nV}} \quad (53)$$

Если объем мы выбираем малым, флуктуация будет велика, если объем берется большим, тогда относительная флуктуация будет мало. Как еще можно написать концентрацию? У нас есть уравнение молекулярной кинетической теории:

$$P = n k_B T \quad (54)$$

$$n = \frac{P}{k_B T} \quad (55)$$

учитывая (55) формулу (53) можно переписать:

$$\delta_N = \frac{1}{\sqrt{nV}} = \sqrt{\frac{k_B T}{PV}} \quad (56)$$

Из формулы (56) – PV- это уравнение идеального газа Менделеев- Клапейрона, его можно преобразовать в следующем виде:

$$PV = \nu RT = \frac{N}{N_A} RT = \frac{N}{N_A} k_B N_A T = N k_B T \quad (57)$$

Формулы (57) поставим на формулы (56) и получим:

$$\delta_N = \sqrt{\frac{k_B T}{k_B T \langle N \rangle}} = \frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} \quad (58)$$

Т.е. получаем формулы (22), число среднее $\langle N \rangle \approx N_A$ в порядке число Авогадро, и флуктуация очень мало, и получаем снова классическое ТД-ки.

Давайте познакомимся с еще одной задачей. Как у нас флуктуирует объем? Давайте выберем для решения этой задачи некоторый модель, а в конце мы видим, что параметр этой модели флуктуации никак не зависит, те наш результат носить общий характер. На рис.2 показано поршень, и площадь поперечного сечения S_{\perp} и есть цилиндр с пружиной жесткостью $k_{\text{упр}} \cdot l_{\text{равн}}$ — т.е. в этом месте давление газа уравнивается с упругой силой. $X=0$ — начало координат. Поршень будет колебаться вблизи своего положения равновесия. Поршень колеблется вблизи положения равновесия, объем газа ограничивающиеся с поршнем тоже будут колебаться. Δl_0 — расстояние на которое была поджата эта пружина. Тогда напишем дисперсию нашего поршня от положения равновесия.

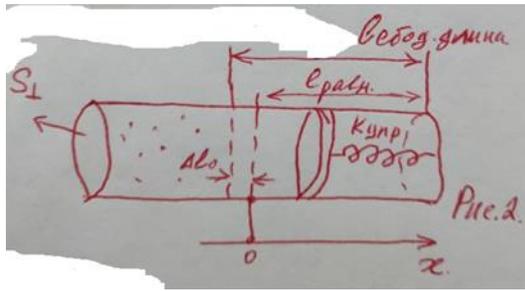


Рис.2

колебаться. Δl_0 — расстояние на которое была поджата эта пружина. Тогда напишем дисперсию нашего поршня от положения равновесия.

$$\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (59)$$

А каково будет среднее значения колебания поршня положения равновесия? Ноль будет, т.е. с одинаковой вероятностью смещается справа или влево т.е.

$\langle x \rangle = 0$, тогда из формулы (59) получается

$$\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle \quad (60)$$

А объем, как меняется с изменением смещения x ?

$$\Delta V = S_{\perp} \cdot x \quad (61)$$

Дисперсия объема средней квадрат поперечного сечения на средний квадрат смещения:

$$\sigma_V^2 = S_{\perp}^2 \langle x^2 \rangle \quad (62)$$

Так, вспомним про пружинку. Поршень колеблется, сжимает, разжимает пружинку, пружинка запасается средняя потенциальная энергией. Колебания очевидно будет маленькими, значит наш поршень можно рассматривать, как гармонический осциллятор. Кто помнить, как связана среднее значение кинетической и потенциальной энергии в гармоническом осцилляторе? Т.е. они одинаковы. Только у гармонического осциллятора среднее потенциальная энергия — берется потенциальная энергия, интегрируется за период и делится на величину периода. Среднее потенциальная энергия определяется в следующем виде:

$$\langle \Delta \Pi \rangle = \langle K \rangle \quad (63)$$

А по теореме равномерном распределение кинетической энергии системы. Что можно сказать о среднее кинетической энергии поршне, если находится в тепловом равновесии при температуре T . Сколько у него степеней свободы о поршне? Одной степени свободы. Достаточно одной координат, чтобы задать его положение. Значит это будет:

$$\langle \Delta \Pi \rangle = \langle K \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (64)$$

Оказывается писать среднее значение потенциальном энергии.

$$\langle \Delta \Pi \rangle \geq \left\langle \frac{k_{\text{упр}}}{2} (x + \Delta l_0)^2 - \frac{k_{\text{упр}}}{2} (\Delta l_0)^2 \right\rangle \geq \frac{k_{\text{упр}}}{2} \langle x^2 + 2\Delta l_0 x + (\Delta l_0)^2 - (\Delta l_0)^2 \rangle$$

$$\langle \Delta \Pi \rangle = \frac{k_{\text{упр}}}{2} \langle x^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (64)$$

Из (64) находим $\langle x^2 \rangle$, тогда имеем

$$\langle x^2 \rangle = \frac{k_B T}{k_{\text{упр}}} \quad (65)$$

Результат (65) подставим на формулу (62), и получим:

$$\sigma_V^2 = \frac{S_{\perp}^2}{k_{\text{упр}}} k_B T \quad (66)$$

Что такое коэффициент жесткостью- $k_{\text{упр}}$? Это из закона Гука:

$$k_{\text{упр}} = \frac{dF_{\text{упр}}}{dx} \quad (67)$$

Упругая сила уравновешивается с силой давление, т.е.

$$dF_{\text{упр}} = -S_{\perp} dp \quad (68)$$

Тогда (67) имеет вид:

$$k_{\text{упр}} = -S_{\perp} \frac{dP}{dx} \quad (69)$$

Когда мы сместили положение, Δx изменение на следующими величину:

$$dx = \frac{dV}{S_{\perp}} \quad (70)$$

учитывая (70), (69) можно переписать в виде:

$$k_{\text{упр}} = S_{\perp}^2 \frac{dP}{dV} \quad (71)$$

Формулу (71) подставляем на формулу (66) и получим:

$$\sigma_V^2 = \frac{S_{\perp}^2}{S_{\perp}^2 \frac{dP}{dV}} k_B T = -k_B T \frac{dP}{dV} \quad (72)$$

Посмотрите формулы (72), что не осталось не поршень, не упругость, а осталось лишь ТД-параметры. Раз эти параметры из модели выпали, значит наш результат не зависит от модели. X носить общий характер. Если он зависел бы от модели, модель где-нибудь был бы зависимым. А так все, не каких следов не осталось от моделей. Взяли бы толстую или тонкую пружину, или взяли бы большую или маленькую цилиндр, покрасили бы цилиндр разного рода цветами-модель не зависит от ТД- параметров. Теперь подсчитать из формулы (72) производную $(\frac{\partial V}{\partial P})$.

Производные надо считать при каких-то предположениях, мы можем считать, что поршень колеблется настолько медленно, что успевает установить тепловое равновесие, значить, можно подсчитать при постоянной температуре, т.е. $(\frac{\partial V}{\partial P})_T$. А если поршень будет быстро колебаться, тогда тепловое равновесие установится не успеет, тогда производную будем подсчитать для адиабатического процесса, а адиабатический процесс это постоянное количество теплоты который связан с энтропией: $dS = \frac{\delta Q}{T}$ ($S \sim Q$). Тогда производную от формулы (72) $(\frac{\partial V}{\partial P})_S$.

Давайте с этим займемся. Для этого нам потребуется уравнение Менделеева-Клапейрона:

$$PV = \nu RT \quad (*)$$

$$V = \frac{\nu RT}{P} \quad (73)$$

где $\nu RT = const$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T = \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\nu RT}{P}\right)_T = -\frac{\nu RT}{P^2} \quad (74)$$

$$\nu RT = PV \quad (75)$$

тогда

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T = -\frac{\nu RT}{P^2} = -\frac{PV}{P^2} = -\frac{V}{P} \quad (76)$$

Учитывая формулы (76) формулу (72) можно переписать в следующем виде:

$$\sigma_{V_T}^2 = k_B T \frac{V}{P} = \frac{V}{n} = \frac{V^2}{N} \quad (77)$$

Посмотрим на относительную флуктуацию:

$$\delta_{V_T} = \frac{\sigma_{V_T}}{V} = \frac{\sqrt{\frac{V^2}{N}}}{V} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (78)$$

Выражение (78) опять же как результат (58) и так, из формулы (78) сделаем следующие выводы: **И так относительная флуктуация объема при постоянной температуре будет убывать обратно пропорционально корню квадратному из числа частиц в этом объеме.**

Давайте посмотрим теперь $\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S$ –при адиабатическом процессе.

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S = \frac{(dV)_S}{(dP)_S} \quad (79)$$

Как связана объем и давление при адиабатическом процессе? Они связаны с уравнением Пуассона, т.е.

$$PV^\gamma = const \quad (80)$$

т.е.

$$d(PV^\gamma) = 0 \quad (81)$$

дифференциал произведения

$$V^\gamma (dP)_S + P^\gamma V^{\gamma-1} (dV)_S = 0 \quad (82)$$

Чтобы на V^γ сократит

$$V^{\gamma-1} = \frac{V^{\gamma-1}}{V} \quad (83)$$

Тогда

$$V^\gamma (dV)_S + \frac{P\nu}{V} V^{\gamma-1} (dV)_S = 0 \quad (84)$$

$$\frac{(dV)_S}{(dP)_S} = -\frac{\nu}{P\nu} \quad (85)$$

Учитывая формулы (76), формулы (85) можно переписать в следующей виде:

$$\frac{(dV)_S}{(dP)_S} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \quad (86)$$

Т.е. наш результат по сравнению при постоянной температуре изменится на ν раз. Но, в частности, зависимость от числа частиц как $\frac{1}{\sqrt{N}}$ у нас остается.

Лекция.

Распределение Максвелла.

Существует 3 распределение Максвелла:

1. Распределение по компоненты скорости, т.е. какая доля молекул имеет данное значение компонента. БИлдамдыктын компоненттери боюнча бөлүштүрүү, б.а. молекулалардын канча үлүшү берилген компоненттик мааниге ээ.
2. Распределение по вектору скорости. Вектор могут характеризуют с тремя компонента скорости.
3. Рас по модулю, по величине скорости.

Исторически распределение Максвелла получил студент Максвелл. Стокс периодически не решенные задачи студента выбрасывал. Распределение Максвелла было неизвестно. Студент Максвелл уперся на экзамене и вывел распределение Максвелла. Как он это сделал, это в учебнике Сивухина есть. Мы будем подходит более общей точки зрения. Д.У. Гиббс преподаватель на факультете «Факультет философии изящных искусств» как профессор математики. **Окумуштуулар кенешмесинде математика сабагы көбөйүп кетти, аны кыскартып, тилге көбүрөөк сабак берген деген маселе өткөрүлгөндө Гиббс сөз сүйлөп “математика – бул дагы илимдин тили” деген сабакты мурдагы көлөмүндө калтырышкан. Гиббс эмне кылган?** Гиббс - он один из создатель статистической физики или статистической механики. Он показал что вероятность пропорционально в следующей формуле:

$$w(x) \sim e^{-\beta \varepsilon(x)} \quad (4)$$

где β – параметр распределение. Если система находится в термодинамическом равновесии при температуре

$$\beta = \frac{1}{k_B T} \quad (5)$$

$\varepsilon(x)$ - обычная механическая энергия.

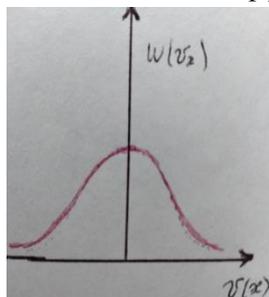
Полная механическая энергия – это и есть кинетическая и потенциальная энергия. Если мы получим кинетическую энергию, мы получим распределение Максвелла или по потенциальным энергиям, то получим распределение Больцмана т.е. Если получим полную энергию приходящейся в одно частицу это будет уже распределение Гиббса. Что такое распределение Максвелла ? Энергия

$$\varepsilon = \frac{m_0 v_x^2}{2} \quad (6)$$

по проекции скорости по ось ОХ. Учитывая формулы (5) и (6), формула(4) перепишем в следующем образом:

$$W = A e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2}} \quad (7)$$

A- некий коэффициент. График по формуле (7) выглядит как показано на рис.1. в следующем образом.



Что такое коэффициент A? Что будет следующий интеграл

$$\int_{v_x}^{v_x^2} w(v_x) dv_x \quad (8)$$

$w(v_x) dv_x$ - вероятность $[v_x, v_x + dv_x]$ это (8) интеграл –вероятность нахождения частиц со скоростями

$[v_{x_1}, v_{x_2}]$ интервале. А если скорость изменялся от $-\infty$ до $+\infty$ то интеграл будет равен единице.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w(v_x) dv_x = 1 \quad (9)$$

это условие называется условием нормировки

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2}} dv_x = 1 \quad (10)$$

Ушул шарттан А коэффициентин табабыз:

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2}} dv_x = \int_{-\infty}^{+\infty} dx = \sqrt{\frac{m_0}{2K_6 T}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} \sqrt{\frac{2K_6 T}{m_0}} dx = A \sqrt{\frac{2K_6 T}{m_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = 1 \quad (11)$$

Мындан

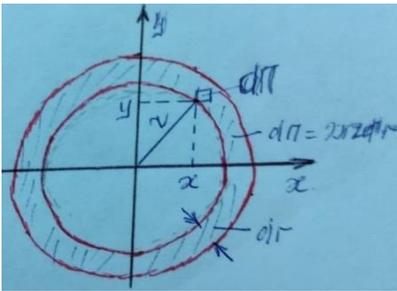
$$A = \frac{1}{I} \sqrt{\frac{2K_6 T}{m_0}} \quad (12)$$

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx \quad (15) \text{ - интеграл Пуассона}$$

Решим интеграла Пуассондун интегралын чыгарабыз, Ал I эмемс $| I_1^2$ маанисин келтирип чыгарган, б.а.

$$I^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-y^2} dy = \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy \quad (14)$$

$dx dy$ – дп элементардык аянт



Интеграл (14) выражается по всей площади который показано на рис.2.

Если посмотреть степень интеграла (14) то $x^2 + y^2 = r^2$ (15)- т.е расстояние до элементарный площадь. Учитывая (15) интеграла можно переписать в следующем образом.

$$I^2 = \int \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy = \int_V \int_{\Pi} e^{-r^2} d\Pi \quad (16)$$

где $\forall \Pi$ - во всей площади. на какой площади функцию e^{-r^2} можно считать постоянной? Учитывая (17) интеграл (16) можно переписать в следующем

образом:

$$I^2 = \int_V \int_{\Pi} e^{-r^2} d\Pi = \int_0^{\infty} e^{-r^2} 2\pi r dr = 2\pi \int_0^{\infty} e^{-r^2} r dr$$

$$= d\left(\frac{r^2}{2}\right) \Big|_0^{\infty} = 2\pi \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-r^2} d(r^2) = 1 \Big|_0^{\infty} = \frac{2\pi}{2} = \pi \quad (18)$$

$I = \sqrt{\pi}$ распределения Максвелла по компоненту скорости:

$$w(\vartheta_{x,y,z}) = \sqrt{\frac{2K_6 T}{m_0}} e^{-\frac{m_0 \vartheta_{x,y,z}^2}{2K_6 T}} \quad (20) \text{ это первое распределение Максвелла.}$$

Распределение по вектору скорости, вектор задается с тремя своими компонентами.

$$f(\vartheta_x) \cdot f(\vartheta_y) \cdot f(\vartheta_z) d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z = w(\vartheta_x) d\vartheta_x \cdot w(\vartheta_y) d\vartheta_y \cdot w(\vartheta_z) d\vartheta_z \quad (21)$$

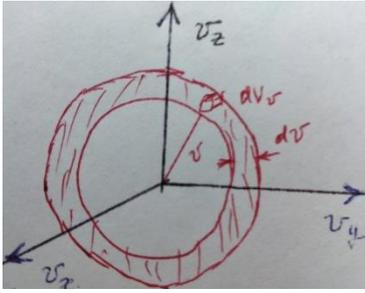
$[\vartheta_x, \vartheta_x + d\vartheta_x]$ и так мы получим, плотность вероятности по вектору $[\vartheta_y, \vartheta_y + d\vartheta_y]$ скорости:

$$f(\vec{\vartheta}) = f(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z) = \left(\frac{m_0}{2\pi K_6 T}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_0}{2K_6 T}(\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2)} \quad [\vartheta_y, \vartheta_y + d\vartheta_y] \quad (22) -$$

это второе распределение Максвелла – распределение по вектору скорости.

3- распределение- это распределение Максвелла по модуль скорости (по формуле (22)

$\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2$ (23) – это квадрат модуля скорости. $F(\vartheta) dV_{\vartheta}$ где dV_{ϑ} – объем близи этого модуля скорости. $F(\vartheta)$ - распределения по модулю скорости. На рис.3. показан декартовой координаты системы.



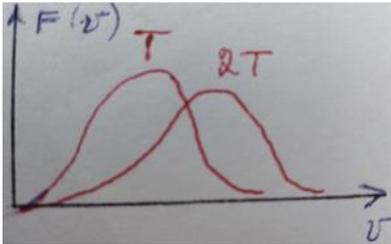
Какой-то объем dV_{ϑ} в котором функция модуля скорости постоянна. Она будет также на сферическом слое, радиуса ϑ нашей скорости и толщиной $d\vartheta$. Как вычислить объем сферического слоя толщиной $d\vartheta$. Это слой очень тонкий, если мы его разрежем то его можно без изменения объема разложить на плоскости. Если был бы толстый, нужно было..... чтобы стал плоским. Значит, что как нужно найти? Нужно найти объем цилиндра. Высота цилиндра $d\vartheta$, а площадь основания $4\pi r^2$. В данном случае $r=\vartheta$, тогда

$$dV_{\vartheta} = 4\pi\vartheta^2 \cdot d\vartheta \quad (24)$$

Значит, как найти распределение?

$$F(\vartheta) = f(\vartheta) \cdot 4\pi\vartheta^2 = 4\pi \cdot \left(\frac{m_0}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \vartheta^2 e^{-\frac{m\vartheta^2}{2k_B T}} \quad (25)$$

(25) - это распределение Максвелла по модулю скорости. На рис. 4. показан РМ по модулю.

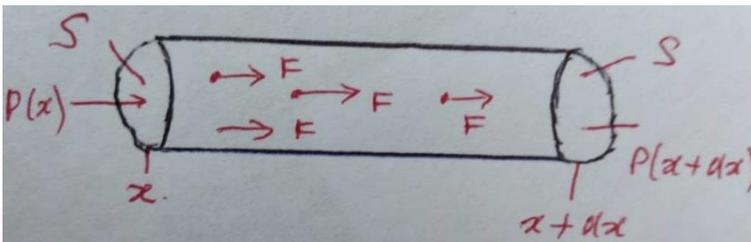


Если температура увеличить в 2 раза m_0 максимум распределения смещается в более быстрых скоростей. Правда еще есть четвертое РМ, распределение по энергиям

Под тема: Распределение Больцмана.

$$W(x) \sim e^{-\frac{\epsilon_{пот}}{k_B T}} \quad (26)$$

— это распределение называется распределением Больцмана. Пусть наша система или ансамбль находится в силовом поле. На рис 6 показан цилиндр с молекулами.



По обе стороны цилиндра действует давление $P(x)$ (с левой) и $P(x+dx)$ — правой стороны. Разложим это выражение в ряд Тейлора, удержим в первой порядок малости, что получится:

$$P(x+dx) = P(x) + \frac{dP}{dx} \cdot dx \quad (27)$$

Молекулы в этом цилиндре находятся в термодинамическом равновесии, т.е. никакого макроскопического изменения у нас нет. Они находятся не только в термодинамическом, но и в механическом равновесии. Каково условия механического равновесие? Сумма всех сил действующих на этот цилиндр должна равняться к нулю. Справа какая сила действует? $P(x) \cdot S_L$. Справа действует и еще другие силы отрицательными направлениями: $S_L \cdot (P(x) + \frac{dP}{dx} \cdot dx)$ еще консервативная сила на каждую частичку $N_{цил} F$ (где $N_{цил}$ — число частиц на цилиндре, F-сила) тогда

$$P(x) \cdot S_L - S_L \left(P(x) + \frac{dP}{dx} \cdot dx \right) + N_{цил} F = 0 \quad (28)$$

Сделаем сокращения. Сколько частиц в цилиндре?

$$N_{цил} = V_{цилиндр} = n(x) S_L \cdot dx \quad (29)$$

$$\frac{dP}{dx} S_L dx + F \cdot n(x) \cdot S_L dx = 0 \quad (30)$$

$$\frac{dP}{dx} + F n(x) = 0 \quad (31) \text{ или } \frac{dP}{dx} = -F \cdot n(x) \quad (32)$$

$$F = -grad E = -\frac{dE_{пот}}{dx} \quad (33) \quad dP = -n(x) dE_{пот} \quad (34)$$

Давайте рассмотрим конкретную физическую систему. Пусть — конкретная система — это идеальный газ. Давление идеального газа $P = nk_B T$ (35) также предположим, что идеальный газ находится при постоянной температуре: $T = const$, тогда из (35)

$$dP = k_B T dn \quad (36)$$

учитывая (36), уравнение (34) получим следующие дифференциального уравнение:

$$\kappa_6 T dn = -ndE_{\text{пот}} \quad \text{или} \quad \frac{dn}{n} = -\frac{dE_{\text{пот}}}{\kappa_6 T} \quad (37)$$

$$\int_{x=0, n=n_0}^{x, n(x)} \frac{dn}{n} = -\frac{1}{\kappa_6 T} \int_{E_{\text{пот}} \sim 0}^{E_{\text{пот}}(x)} dE_{\text{пот}}(x) \quad (38)$$

$$n(x) = n_0 e^{\frac{\varepsilon_{\text{пот}}}{\kappa_6 T}} \quad (39) \quad \text{- это пример распределение Больцмана.}$$

Еще раз подчеркиваю, что РБ –это частный случай распределение Гиббсы, когда в качества энергии берется только потенциальная энергия. Пусть газ находится в однородном гравитационном поле. Чем характеризовать напряженность такого поле? Ускорения свободного падения и поле однородное, по этому $g = \text{const}$. Чему будет потенциального энергия m_0 , находящийся на высоте h ? $E_{\text{пот}} = m_0 g h$ (40)

Учитывая формулы (40) формулы (39) можно переписать в следующем виде:

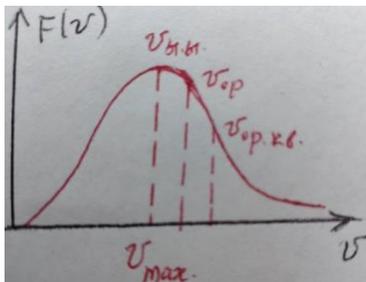
$$n(h) = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_{\text{пот}}}{\kappa_6 T}} \quad (41)$$

$$n(h) = n_0 e^{-\frac{m_0 g}{\kappa_6 T} h} \quad (42) \text{- это формула называется барометрическая формула}$$

$$p(h) = P_0 e^{-\frac{\rho g}{p} h} \quad (43) \text{- барометрическая формула, где давления из-ся с изменением высоты}$$

$$\text{РБ } n_0 \text{ модулю } F(\vartheta) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi\kappa_6 T}\right)^{3/2} \vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2\kappa_6 T}} \quad (*)$$

На рис.8 показан распределение Максвелла по модулю. Глядя на этот рисунок, можно установить три



характерных скоростей. $\langle \vartheta \rangle = \int_0^\infty \vartheta \cdot F(\vartheta) d\vartheta$ (44) средняя скорость $\vartheta_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle}$ - среднее квадратная скорость.

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \int_0^\infty \vartheta^2 \cdot F(\vartheta) d\vartheta \quad (45)$$

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8\kappa_6 T}{\pi m_0}} \quad (46) \quad \vartheta_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3\kappa_6 T}{m_0}} \quad (47)$$

Из формулы(*) обозначим следующим:

$$\xi = \frac{m_0 \vartheta^2}{2\kappa_6 T} \quad (48)$$

тогда (*) примет следующим вид: $F(\vartheta) \sim \xi e^{-\xi}$ (48) тогда учитывая (48), получим

$$\frac{dF}{d\xi} = e^{-\xi} - e^{-\xi} \cdot 1 - \xi = 0 \quad (49)$$

$$1 - \frac{m_0 \vartheta^2}{2\kappa_6 T} = 0$$

$$\vartheta_{\text{max}} = \vartheta_{\text{н.вероят}} = \sqrt{\frac{2\kappa_6 T}{m_0}} \quad (50) \quad \frac{\kappa_6 T}{m_0} \cdot \frac{N_A}{N_A} = \frac{RT}{\mu} \quad (51)$$

Три характерные скорости.

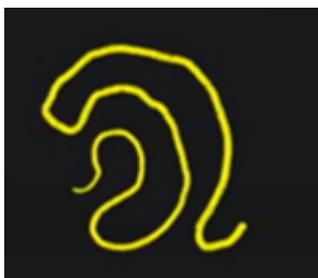
$$\begin{cases} \langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \\ \vartheta_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \\ \vartheta_{\text{н.вероят}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \end{cases} \quad (52)$$

Лекция

Тема: Энтропия идеального газа в микроканоническом ансамбле.

Ввести одно понятие – это понятие «Ансамбль». Ансамбль музыкальных инструментов – это некое набор инструментов, т.е. какое-то количество скрипок, какое-то количество виолончели и т.д. (пианино, арфа, бас, контрабас и т.)

В смысле СТ-м речь идет о том, что у нас есть множество систем которых объединены какими-то свойствами. Нужна конкретизировать каких систем. Первый ансамбль – это так называемый микроканонический ансамбль. Под микроканоническим ансамблем понимается ансамбль изолированных систем, т.е. это система находящихся при постоянном объеме, с некоторым постоянным числом частиц и самое главное здесь одинаковым значением общей энергии. (V, N, E) – три макроскопических параметры которые мы закрепляем, которые одинаковы для всех систем ансамбля. В принципе ансамблем чаще всего подразумевается не реальный набор большого количество систем, а подразумевается мысленный или воображаемый набор идентичных систем, т.е. допустим одна система определенного количество частиц, находящихся в определенном объеме с определенной энергией. Эта система внутри себя как-то двигается, постоянно внутри себя переходит с одного микросостояние в другое микросостояние. Мы в принципе можем следить за тем как это происходит? Каким образом происходит смена состояний? Мы можем, наблюдая за одной системы характеризовать каким-то образом его свойства. Например: мы можем какие то характеристики вычислять как средние значения по времени. Но это не всегда удобно? Описывать движение одной макроскопической системы, решая уравнения движение, и т.д. это очень сложно трудоемкая задача и она, короче говоря того не стоит. Поэтому в СТ-м использует так называемый метод ансамбля, т.е. место того чтобы следить за тем как меняется состоянии одной системы, т.е. грубо говоря место того чтобы следить за движением системы с той фазовой траектории гиперповерхности постоянной энергии как показана на рис. 1.



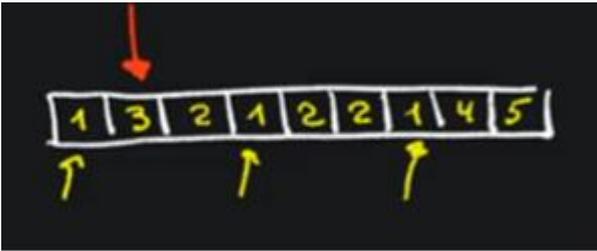
Мы говорим следующие: хорошо – представим, что нашу системе есть огромное количество «копии» (совсем не понятное Терм. Понятие) мысленных копий которые все помещены одинаковые внешние условия, т.е. всех одинаковый объем, частиц и энергий, но все эти копии они могут отличаться по микро микросостоянию, т.е. мы можем себе представить условно говоря набор наших систем каждый из которых находится в своем микросостоянии. Тогда соответственно, мы можем не следить за движением одной системы, мы можем просто посмотреть вес

ансамбль в целом и вести вероятность того что система находится в том или ином состоянии. Если мы предположим, что у нас

n -общее число систем в ансамбле. ($n \rightarrow \infty$)-огромное количество. Тогда вероятность того что наша система будет находится в состоянии под номером 1 будем обозначать f_i , будет равно:

$$f_i = \frac{n_i}{n} \quad (1) \text{ где } n_i \text{ — число } X \text{ система в ансамбле}$$

n - общее число систем в ансамбле.

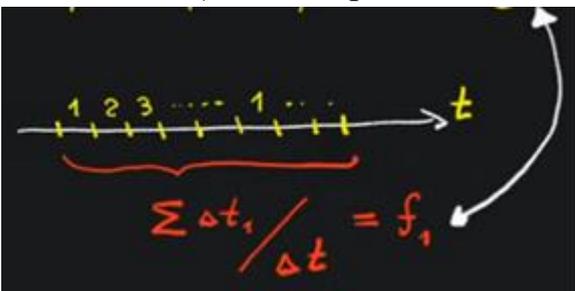


Например, на рис.2 показано ансамбль, в нем есть столько-то систем. Это системе состоит из 9 подсистем, скажем у нас, пусть есть некоторое количество состояний, которых может находиться каждый из этих систем, давайте, я их обозначу допустим, просто пронумеруем, и.т.д.

Просто написал произвольные номера. Если мы предположим, что это вес наш ансамбль, всего 9 систем, тогда вероятность обнаружить нашу систему в 1 состоянии, равно числу состояний, находящийся в 1 состоянии – всего 3 и разделить на общее число систем в ансамбле, т.е.

$$f_1 = \frac{3}{9} = \frac{1}{3} \quad (2)$$

Вот это, главная идея, метод ансамбля состоит в том, что если мы возьмем очень большой ансамбль, или очень много систем, каждый из которых живет в своей жизнью который все находиться изначально находится в разных состояниях, то это вероятность который мы вычислили по формуле (2) (в данном случае $1/3$) будет тоже самое, если мы допустим наблюдали какой то одной конкретной системы в течение некоторого времени (на рис.2. это показано с верхним стрелой над 3). И измеряли бы в каком состоянии она находится. Мы можем нарисовать



ось времени, который показано на рис. 3 и распределить эволюцию одной систему, который переходить со временем с одного состояние в другое. Ось разбить на несколько отрезков времени, и система переходить 1 на 2, из 2 → 3, и.т.д.

$$\frac{\sum \Delta t_i}{\Delta t} = f_1 \quad (3)$$

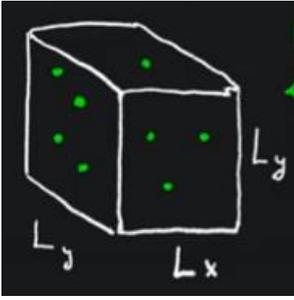
И через какое то время это повторяется (1,2.....). Мы можем взять большой интервал времени, посмотреть сколько раз встречается тут 1, взять все время, сумма интервалов времени в течение которого система находится в 1- состоянии, поделить на общее время наблюдения и это тоже будет равно данной вероятности f_1 . По формуле (3) где $\sum \Delta t_1$ -сумма интервалов время течение которого система находится в 1-состоянии, Δt - общее время наблюдения, f_1 - вероятность ансамбля нахождения в 1-состоянии. Гипотеза состоит в том, что эти две вероятности, определенные по формуле (2) а (3) как среднее по ансамблю будут равны.

И в случае, когда мы имеем дело с микроканоническом ансамблем, т.е. ансамблем изолированных систем, важно помнить про о том, что мы закончили в прошлый раз. В первой лекции - про фазовое пространство: **все состояние с одинаковой энергией равновероятны**, это означает что в микроканоническом ансамбле автоматически все состояния равновероятны, т.е. они встречаются с одинаковой частотой в нашем ансамбле. И здесь у нас, когда мы это вели, тогда возникает вопрос, испытать это метод на какой ни будь конкретной системе т.е. взять и с помощью этого метода рассчитать энтропию для какой ни будь реальной физической систему. Причем энтропия – очень просто. Если у нас есть система с находящимся с определенной объеме V , определенной количеством частиц $-N$ и постоянной энергией E . Очевидно, что ей будет соответствовать некоторое конечное число состояний который мы с вами обозначаем $-\Omega$.

Поскольку, мы считаем систему изолированной, все состояния равновероятны т.е. по идти мы имеем дело с абсолютно случайной величиной. Энтропия – это пропорционально логарифму число состояний, т.е.

$$S = k \ln \Omega \quad (4)$$

где k -постоянная Больцмана, которая обусловлена тем, что у нас энтропия определенном образом связана с температурой и энергией, и эта константа Больцмана просто согласует между собой единицы измерения. Энтропия все равно является логарифмический мерой статическом веса микросостояний, т.е. чем больше количество микросостояний можно реализовать данное микросостояний, тем больше энтропии. Вычислим энтропию максимально простой системе, который вместе с тем имеет физический смысл. Рассмотрим одно атомный идеальной газ и попробуем рассчитать его энтропию в микроканоническом ансамбле. Это означает что у нас есть некоторый объем котором находится одно атомный идеальный газ. Изобразим для простоты такого ящика, который показан на рис.4.



обозначим стороны этого ящика соответственно, L_x, L_y, L_z — чтобы знать о геометрических размерах. Внутри этого ящика находится N частиц. Т.о. мы определим число частиц- N , объем соответственно \downarrow образом определяется:

$$V = L_x \cdot L_y \cdot L_z \quad (5)$$

$$N = \text{const} \quad (6)$$

Хотим рассматривать микроканонической ансамбле, мы должны зафиксировать также энергию. Но с практической точки зрения фиксировать энергию полностью т.е. $E = \text{const}$ — это совсем не хорошо. Потому что, тогда у нас возникнуть некоторая проблема с вычислениями. Давайте мы запишем так, что нашей энергия — она будет принадлежит некоторому узкому диапазону т.е. $E \in [E, E + dE]$. В этом есть о том, что обеспечить на практике строгую изоляцию систему не возможна, более того это возможна в квантово механической точки зрения, потому что соотношение неопределенностей она работает не только работает пару координат и импульс она работает и для энергии и время. $\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$ (7) т.е. мы за конечное время не можем определить энергию систему с бесконечной точностью. Поэтому это допущение имеет смысл. Т.о. поставили внешнее условие

для одно атомного идеального газа в \downarrow виде:
$$\begin{cases} N = \text{const} \\ V = L_x L_y L_z \\ E \in [E, E + dE] \end{cases} \quad (8)$$

Теперь наша задача состоит в том, что найти число микросостояний который удовлетворяют условно (8). Давайте, чтобы было проще понять смысл этого вывода начнем простого и переходим сложного.

Пусть системе находится всего одна частица, т.е. рассмотрим идеальный газ с одной частицей. 1. $N=1$ частица- первый шаг рассмотрим одну частицу. К одной частице соотношение μ — ФП. Тогда объем μ ФП будем равно:

$V_\mu = V \cdot \Delta V_p$ (9) V — обычный объем ΔV_p - элемент объема в пространстве импульсов (значит P - индекс означает импульс). Почему мы записываем эти формулу (9) как произведение, фазовое пространство 6- мерное. Элемент объема пространстве, в общем случая.

$$V_\mu = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \quad (10)$$

где $\Delta x \Delta y \Delta z = V$ - элемент объема под пространством

$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z = dV_p$ - элемент объема в импульсном пространстве.

В данном случае, очень важно, что нету какой зависимости координат и импульсов друг от друга, т.е. та область пространстве импульса dV_p который на доступна она зависит от энергии ($E \in [E, E+dE]$) и не зависит от координаты частиц. Мы считаем, что наш газ идеальным, в том смысл любая точка в пространстве в нашей единственной частицы абсолютно равнозначно, ей все равно что где она находится, главное, что она было внутри ящика (рис.4). от того что, мы частицы переместим не появляется наших то дополнительных условий, накладываемых на импульсе, поэтому мы можем записать формулы (9) как произведение. Теперь выяснить чему будет объем поступим который находящихся импульсов под пространство. Это объем ограничивается условием накладываемые на энергии т.е. ($E \in [E, E+dE]$). Если энергия меняется в этом диапазоне имеет право манят импульс частицы. Для этого нужно написать связь между энергии и импульсов. Энергия для одной частицы

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} \quad (11)$$

Тогда мы можем выразить импульс через энергию следующим образом:

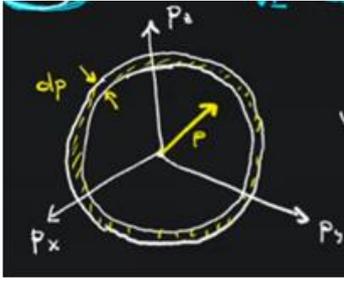
$$p = \sqrt{2mE} \quad (12)$$

Поскольку наш газ идеальный, единственный вид, который у него есть, это кинетическая энергия, т.е. энергия не зависит от положения частицы, это очень важно. В данном случае у нас есть только кинетическая энергия. Поэтому формула (12) однозначное связь между энергией и импульсов частицы. Но это еще не все, что мы знаем эту связь, нам нужно понять, как меняется импульс, т.е. найти

$p \in [p; p + dp]$ отсюда чему тогда равно dp ? Чтобы найти dp , нужно продифференцировать соотношение (12) по энергии. Продифференцируем это соотношение: $2m$ – постоянное, тогда получим $\sqrt{2m}$, теперь продифференцируем по энергии, тогда получим следующие:

$$dp = \sqrt{2m} \frac{1}{2\sqrt{E}} dE \quad (13)$$

Отсюда с изменением dE и изменится dp , и это связь определяется (13) формулой. Нам необходимо вычислить объем в импульсном под пространство (dV_p) который удовлетворяет следующую условию - $p \in [p; p + dp]$ т.е. импульс принадлежал величине от p до $p + dp$. Давайте подумаем, что вообще говоря за объем? При этом будем учитывать, что импульсная под пространства у нас трехмерное, который показана на рис.5.



Координатным осям откладываются компоненты импульса - P_x, P_y, P_z и $P \in [P: P + dP]$ формулы входят просто импульс P - абсолютная величина величина импульса модуль импульса, который связан с компонентами импульса с помощью теорема Пифагора:

$$P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 \quad (14) \quad P^2 = \text{const.}$$

$P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$ – переменные. Вот, величина P более или менее константа, т.е. $P^2 = \text{const.}$

$P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$ – соответственно переменные, который отложена по системе координат, что за фигуру описывает уравнение (14). Если по координатным системам рассмотрим, тогда напишем следующие уравнение :

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2 \quad (15)-$$

это уравнение сферы. Поскольку P длина вектора импульса, то уравнение (14) оно описывает все точки для которых длина этого вектора одинаково. Если мы берем начало координат, из начала координат проводим вектор (на рис. 5- зеленый вектор) и вращаем его во всех возможных направлениях, то этот вектор будет двигаться по сфере. Поэтому мы можем нарисовать сферу. Сфера показано на белым светом. Радиус этой сферы будет равен как раз на $-P$. Но сфера это поверхность. У него есть объем внутри который находится – но он нас не очень интересует. Объем внутри сферы – он отвечает тому тем состоянием, для которых импульс меньше или равен $-P$. Нас интересует такой объем внутри которого импульс поменялся в пределах до значения $-dP$. Это означает, это мы должны предать радиус нашей сферы маленькое приращение. Я могу вокруг вот этой сферы рисовать еще одну сферу – чуть чуть большего радиуса. У нас будет интересовать (второй белый круг) объем находящимся между этими двумя сферами. Расстояния между сферами это как раз изменения объема - dP . Нас интересует объем- с белой штрихованное сферического слоя. Вычислим объем этого штрихованное сферического слоя. Чему равен объем шара?

$$V_p = \frac{4}{3} \pi P^3 \quad (16)-$$

это объем находящихся внутри шара. Чтобы получить объем сферического слоя, мы должны продифференцировать уравнение (16) по импульсу. Мы должны взять как бы приращения объема шара при увеличении импульса на величину $-dP$. Дифференцируем (6) обе части:

$$dV_p = \frac{4}{3}\pi 3P^2 dP = 4\pi P^2 dP \quad (17)$$

формула (17) могли бы получить, если на пишем формулу площадь сферу следующим образом:

$$S_{\text{плоч.сфер}} = 4\pi P^2 \quad (18)$$

формула (18) площадь поверхности сферы и умножаем на толщину слое- dP

$$dV_p = 4\pi P^2 dP \quad (17,а) \text{ — это объем сферического слоя.}$$

Это понятно, когда рассмотрим в трехмерной сфере, когда переходим 3N-мерной сфере – это будет не так понятно. Формулу (17) подставляем значение P от формулы (12) и dP от формулы (13), тогда получим ↓:

$$dV_p = 4\pi 2mE \cdot \sqrt{2m} \frac{1}{2\sqrt{E}} dE = 4\sqrt{2}m^{3/2}\sqrt{E}dE \quad (19)$$

формула (19) для элемента объема dV_p - в импульсном под пространстве который соответствуют энергию \sqrt{E} и соответственно допуску по энергии dE . Надо констатировать некоторые очевидные вещи: во-первых, если мы фиксируем значение dE , с одинаковой теплоизоляции в нашей системе, то тогда объем в под пространстве импульсов доступный в нашей частицы увеличивается пропорционально корню из энергии, т.е. чем больше энергии в нашей системы, тем больше ей будет доступное состояние. Тем больше объем ФП будет ей доступен. На рисунке 5- это выражается что это сфера она раздувается. Если мы зазор между сферами фиксируем (dP) - это чем больше сфера, тем больше будет этот объем заключенный между двумя этими поверхностями. Поэтому чем больше энергия, тем больше объем оказывается нам доступен как следствие тем больше будет доступно состояние эти наши системы. Теперь давайте число эту состояние посчитаем. Чтобы это сделать, мы должны в с вспомнить число состояний:

$$\Omega = \frac{V_\mu}{h^3} \quad (20)$$

вместо V_μ - поставим формулы (9) учитывая формулы (19), напишем формулы (20) следующем образом.

$$\Omega = \frac{V_\mu}{h^3} = \frac{4\sqrt{2}\pi m^{3/2} V \sqrt{E} dE}{h^3} \quad (21)$$

используя формулы (21) найдем энтропию, т.е.

$$S = k \ln \Omega = k \frac{3}{2} \ln m + k \ln V + \frac{k}{2} \ln E + \text{const} \quad (22)$$

$$\text{const} = \ln \frac{4\sqrt{2}\pi}{h^3} \quad (23)$$

из формулы (22) видно, что энтропия зависит $S=S(m, V, E)$ - от масса, объема и от энергии. Вычислим производную от энтропии по энергии при постоянном объеме системы: т.е.

$$\left(\frac{dS}{dE}\right)_V = \frac{1}{2} k \frac{1}{E} \quad (24) \quad \left(\frac{dE}{dS}\right)_V = \frac{2E}{k} \quad (25)$$

$\left(\frac{dE}{dS}\right)_V$ - это по определению температура, тогда

$$\left(\frac{dE}{dS}\right)_V = \frac{2E}{k} = T \quad (26)$$

Т.о. мы нашли формулы для температуры одной частицы. Для одной частицы имеет следующим соотношение в микроканоническом ансамбле:

$$E = \frac{1}{2} kT \quad (27)$$

связь между энергией и температурой. Это был вывод для случае с одной частицы.

И так в случае N - частиц и все прочие условия (8) остается. Теперь энергия E каким-то образом распределена между им частицами. Поскольку газ идеальный, частицы у нас не взаимодействует и все энергия по-прежнему заключена только кинетической энергии движение этих самых атомов. Давайте рассуждать право аналогично по пунктам, так же как мы делаем в прошлом случае, просто в каждом раз отличать k в связи с увеличением число частиц, во- первых, напишем объем для N - частиц , т.е. объем V_Γ – пространстве.

$$V_\Gamma = V^N dV_p \quad (28)$$

$6N$ -мерной объем. V^N - многомерной объем Γ -ФПЛе. Под V мы понимаем физический объем, естественно, в связи с изменением размерности ФП-ве, мы должны изменить саму формы который входит наш физический объем следующим образом. Теперь разберем dV_p . Нам нужно написать связь между энергией и импульса им N частиц. Энергия для N частиц:

$$E = \sum_{i=1}^N \frac{P_i^2}{2m} = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^N (P_{x_i}^2 + P_{y_i}^2 + P_{z_i}^2) \quad (29)$$

$$\sum_{i=1}^N (P_{x_i}^2 + P_{y_i}^2 + P_{z_i}^2) \text{ - } 3N\text{-слагаемых.}$$

m - для всех частиц одинаково, поэтому индекс i -не пишем. Под P_{i-} понимается абсолютная величине импульса для i -частицы. i - это не компоненты импульса. Формула (29) $3N$ -слагаемых компонент импульса. Для простоты по аналогии вся сумма будем обозначать как P^2 .

$$P^2 = \sum_{i=1}^N (P_{x_i}^2 + P_{y_i}^2 + P_{z_i}^2) \quad (30)$$

тогда наша связь между энергией (E) и (P), она будет точно такой же как формула(11). У нас снова получается формула (12), но в данном случае что P складывается не из 3-х компонентов, а из $3N$ компонентов. Что же описывает уравнение (30) описывает многомерной сферы, т.е. гипер сферы. У нас было до этого 3х мерное сферы, а теперь сфера $3N$ мерном ГФП получается. Представить теперь умозрительно уже невозможно, но математическая формула она работает в принципе также хороша. Если рассмотреть только на обозначение, то просто становится немножко больше слагаемых и никакого принципиального усложнение здесь нет. Нам подсчитать объем сферического слоя, уже для гипер сферы который удовлетворяет условия изоляции, т.е. энергия по прежнему принадлежит $E \in (E, E+dE)$. Чтобы можно сделать, нам потребуются формулы для объема гипершара. Нам ее нужна где –то взять. Я предлагаю следующие формулы:

$$V_{p, \text{гипер шара}} = \frac{\pi^{n/2}}{n/2!} \quad (31)$$

(т.е. цело кратных двойки). Где n -размерности шара или размерность пространстве. Формула (31) работает только для четных n . Это маленькая ограничения нас не очень беспокоит, потому что мы будем рассматривать огонь высоко размерный ситуаций. Проверим для

$$n=2 \quad V = \frac{\pi}{1!} P^2 = \pi P^2 \quad (32) -$$

это формула для площади круга. Круг — это двумерный шар. Т.е. $n=2$ формула (31) работает.

$$n=3N \quad (33)$$

(формула (33) подставим на формулу (32) и вместе импульса подставим энергию т.е.

$$V_{p, \text{гипер шара}} = \frac{\pi^{3N/2}}{(3N/2)!} P^{3N} = \frac{\pi^{3N/2}}{(3N/2)!} (2m)^{\frac{3N}{2}} E^{\frac{3N}{2}} \quad (34)$$

это формула объем гипер шара заключенного внутри поверхности постоянной энергии с величиной E . но это не точно нам нужно. Нам нужен объем сферического слоя, который попадает в интервал энергии $E \in (E, E+dE)$. По аналогии формулы (17) мы формулы (34) продифференцируем с подставленной энергией:

$$dV_{P, \text{гиперсфера}} = \frac{(2\pi m)^{\frac{3N}{2}}}{\frac{3N!}{2}} \frac{3N}{2} E^{\frac{3N}{2}-1} dE \quad (35)-$$

это объем гиперсферического слоя. Используя все формулы (28) (35) и (34) напишем число состояний N - частиц

$$\Omega = \frac{V_{\Gamma}}{h^{3N} N!} = \frac{(2\pi m)^{\frac{3N}{2}} V^N}{\frac{3N!}{2} N! h^{3r}} \frac{3N}{2E} E^{\frac{3N}{2}} dE \quad (36)$$

$$E^{\frac{3N}{2}-1} = \frac{1}{E} E^{\frac{3N}{2}} \quad (37)$$

Теперь нас возникает проблема, чтобы формулы (36) нормально применять на практике нам нужно каким-то образом избавиться $\frac{3N}{2}!$ $N!$ - от этих факториалов. Работать факториалами трудно. Дискретно меняющийся величина с трудом поддающийся вычислению, тем более для таких огромных чисел. Поэтому сейчас с вами первые используем формулы, которые мы будем воспользоваться часто, которые очень важно для статистической термодинамике. Эта формула Стирлинга – эта формула говорит в следующем: что $x!$

$$x! = \left(\frac{x}{e}\right)^x \sqrt{2\pi x} \quad (38)- \text{ формула Стирлинга}$$

$\sqrt{2\pi x}$ - это маленькая величина и мы не будем эту величину учитывать. Если x будет огромное число, то тогда $\left(\frac{x}{e}\right)^x$ будет доминировать, чем $\sqrt{2\pi x}$. Конечно $\sqrt{2\pi x}$ дает важное поправим, но с точки зрения в порядке величина логарифма эта величина не так важно. Формула (38) чем точнее работать, тем больших, для больших чисел ее постоянно используют. Иногда формулы (38) записывает в другой форме.

$$\ln x! = x \ln x - x \quad (39) -$$

это тоже самое видоизмененное форма формулы Стирлинга. Мы в своем вычислении будем применит в два раза, т.е. для $\frac{3N}{2}!$ и $N!$

$$\Omega = \frac{(2\pi m E)^{\frac{3N}{2}} V^N}{\left(\frac{3N}{2}\right)! h^{3N}} \frac{3N}{2E} dE \quad (40)$$

$$(2\pi m)^{\frac{3N}{2}} \cdot E^{\frac{3N}{2}} = (2\pi m E)^{\frac{3N}{2}} \quad (41)$$

$$\frac{3N}{2}! = \left(\frac{3N}{2}\right)! \quad (42)$$

$$N! = \left(\frac{N}{1}\right)! \quad (43)$$

формула (40) можно переписать в более приятной форме в следующей форме

$$\Omega = \left(\frac{V}{N}\right)^N \left(\frac{4\pi m E}{3N h^2}\right)^{\frac{3N}{2}} \cdot L^{\frac{5N}{2}} \frac{3N dE}{2E} \quad (44)$$

$$\frac{(2\pi m E)^{\frac{3N}{2}}}{\left(\frac{3N}{2}\right)!} = \left(\frac{4\pi m E}{3N}\right)^{\frac{3N}{2}} \left(\frac{1}{1}\right)^{\frac{3N}{2}} \quad (45)$$

$$\frac{V^N}{\left(\frac{N}{1}\right)!} = \left(\frac{V}{N}\right)^N \frac{1}{(1)^N} \quad (46)$$

используя формулы (44) – т.е. про логарифмируя получим энтропия N-частиц.

$$S = k \ln \Omega = k N \ln \left[\frac{V}{N} \cdot \left(\frac{4\pi m E}{3N h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \right] + \frac{5}{2} k N + k \ln \left(\frac{3N dE}{2E}\right) \quad (47)$$

$$\left(\frac{dS}{dE}\right)_V = \frac{d}{dE} \left(k N \frac{3}{2} \ln E - k \ln E \right) = \frac{3}{2} k N \frac{1}{E} - k \frac{1}{E} = \frac{1}{E} \left(\frac{3}{2} k N - k \right) \quad (48)$$

$$\left(\frac{dS}{dE}\right)_V = E \frac{1}{\left(\frac{3}{2} k N - k\right)} = T \quad (49)$$

$$E = \frac{3}{2} k T N - k T \quad (50):N$$

выражение (50) делить на N то получится:

$$\frac{E}{N} = \frac{3}{2} k T - \frac{k T}{N} \quad (51)$$

где $\frac{E}{N}$ – средняя энергия одной частицы. Давайте проверим, что если $N=1$, то получается следующим:

$$\frac{E}{1} = \frac{3}{2} k T - \frac{k T}{1} = \frac{1}{2} k T \quad (52)$$

формула (52) полностью совпадает с формулой (37). N_0 , для любой реальной системы, N - всегда очень большого число и в этом случае $\frac{kT}{N} \rightarrow 0$ стремится к нулю. $N \rightarrow \infty \rightarrow \frac{kT}{N} = 0$. Поэтому для больших N в формуле (52) вторая часть не учитывает.

$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT \quad (53)$$

средняя энергия поступательного движения частицы. Она работает для любой системы находящихся в термодинамическом равновесии. Можно применить к частице газа. Формулы (53) мы получили в микроканоническом ансамбле, т.е. мы считали, что наш газ находится в идеальном изолированном системе, и не может обмениваться энергией с окружающей средой. Сначала получили формулы для энтропии – это формулы (47) и формулы(50) мы подставим в выражении для энтропии, т.е. формулы(47) получим:

$$S \simeq kN \ln \left[\frac{V}{N} \cdot \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] + \frac{5}{2}kN \quad (54)$$

Последняя член $kN \ln \left(\frac{3NdE}{2E} \right)$ – не будем учитывать. Формула (54) – энтропия одно атомного идеального газа называют формулой Сакура-Тегроде. Из формулы (54) обозначим следующей величиной

$$(55)$$

Эта величина называется тепловая длина волны. Учитывая формулы (55) перепишем (54), тогда получим:

$$S = kN \ln \left[\frac{V}{N} \frac{1}{\lambda_T^3} \right] + \frac{5}{2}kN \quad (56)$$

λ_T^3 - это размерность обратного объема. $[\lambda_T]=[м]$. под логарифмической выражении должна быть без размерным, а в формуле (56) размерность объем (В формуле (56)- синим светом обозначены. Если объем $V[м^3]$, то тогда для получения без размерности $\ln-\lambda_T$ должна имеет размерность объема, тогда они сокращаются

$\frac{V(м^3)}{N} \frac{1}{\lambda_T^3(м^3)}$ и в результате получается получается без размерная величина.

$$\lambda_T = \left[\frac{\text{Дж} \cdot \frac{1}{\text{с}}}{\text{кг} \cdot \frac{\text{Дж}}{\text{К}} \cdot \text{К}} \cdot \frac{1}{\text{кг} \cdot \text{с}} \right]$$

V – веса объем системы делим его на некоторой другой объем, который равен тепловой длине волны в кубе (λ_T^3) и чтобы вычислить энтропию дальше мы берем логарифм по сути от отношения того результата который мы получим деленному на числу частиц. И вот по смысл что должно быть: $\frac{V}{\lambda_T^3}$ - “это эффективное число состояний который доступно для частицы “или число ячеек” в пространстве



доступная для частицы”. Это все на качественном уровне, вы можете представить аналогию между формулой который мы сейчас записали, и который мы получали на нолевой лекции во время введения, когда мы вес ообъем пространстве делили на ячейки , и считали что каждая частица находится в отдельной клеточки,

дальше вычислили статический вес $J \sim J^N$ J^N – если логарифм $N \ln J$ $J \rightarrow \frac{V}{\lambda_T^3}$ микроканонический ансамбль работает к сожалению, для простых систем. Если мы рассматривали двух атомный газ, то результаты вычислений усложнялись бы, т.е двух атомного газа доступен вес объем это не правда. Для расчета энтропии нужны другие подходы

Тесттер:

- Максвелл-Больцмандын бөлүштүрүүсү кандай бөлүштүрүү болуп эсептелет?
 - каноникалык
 - микроканоникалык жана каноникалык**
 - микроканоникалык
 - макроканоникалык
- Макробөлүкчөнүн өзгөчөлүгү анын декарттык мейкиндикте же фазалык мейкиндикте болуп эсептелет.
 - Бир маанилүү абалынын аныкталышы**
 - көп маанилүү абалынын аныкталышы
 - абалынын аныкталбашы
 - ылдамдыгынын аныкталышы
- Ферми-Дирактын бөлүштүрүүсү кандай бөлүштүрүү?
 - каноникалык
 - микробөлүкчөнүн абалын аныктоочу**
 - Макробөлүкчөнүн абалын аныктоочу
 - микроканоникалык
- Декарттык координаталар системасынын мейкиндиктеринде макробөлүкчөнүн абалы кандай аныкталат?
 - көп маанилүү
 - бир маанилүү**

- В) салыштырмалуу
 Г) аныкталбайт
5. Түрдүү даражадагы татаалдыкка ээ болгон система кандай системаларда каралат?
- А) статистикалык**
 Б) декарттык
 В) фазалык
 Г) координаталар системасы
6. Эң жөнөкөй система болуп эмне эсептелет?
- А) f-эркин даражасына ээ болгон 1 бөлүкчө**
 Б) f-эркин даражасына ээ болгон көп бөлүкчө
 В) $2f$ эркин даражасына ээ болгон бөлүкчө
 Г) баары кирет
7. «Статистикалык физиканын негизги принциптери» деген эмгек кимдин эмгеги?
- А) Гиббс**
 Б) Ньютон
 В) Гейзенберг
 Г) Гамильтон
8. Гиббс физиканын кайсыл бөлүгүн негиздеген окумуштуулардын бири?
- А) статистикалык физика**
 Б) квант физикасы
 В) классикалык механика
 Г) оптика
9. Статистикалык физиканы Гиббс канча бөлүккө бөлгөн?
- А) 2**
 Б) 3
 В) 4
 Г) 5
10. Статистикалык физиканын бөлүктөрүн белгиле.
- А) классикалык , кванттык**
 Б) кванттык, Статистикалык
 В) классикалык, оптикалык
 Г) статистикалык, классикалык
11. Классикалык статистикада эмнелер каралат?
- А) көп сандаган макробөлүкчөлөрдүн системасы**
 Б) көп сандаган микробөлчөлөрдүн системасы
 В) көп сандаган бөлүкчөлөрдүн системасы
 Г) молекулаларды, атомдорду
12. Классикалык статистикада кимдин теңдемелери пайдаланылат?
- А) Ньютондун
 Б) Гейзенбергдин
 В) Планктын
Г) Гамильтондун

- 13.Классикалык статистикада макробөлүкчөлөрдүн эмнелери табылат?
А) координаттары, жалпыланган импульстары
Б) координаттары, мейкиндиктеги абалы
В) мейкиндиктеги абалы, ылдамдыгы
Г) кыймылдын ылдамдыгы, убактысы
14. Татаал система деп кандай системаларды айтабыз?
А) ар кандай бөлүкчөлөрдөн турган системаларды
Б) бир тектүү элементтердин системасынан турган системалар жыйындысын
В) атомдордон жана иондордон турган системалар жыйындысын
Г) электрондордон жана протондордон турган системалар жыйындысын
15. Эң жөнөкөй фазалык мейкиндик кандай болот?
А) 4 өлчөмдүү фазалык координата
Б) 4 өлчөмдүү декарттык координата
В) 3 өлчөмдүү фазалык координата
Г) 3 өлчөмдүү декарттык координата
16. Бир молекуланын абалы μ мейкиндигинде канча өзгөрүлмө менен аныкталат?
А) 4 өзгөрүлмө
Б) 5 өзгөрүлмө
В) 6 өзгөрүлмө
Г) 7 өзгөрүлмө
17. Фазалык мейкиндик кандай параметрлер менен аныкталат?
А) fN көз карандысыз
Б) $2fN$ көз карандысыз
В) f көз карандуу
Г) N көз карандуу
18. 5 эркин даража санына ээ болгон молекула канча өлчөмдүү фазалык мейкиндикке ээ?
А) 10
Б) 15
В) 20
Г) 22
19. Γ фазалык мейкиндик көп сандаган ... системасы үчүн киргизилген.
А) бөлүкчөлөр
Б) электрондор
В) атомдор
Г) молекулалар
20. Убакыттын өтүшү менен татаал системанын абалы эмненин натыйжасында өзгөрөт?
А) сырткы факторлордун
Б) ички факторлордун
В) температуранын
Г) күчтүн

21. Фазалык мейкиндикте элестетилген точка эмне деп аталган ийрини сызат?
- А) **фазалык траектория**
 - Б) фазалык ийри
 - В) фазалык координата
 - Г) реалдуу траектория
22. Фазалык мейкиндикте элестетилген ар бир точка системанын кандай абалын аныктайт?
- А) убактылуу
 - Б) **көз ирмемдик**
 - В) турактуу
 - Г) кирпич каккычактык
23. Фазалык траектория реалдуу траекториядан эмнеси менен айырмаланат?
- А) ийриси м-н
 - Б) **шарттуу түрдө алынган м-н**
 - В) шарттуу түрдө алынбаганы м-н
 - Г) траекториясы м-н
24. Ар бир фазалык мейкиндиктин точкасы аркылуу канчадан фазалык траектория өтөт?
- А) 4
 - Б) **1**
 - В) 3
 - Г) 2
25. Статистикалык физикада системалардын жыйындысын эмне деп атайбыз?
- А) системалар жыйындысы
 - Б) **системалар ансамблы**
 - В) системалар топтому
 - Г) системалар группасы
26. Фазалык көлөм кайсы параметрден көз каранды?
- А) координаталардан
 - Б) импульстан
 - В) **координаталардан жана импульстан**
 - Г) ылдамдыктан жана убакыттан
27. Өтө көп бөлүкчөдөн турган ансамблдын энергиясы өскөн сайын фазалык көлөмү эмне болот?
- А) **өсөт**
 - Б) турактуу бойдон калат
 - В) азаят
 - Г) өспөйт
28. $\chi = \rho/N$
- Бул формула кандай аталат?
- А) бөлүштүрүү функциясы

- Б) бөлүштүрүү функциясынын тыгыздыгы**
 В) бөлүштүрүү
 Г) координаты аныктоо
29. Гамильтондун теңдемесине баш ийген фазалык точкалардын же системалардын жыйындысы фазалык мейкиндикте өзүн кандай алып жүрөт?
 А) кысылуучудай
Б) кысылбоочудай
 В) алуучулар
 Г) айдоочулар
30. Элементардык көлөмдүү сактоо принциби кимге таандык?
 А) Гиббс
 Б) Гейзенберг
 В) Луивилл
 Г) Планк
31. Луивиллдин теоремасын белгиле.
 А) фазалык мейкиндикте кыймылга келген системанын элементардык көлөмү өзгөрмөлүү
Б) фазалык мейкиндикте кыймылга келген системанын элементардык көлөмү турактуу
 В) фазалык мейкиндикте кыймылга келген системанын элементардык ылдамдыгы өзгөрмөлүү
 Г) фазалык мейкиндикте кыймылга келген системанын элементардык ылдамдыгы турактуу
32. Статистикалык физикада 2 учурда 2 маселени карайт. Биринчи учуру кандай?
 А) система изоляцияланган
 Б) чөйрө менен зат алмашат
 В) кээде зат алмашат, кээде алмашпайт
 Г) баары туура
33. Биринчи учурда кандай бөлүштүрүүгө ээ болобуз?
 А) каноникалык
Б) микроканоникалык
 В) макроканоникалык
 Г) Максвеллдин бөлүштүрүүсү
34. 2-учуру кандай?
 А) бөлүнүп алынган система чөйрө м-н жеңил зат алмашат
 Б) система чөйрө менен кеңири зат алмашат
 В) система изоляцияланган
 Г) кээ бир учурда гана зат алмашат
35. 2-учурда кандай бөлүштүрүүгө ээ болобуз?
 А) каноникалык
 Б) микроканоникалык
 В) макроканоникалык

- Г) Максвеллдин бөлүштүрүүсү
36. Каноникалык жана микроканоникалык бөлүштүрүү термидерин илимге ким киргизген?
- А) Гиббс
Б) Гейзенберг
В) Луивилл
Г) Планк
37. Система тең салмактуу абалда турса, анда анын бардык параметрлери убакытта көз каранды болобу?
- А) ооба, болот
Б) жок, болбойт
Г) билбейм
38. Микроканоникалык бөлүштүрүүдө бөлүштүрүү функциясы системанын эмнесинен көз каранды?
- А) кыймылынан
Б) кыймылынын интегралынан
В) убакыттан
Г) ылдамдыгынан
39. Системанын кыймылынын интегралы системанын эмнеси болот?
- А) толук энергиясы
Б) потенциалдык энергиясы
В) кинетикалык энергиясы
Г) толкундук функциясы
40. Микроканоникалык бөлүштүрүүдө Гамильтондун функциясы эмнеден көз каранды болот?
- А) $6N$ өзгөрүлмөдөн жана сырткы параметрлерден
Б) $6N$ өзгөрүлмөдөн гана
В) сырткы параметрлерден гана
Г) $3N$ өзгөрүлмөдөн жана ички параметрлерден
41. Бөлүштүрүү функциясынан термодинамикалык закондор же функциялар келип чыкса, анда тандалып алынган бөлүштүрүү функциясы туура деп эсептелеби?
- А) ооба
Б) жок
В) мүмкүн
Г) билбейм
42. Микроканоникалык бөлүштүрүү формуласын табуу үчүн кандай түшүнүктү киргизебиз?
- А) толкундук функция
Б) дельта функция
В) гамма функция
Г) альфа функция
43. Теориялык физикада дельта функциясы x^0 точкасынан башка точкалардын баарында кандай мааниге ээ?

- А) 0θ
 Б) 1θ
 В) -1
 Г) чексиз
44. Дельта функциянын геометриялык түзүлүшү кандай?
 А) Бир маанилүү
Б) аныксыз
 В) татаал
 Г) жөнөкөй
45. Каноникалык бөлүштүрүү кандай системалар үчүн орун алат?
А) термостаттар системасы
 Б) декарттык система
 В) инерциялдык система
 Г) термодинамикалык система
46. Изотермикалык системанын эмнеси ар бир подсистеманын энергияларынын суммасына жана өз ара аракеттенишүүчү потенциалдык энергиялардын суммасынан турат?
 А) кинетикалык энергия
Б) потенциалдык энергия
 В) ички энергия
 Г) толук энергия
47. Гиббстин каноникалык бөлүштүрүү функциясындагы θ - эмнени билдирет?
 А) бурчту
Б) бөлүштүрүү функциясынын модулу
 В) бөлүштүрүү функциясы көз каранды болгон чоңдук
 Г) турактуулук
48. θ нын физикалык мааниси кандай?
 А) $\theta = \lambda k$
 Б) $\theta = \lambda T$
 В) $\theta = \tau k$
Г) $\theta = kT$
49. $\theta = kT$ барабардыгы эмне деп аталат?
 А) жылуулук
Б) Дебайдын температурасы
 В) критикалык температура
 Г) бөлүштүрүү функциясы
50. ϵ энергиясы ээ болгон системанын $W(\epsilon)$ кванттык абалдарда болуп калуу ыктымалдуулугу статистикалык... деп аталат.
А) сумма
 Б) айырма
 В) ыктамалдуулук
 Г) энергия

51. Механикалык энергиянын сырткы параметрлери боюнча 1-тартиптеги туундусу эмнеге барабар?
 А) сырткы параметрлерге
 Б) жумушка
В) сырткы күчтөргө
 Г) энергияга
52. Кайсы интеграл сырткы параметр менен бөлүштүрүүнүн модулуна көз каранды?
 А) ылдамдыктын
 Б) энергиянын
 В) температуранын
Г) абалдын
53. Абалдын интегралы аркылуу системанын эмнесин таап алууга болот?
 А) температурасын
Б) эркин энергиясын
 В) толук энергиясын
 Г) энтропиясын
54. Механикалык энергиянын орточо мааниси ансамблдын эмнесине барабар?
 А) ички энергиясына
 Б) толук энергиясына
 В) потенциалдык энергиясына
 Г) кинетикалык энергиясына
55. $S = -kL \ln \omega$ – бул формула кимдин статистикалык жол менен келтирип чыгарган абалдын ыктымалдуулугунун логорифмасы менен чыгарылган?
 А) Больцмандын
 Б) Шредингердин
 В) Гейзенбергдин
 Г) Ньютондун
56. $S = k \ln N$
 Системанын энтропиясы мүмкүн болгон микроабалдардын санына ...
 А) тескери пропорциялаш
Б) түз пропорциялаш
 В) таасир этпейт
 Г) туура жооп жок
57. Чоң термодинамикалык ыктымалдуулукка чоң фазалык көлөм, ал эми чоң фазалык көлөмгө эмне туура келет?
 А) чоң фазалык масса
Б) чоң энтропия
 В) эркин энергия
 Г) чоң фазалык мейкиндик
58. Тең салмаксыз абалдан тең салмактуу абалга система кандай өтөт?
А) өз алдынча

- Б) эркин
 В) аргасыз
 Г) бат
59. Кайталанбоочу процесстердин энтропиясы ...
 А) азаят
Б) өсөт
 В) турактуу
 Г) билбейм
60. Термодинамикада изоляцияланган, адиабаттык жана ... системалар бар
А) бөлүкчөлөрдүн саны өзгөрмөлүү
 Б) бөлүкчөлөрдүн саны турактуу
 В) бөлүкчөлөрдүн ылдамдыгы өзгөрмөлүү
 Г) бөлүкчөлөрдүн ылдамдыгы турактуу
61. Чоң каноникалык бөлүштүрүү функциясын ким келтирип чыгарган?
А) Гиббс
 Б) Гейзенберг
 В) Луивилл
 Г) Планк
62. Чоң каноникалык бөлүштүрүү функциясынын формуласындагы μ эмне?
 А) молекулалардын саны
 Б) физикалык потенциал
В) химиялык потенциал
 Г) бөлүкчөнүн массасы
63. Ал эмнеден көз каранды ?
А) бөлүкчөлөрдүн санынан
 Б) бөлүкчөнүн ылдамдыгынан
 В) энергиясынан
 Г) жыштыгынан
64. Тең салмактуу системадагы молекулалардын бөлүштүрүү функциясы качан ачылган?
 А) 1865-ж
Б) 1860-ж
 В) 1870-ж
 Г) 1882-ж
65. Ал бөлүштүрүү функциясы ким тарабынан ачылган?
 А) Больцман
 Б) Гиббс
 В) Гейзенберг
Г) Максвелл
66. Молекулалардын салыштырма өзгөрүшү эмнеге барабар?
А) $\Delta N/N$
 Б) $N/\Delta N$
 В) $N \times \Delta N$

- Г) $N-\Delta N$
67. Бул өзгөрүү эмнеге түз пропорциялаш?
- А) v
 - Б) Δv**
 - В) τ
 - Г) μ
68. Пропорционалдуулук коэффициенти бөлүкчөлөрдүн жалпы санынан көз каранды болобу?
- А) жок**
 - Б) ооба
 - В) билбейм
69. Пропорционалдуулук коэффициенти бөлүкчөлөрдүн эмнесинен көз каранды?
- А) жалпы санынан
 - Б) ылдамдыгынан**
 - В) энергиясынан
 - Г) импульсуна
70. Бир эле заттын молекулаларынын бөлүштүрүү функциясы эмнеден көз каранды?
- А) ылдамдыктан
 - Б) абсолюттук температурадан**
 - В) тыгыздыктан
 - Г) молекулалардын санынан
71. Эгерде газдын молярдык массасы кичине болсо анын бөлүштүрүү функциясы кайсы тарапка жылат?
- А) кичине ылдамдык тарапка
 - Б) чоң ылдамдык тарапка**
 - В) кичине температура тарапка
 - Г) чоң температура тарапка
72. Кванттык статистикада эмнеге карата кванттык микробөлүкчөлөрдү 2 ге бөлүп карайбыз?
- А) толкундук функциянын алган маанилерине**
 - Б) ылдамдыктарынын өзгөрмөлүүлүгүнө
 - В) ыктымалдуулуктун тыгыздыгына
 - Г) толкундук функциянын модулуна
73. Эгерде микробөлүкчөлөр симметриялуу толкундук функция менен сүрөттөлсө, анда мындай бөлүкчөлөр кандай аталат?
- А) фермиондор
 - Б) фотондор
 - В) квазибөлүкчөлөр
 - Г) бозондор**
74. Антисимметриялуу толкундук функциялар менен микробөлүкчөлөрдүн абалы сүрөттөлсө, анда алар кандай аталат?
- А) бозондор

- Б)фермиондор**
В)фотондор
Г)молекулалар
75. Бозондордун спини кандай спинге ээ болушат?
А)бөлчөк спинге
Б)жарым спинге
В)бүтүн спинге
Г)спинге ээ эмес
- 76.Бозонго мисал боло алган бөлүнчөнү көрсөт
А)электрон
Б)фотон
В)протон
Г)позитрон
- 77.Фермиондордун спини кандай спинге ээ?
А)бүтүн спинге
Б)жарым спинге
В)бөлчөк спинге
Г)спинге ээ эмес
78. Фермионго мисал болгон бөлчөктү көрсөт
А)фотон
Б)экситон
В)поляритон
Г)позитрон
- 79.Атомдогу электрондун абалы канча кванттык сан менен бааланат?
А)2
Б)4
В)6
Г)1
- 80.Кайсы бөлүкчөлөр үчүн Паулинин принциби орундалбайт?
А)бозондор
Б)фермиондор
В)фотондор
Г)фотондор
- 81.Ал эми каалагандай бүтүн спинге ээ болгон бөлүкчөлөрдүн бөлүштүрүлүшүн ким теориялык жактан түшүндүргөн?
А)Бозе
Б)Ферми
В)Эйнштейн
Г)Гейзенберг
- 82.Фермиондор үчүн экинчи кванттык бөлүштүрүү функциясы кимдин бөлүштүрүү функциясы деп аталат?
А)Ферми-Дирактын
Б)Бозе-Эйнштейндин
В)Ферми-Планктын

- Г)Бозе-Максвеллдин
83. Фермиондор Ферминин деңгээлинин жака белинде эмнеден көз каранды болуп бөлүштүрүлөт?
- А)түрүнөн
Б)температурадан
В)санынан
Г)тыгыздыгынан
84. Фермиондор Ферминин деңгээлине чейин температурасы канча болгон учурда толугу менен толтурулат?
- А) 0 К**
Б)273 К
В)-273 К
Г) 1°C
85. Физикалык чоңдуктардын маанилеринин орточо маанисинин айланасында четтөөсү эмне деп аталат?
- А)энтропия
Б)флуктуация
В)дисперсия
Г)эркин энергия
86. Нөлдөн айырмалуу болгон орточо маанисинин четтөөсүнүн квадраттык маанисин алабыз жана бул чоңдук статистикалык физикада эмне деп аталат?
- А)флуктуация
Б)энтропия
В)дисперсия
Г)эркин энергия
87. Четтөөнүн орточосу ар дайым канчага барабар?
- А)1ге
Б)0гө
В)-1ге
Г)чексизге
88. Жарык энергиясынын атмосферадагы флуктуациясы асмандын кандай болушун шарттайт?
- А) ак түстө
Б) кызарышын
В)көк түстө
Г) карарышын
89. Тең салмактуулуктун айланасында башаламан термелүүлөр эмне деп аталат?
- А)флуктуация**
Б)энтропия
В)толкун
Г)термелүү

90. Гар мааниде алганда тышкы параметрлер үзгүлтүксүз өзгөргөндө заттын физикалык касиеттеринин кескин өзгөрүшү эмне деп аталат?
А) фаза
Б) фазалык өтүү
В) флуктуация
Г) дисперсия
91. Фазалык өтүү канча түргө бөлүнөт?
А) 1
Б) 2
В) 3
Г) 4
92. Фазалар эрежеси ким тарабынан ачылган?
А) Максвелл
Б) Гиббс
В) Бозе
Г) Эйнштейн
93. Фазалар эрежеси качан ачылган?
А) 1886-ж
Б) 1880-ж
В) 1878-ж
Г) 1876-ж

СФ и ТДан экзамендик билеттер:

“ Бекитемин”
ЭТФ кафедрасынын башчысы,
ф.-м.и.к., доцент М.Ч.Осконбаев
« ____ » _____ 2025-жыл

Статистикалык физика жана термодинамика предметинен экзамендик билеттер.

Билет №1

1. Статистикалык физиканын предмети жана методу.
2. Ван-дер-Ваальстын теңдемеси жана «суюктук-газ» системасы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №2

1. Макроскопиялык система, анын микро жана макро абалдары.
2. Тең салмактуулуктун термодинамикалык шарты.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №3

1. Фазалык мейкиндик.
2. Броун кыймылы. Эйнштейн-Смолуховскийдин формуласы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №4

1. Кванттык системанын микроабалдарын сүрөттөө.
2. Жарыктын молекулалык чачыроосу.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №5

1. Системанын мүмүкүн болгон абалдарынын санын эсептөө.
2. Көлөмдүн жана тыгыздыктын флуктуациялары.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №6

1. Абалдын ыктымалдыгы жана физикалык чоңдуктун маанилеринин ыктымалдыгы.
2. Термостат менен тийишип турган кичине подсистемадагы флуктуациянын ыктымалдыгы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №7

1. Макрочоңдуктардын орточо маанилерин эсептөө.
2. Флуктуациялардын ыктымалдыгы үчүн Эйнштейндин формуласы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №8

1. Тең салмактуу жана тең салмактуу эмес макроабалдар.
2. Термостаттагы система үчүн флуктуациялардын ыктымалдыгы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №9

1. Микрочаноникалык бөлүштүрүү.

1. Флуктуация жөнүндө түшүнүк.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №10

1. Энтропиянын статистикалык аныкталышы.
2. Тең салмактуу электромагниттик нурдануу.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №11

1. Туяк системадагы энтропиянын өсүү закону. Кайрылбастыктын статистикалык мүнөзү.
2. Металлдагы электрондук газ.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №12

1. Гиббистин каноникалык бөлүштүрүүсү.
2. Кубулган газдардын абсолюттук нөлгө жакын температуралардагы касиеттери.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №13

1. Абалдын термодинамикалык параметрлери.
2. Кванттык идеалдуу газдардын термодинамикалык функциялары жана абалынын теңдемеси.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №14

1. Температура анын энтропия аркылуу аныкталышы. Температуранын абсолюттук нөлү. Терс температуралар.
2. Классикалык статистикага өтүүнүн шарты, газдын кубулуу критерийи.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №15

1. Ички энергия.
2. Ферми-Дирактын жана Бозе-Эйнштейндин бөлүштүрүүлөрү.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №16

1. Басым.
2. Бир атомдуу реалдуу газдын абалынын теңдемеси.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №17

1. Абалдын термикалык жана калорикалык теңдемелери.
2. Реалдуу газдар.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №18

1. Тең салмактуу процесстер. Кайрылма жана кайрылбас процесстер.
2. Эки атомдуу газдардын жылуулук сыйымдуулугунун кванттык теориясы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №19

1. Жумуш жана жылуулук, алардын микроскопиялык мааниси.
2. Максвелл-Больцмандын бөлүштүрүүсү.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №20

1. Адиабаттык процесстер энтропиянын өзгөрүшү.
2. Классикалык идеалдуу газдын термодинамикалык функцияларын эсептөө.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №21

1. Термодинамиканын биринчи закону.
2. Бөлүкчөлөрдүн саны өзгөрүлмө системалар үчүн Гиббстин каноникалык бөлүштүрүүсү.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №22

1. Системанын энтропиясынын өзгөрүшүнүн жылуулук менен байланышы.
2. Жылуулук сыйымдуулуктардын классикалык теориясы.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №23

1. Термодинамиканын экинчи закону.
2. Энергиянын эркиндик даражасы боюнча бирдей бөлүштүрүлүшү жөнүндө теорема.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №24

1. Негизги термодинамикалык теңдештик. Процесстердин максималдык жумушу.
2. Термодинамикалык чоңдуктардын статистикалык туюнтулушу.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №25

1. Абалдын термикалык жана калорикалык теңдемелеринин байланышы.
2. Эркин энергия жана Максвеллдин теңдемеси.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №26

1. Термодинамиканын үчүнчү закону.
2. Термодинамикалык функциялардын өз ара байланышы функцияларды колдонуунун өзгөчөлүктөрү.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билет №27

1. Температуранын абсалуттук нөлүнө жетүүгө болбостугу.
2. Эркин энергия.

Каф.башчысы:

М.Ч.Осконбаев

Билетти тузгон, ЭТФ кафедрасынын доценти,
ф.-м.и.к., доцент:

М.Ч.Осконбаев

