Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ
(ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ)

Բաբաջանյան Սանասար Գառնիկի

ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԻՑ-ԱԴԱՊՏԱՑԻԱ

Ա.04.02 - «Տեսական ֆիզիկա» մասնագիտության համար
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2017

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ИМ. А.И. АЛИХАНЯНА
(ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ)

Бабаджанян Санасар Гарникович

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ РАБОТА: ОТ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА К АДАПТАЦИИ

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 – “Теоретическая физика”.

ЕРЕВАН - 2017

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Ա. Ի. Ալիխանյանի անվան Ազգային Գիտական Լաբորատորիայի (ԵրՖԻ) գիտական խորհուրդում:
Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզ.-մաթ գիտ.թեկնածու
Ա.Է.Ալլահվերդյան(ԱԱԳԼ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ.-մաթ գիտ.դոկտոր Ժ.Ս. Գևորգյան(ԱԱԳԼ)

Ֆիզ.-մաթ գիտ.թեկնածու Վ.Ե. Մկրտչյան(ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Ուրալի, Ֆեդերալ Համալսարան, ՌԴ
Պաշտպանությունը կայանալու է 2017թ.սեպտեմբերի 26-ին, ժամը 14^{00}-ին ԱԱԳԼ-ի «Միջուկի և տարրական մասնիկների ֆիզիկա» 024 մասնագիտական խորհրդում (Երևան - 0036, Ալիխանյան եղբյարների փ. 2):
Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԱԱԳԼ-ի գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է 02.օգոստոս.2017թ-ին
Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար

Ֆիզ.-մաթ գիտ.դոկտոր Դ. Կարախանյան

Тема диссертации утверждена ученым советом Национальной Научной Лаборатории имени А. И. Алиханяна (ЕрФИ)
Научный руководитель:
Канд. физ.-мат. Наук А.Е.Аллахвердян (ААНЛ)

Официальные оппоненты:
доктор физ.-мат. наук Ж.С. Геворгян(ААНЛ)
Канд. физ.-мат. наук В.Е. Мктрчян(НАН РА ИФИ)
Ведущая организация: Уральский федеральный университет им. Б.Ельцина.
Защита состоится 26–го сентября, 2017 г. в 14 часов на заседании специализированного совета ВАК 024 ”Физика ядра и элементарных частиц” Национальной научной лаборатории им. А.И.Алиханяна (Ереван-0036, ул. Братьев Алиханян 2)
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ННЛА
Автореферат разослан 02.август. 2017 г.

Ученый секретарь спец. Совета

доктор физ.-мат. наук Д.Р. Караханян

<u>Աշխատանքի ընդհանուր բնութագիր</u>

Թերմոդինամիկան, որպես ջերմային մեքենաների մասին տեսություն, առաջացել է 19-րդ դարում, Արդյունաբերական Հեղաշրջման միջոցով և հետևանքով: Դեռևս 19-րդ դարի կեսերին այն վերածվեց տեսության, որը հիմնված էր մի քանի բացահայտ և մի շարք անուղղակի ենթադրությունների վրա: Այս տեսության կայացման մեջ իրենց ներդրումն են ունեցել բազում գիտնականներ, ինչպիսիք են Կառնոն, Կլաուզիուսը, Թոմսոնը և այլք:

Այնուհետև Բոլցմանի, Մաքսվելի և Գիբսի աշխատանքների շնորհիվ թերմոդինամիկան հիմնվեց միկրոսկոպիկ տեսությունների վրա: Գիտնականներն այլևս փորձում էին ոչ թե ենթադրություններ կատարել թերմոդինամիկայի վերաբերյալ, այլ՝ դուրս բերել դրանք «առաջին սկզբունքներից»: Թերմոդինամիկան նույնպես կապվեց սահմանափակ կառավարման խնդրի հետ, քանի որ թերմոդինամիկական առնչությունների ի հայտ գալը պայմանավորված էր բազմամասնիկանի համակարգերի ոչ լրիվ նկարագրման հետ: Սահմանափակ ղեկավարման այս կողմը հաճախ հանդիպում է ֆլուկտուացիաների տեսքով: Սակայն, թերմոդինամիկայի և կառավարման գաղափարի միջև եղած կապը չի սպառվում ոչ ֆլուկտուացիաներով և ոչ էլ ոչ լրիվ նկարագրումով: Որպես այդ կապի հնարավոր նկարագիր նույնպես առաջարկվեց մաքսիմալ էնտրոպիայի գաղափարը: Ջերմային մեքենաների և կառավարման միջև մեկ այլ կապի հայտ եկավ ադապտացիայի գաղափարի շնորհիվ: Վերջինիս ուսումնասիրությունը սույն ատենախոսության հիմնական խնդիրներից է:

Թերմոդինամիկան և միկրոսկոպիկ տեսությունները փոխկապված են երկկողմանիորեն: Մի կողմից միկրոսկոպիկ նկարագրումը նպաստում է թերմոդինամիկայի ընկալմանը և մեծացնում է դրա կիրառման տիրույթները: Մյուս կողմից՝ միկրոսկոպիկ տեսությունները թերմոդինակայի շնորհիվ ոչ միայն շահում են նոր խնդիրներ ու գաղափարներ, այլև որոշ դեպքերում իրենց առաջացման համար պարտական են վերջինիս: Ցայտուն օրինակ է քվանտային մեխանիկայի առաջացումը, որը

սկիզբ առավ սև մարմնի ճառագայթման վերաբերյալ Պլանկի աշխատություններից:

Ատենախոսության հիմնական խնդիրն է ուսումնասիրել թերմոդինամիկայի վերը նշված երկու կողմերը՝ կապը միկրոսկոպիկ տեսության և կառավարման խնդիրների հետ:

Թեմայի արդիականությունը

Թերմոդինամիկան առաջացման վաղ փուլերում ուսումնասիրում էր ջերմային հավասարակշռության մեջ գտնվող համակարգերում ընթացող պրոցեսները: Սակայն իր զարգացման տարբեր փուլերում այն դուրս եկավ հավասարակշռության սահմաններից՝ բաժանվելով տարբեր ճյուղերի՝ ստոխաստիկ, քվանտային, ռելյատիվիստիկ: Այս ճյուղավորման ընթացում փոխվեցին թերմոդինամիկական մի շարք մեծությունների սահմանումները: Թերևս միայն թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանումն է, որ չենթարկվեց փոփոխությունների: Վերջինիս սահմանումը չփոխվեց ո՛չ քվանտային և ո՛չ էլ ստոխաստիկ թերմոդինամիկայում: Այս մեծության միջոցով սահմանված թերմոդինամիկայի օրենքները կարիք չունեցան ձևափոխման:

Ռելյատիվիստիկ թերմոդինամիկան կառուցվեց որպես ֆենոմենոլոգիական տեսություն՝ հիմնված բազում ենթադրությունների վրա: Այս տեսության շրջանակներում թերմոդինամիկական մեծությունների համար առաջարկվեցին ձևափոխման տարբեր, մեկը մյուսին հակասող օրենքներ՝ որպես հիմք ընդունելով էնտրոպիայի և հավասարակշռության միջև կապը: Ի տարբերություն հավասարակշիռ թերմոդինամիկայի՝ ռելյատիվիստիկ թերմոդինամիկայի կապը միկրոսկոպիկ տեսության հետ պարզ չէ: Թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանումն ամենապարզն է թերմոդինամիկայի նկարագիրների մեջ: Այդ սահմանման հետ, սակայն, առաջանում են խնդիրներ արդեն իսկ պարզագույն՝ ռելյատիվիստիկ դինամիկայով նկարագրվող երկմասնիկանի համակարգում: Ատենախոսության շրջանակներում տրվել է հիշյալ մեծության տրամաբանորեն և ֆիզիկորեն հիմնավորված սահմանումը:

Մյուս կողմից՝ թերմոդինամիկայի և կառավարման գաղափարի միջև կապի հաստատումը կնպաստի կյանքի առաջացման վաղ փուլերում ի հայտ եկած պարզագույն

ջերմային մեքենաների մասին պատկերացում կազմելուն, առանց որոնց հնարավոր չէր լինի պարզագույն էակների հետագա էվոլյուցիան: Բանն այն է, որ կենդանի էակների զարգացման համար անհրաժեշտ է էներգիայի կուտակում, որն ինքնին թերմոդինամիկական խնդիր է: Հարկ է նկատել, որ այսպիսի երևույթի մենք ականատես ենք լինում նաև մեր առօրյա կյանքում: Խոսքը ֆոտոսինթեզի մասին է, որը ֆիզիկորեն լինելով ջերմային մեքենա, իրենից ներկայացնում է քիմիական բազմաթիվ բարդ ռեակցիաների շարան: Սակայն, դրա հիմնական գործառույթն էներգիայի կուտակումն է: Այն ադապտիվ պրոցես է այն իմաստով, որ ֆոտոսինթեզ տեղի է ունենում անխափան և՛ ամպամած, և՛ անամպ եղանակին, այսինքն ջերմային մեքենայի աշխատանքի համար անհրաժեշտ ջերմաստիճաններից մեկի զգալի տատանման ընթացքում: Այն հարմարվում է միջավայրի փոփոխություններին՝ արեգակի դիրքի, եղանակային պայմանների և այլ պարամետրերի փոփոխությանը: Ատենախոսության մեջ առաջարկվել է ադապտիվ ռեժիմով աշխատող ջերմային մեքենայի մոդել: Հիշյալ մոդելի հետագա զարգացումը կօգնի հասկանալ վերը ներկայացված խնդիրը և կարող է կիրառություն ունենալ կենցաղում:

<u>Աշխատանքի նպատակը</u>

- Ռելյատիվիստիկ դինամիկայով նկարագրվող երկու կետային լիցքերով համակարգում տրամաչափային ինվարիանտ ձևով սահմանել թերմոդինամիկական աշխատանքը:
- Աշխատանքի սահմանումը պետք է բխի լոկալ պահպանվող մեծությունից, վերջինիս արտահայտությունը պետք է երևա համակարգի էներգիայի-իմպուլսի թենզորում: Այսպիսով այն կլինի Լորենց-կովարիանտ և պատճառական:
- Ստուգել թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանումը այն դեպքում, երբ էական է մասնիկների ճառագայթումով պայմանավորված ինքաազդեցության ուժի ազդեցությունը:
- Ստեղծել ադապտիվ ռեժիմով աշխատող ջերմային մեքենա, որը չի ունենա արտաքին ղեկավարման կարիք: Այն կաշխատի միջավայրի, թերմոստատների ջերմաստիճանների անընդհատ փոփոխության պայմաններում:

- Ստանալ այդ մեքենայի նկարագիրների էֆեկտիվության և հզորության վարքը՝ պայմանավորված արտաքին միջավայրի փոփոխությամբ: Նկարագրել ադապտացիայի համար անհրաժեշտ պայմանները:

Կիրառական նշանակությունը

Ունենալով ռելյատիվիստիկ թերմոդինամիկայի միկրոսկոպիկ տեսություն՝ հնարավոր կլինի ստուգել այդ տեսության մեջ առաջարկվող ենթադրությունները: Կարելի կլինի սահմանել էներգիայի փոխանակումը փոխազդող համակարգերի միջև: Այսպիսով ռելյատիվիստիկ թերմոդինամիկան կստանա զարգացման նոր նախադրյալներ, ինչի շնորհիվ հնարավոր կլինի փորձնական ճանապարհով ստուգել ստացված տեսական արդյունքները:

Ադապտիվ ջերմային մեքենայի տեսական մոդելի ստեղծումը կնպաստի վերջինիս կյանքի կոչմանը: Այն կլինի մաքուր էներգիայի նոր աղբյուր, քանի որ ջերմաստիճանային գրադիենտի առկայության պայմաններում այդ մեքենան կկարողանա աշխատել ցանկացած միջավայրում: Ադապտիվ ջերմային մեքենա-յի օգտագործումը շահավետ կլինի և՛ արդյունաբերության մեջ, և՛ կենցաղում:

Գիտական նորությունը

- Ստացվել է թերմոդինամիկական աշխատանքի տրամաչափային ինվարիանտ, Լորենց-կովարիանտ և պատճառական սահմանումը:
- Ցույց է տրվել, որ թերմոդինամիկայի տեսանկյունից ոչ բոլոր ոչ-տրա-մաչափային մեծություններն են ֆիզիկական իմաստից զուրկ: Ֆիզիկորեն ճիշտ ընտրված տրամաչափում այդ մեծությունները կարող են դիտվող լինել:
- Ստացվել է մոտավոր պահպանվող լոկալ մեծություն, այնպես ինչպես ոչ ռելյատիվիստիկ դեպքում, որն արտահայտվում է մասնիկի և դաշտի աղբյուրի էներգիաների միջոցով: Պահպանվող մեծության միջոցով հնարավոր է դառնում նկարագրել էներգիայի տեղափոխությունը մաս-նիկների միջև:
- Ցույց է տրվել, որ թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանումը չի փոխվում այն դեպքում, երբ հաշվի է առնվում մասնիկների ճառագայթ-մամբ պայմանավորված ինքնաազդեցությունը:

- Առաջարկվել է ադապտիվ ջերմային մեքենայի տեսական մոդել, որն ունի շատ պարզ կառուցվածք:
- Ստացվել է այդ մեքենայի նկարագիրների վարքը միջավայրի փոփոխու-թյան ընթացքում:
- Ստացվել են այդ մեքենայի ստեղծման համար անհրաժեշտ պայման-ները:

Պաշտպանության ներկայացվող արդյունքները

Ատենախոսության պաշտպանությանը կներկայացվի ռելյատիվիստիկ դինա-միկայով նկարագրվող պարզագույն՝ երկմասնիկանի համակարգում թերմոդի-նամիկական աշխատանքի ճիշտ սահմանումը: Ցույց կտրվի պահպանվող մե-ծության վարքը: Կներկայացվի համակարգի Էներգիայի-իմպուլսի թենզորը, որն ապահովում է պահպանվող մեծության գոյությունը: Ցույց կտրվի, որ թերմոդինամիկական աշխատանքի այս սահմանումը ճիշտ է նաև ինքնաազդեցության ուժի առկայության պայմաններում: Կներկայացվի ադապտիվ մեքենայի մոդելը, վերջինիս կառուցվածքը, աշխատանքի սկզբունքը, կներկայացվի այդ մեքենայի նկարագիրների վարքը միջավայրի փոփոխության ընթացքում:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլուխներից, վերջա-բանից, օգտագործված գրականության և նկարների ցանկից:

Աշխատանքի բովանդակությունը

Ներածության մեջ հակիրճ ներկայացված են թերմոդինամիկայի առաջին և երկրորդ օրենքները, ինչպես նաև դրանցում հանդիպող մեծությունների սահմա-նումները և ֆիզիկական իմաստները: Չնայած այն հանգամանքին, որ թերմոդի-նամիկայի առաջին օրենքը հիմնված է էներգիայի պահպանման սկզբունքի վրա, այն ներմուծում է էներգիայի փոփոխության տեսակների որակական տարբե-ություն ֆիզիկորեն լավ սահմանված աշխատանքի և ջերմաքանակի միջև:

Թերմոդինամիկայի առաջին օրենքի համատեքստում ցույց է տրված, որ թեր-մոդինամիկական աշխատանքը նկարագրվում է համակարգի վրա ազդող ար-տաքին դաշտի ժամանակային փոփոխությամբ, որն իր հերթին ուղեկցվում է համակարգի համիլտոնիանի փոփոխությամբ: Ի տարբերություն

ջերմաքանակի, որի ժամանակային փոփոխությունը պայմանավորած է փուլային տարածութ-յան մեջ համակարգի վիճակները նկարագրող հավանականությունների բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությամբ, և որի մեջ մտնում են նաև միջավայրը բնութագրող ազատության աստիճանները՝ աշխատանքի ժամանակայի ին փո-փոխությունը պայմանավորված է միայն արտաքին դաշտի ազդեցությամբ, այսինքն՝ դրա նկարագրման մեջ չի մտնում ջերմային ռեզերվուարների նկարա-գիրները: Ըստ սահմանման՝ թերմոդինամիկական աշխատանքը լոկալ մեծութ-յուն է: Դիցուք ուսումնասիրվող համակարգը բաղկացած է տարբեր համիլտո-նիաններով նկարագրվող ենթահամակարգերից, որոնց փոխազդեցությունը ժա-մանակից անկախ է: Եթե արտաքին դաշտը ազդում է միայն մի ենթահամա-կարգի վրա, ապա ընդհանուր համակարգի վրա կատարված աշխատանքը որոշվում է հենց այդ ենթահամակարգի համիլտոնիանի և այդ ենթահամակար-գի վիճակը նկարագրող բաշխման ֆունկցիայի միջոցով:

Թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքի համատեքստում ներկայացված են թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանման առավելությունները մնացյալ թերմոդինամիկական մեծությունների նկատմամբ: Ներկայացված է թերմոդինա-միկական աշխատանքի միջոցով երկրորդ օրենքի սահմանումը: Վերջինիս համատեքստում թերմոդինամիկական աշխատանքի առավելությունն այն է, որ այս մեծության սահմանման համար, ի տարբերություն ջերմաստիճանի և էնտրոպիայի, լոկալ հավասարակշռության գաղափարն էական չէ: Որպես պարզագույն օրինակ՝ դիտարկված է մի համակարգ, որը բաղկացած է տարբեր թերմոստատների հետ փոխազդող մի քանի ենթահամակարգերից: Այն դեպ-քում, երբ ունենք մի թերմոստատ, ապա աշխատանքի սահմանումից հետևում է երկրորդ օրենքի Թոմսոնի սահմանումը: Երկու թերմոստատների դեպքում բեր-վում է ջերմային մեքենայի գաղափարը: Ցույց է տրվում, որ այդ մեքենայի էֆեկ-տիվությունը չի կարող գերազանցել Կառնոյի սահմանը: Վերը բերված օրինա-կով ցույց է տրվում, որ, չնայած նրան, որ էնտրոպիայի աճը սահմանված է, այնուամենայնիվ, էնտրոպիայի սահմանումը հստակ չէ՝ ի տարբերություն աշխատանքի:

Ներածության մեջ անդրադարձ է կատարվում նաև ատենախոսության հիմ-նական խնդիրներից մեկին՝ ժամանակից կախված արտաքին էլեկտրամագնի-սական դաշտում մասնիկի վրա կատարված թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանմանը: Բերվում է տրամաչափային ինվարիանտության և տրամաչափա-

յին անկախության գաղափարների հակիրճ նկարագրումը, քանի որ էլեկտրա-մագնիսական դաշտը տրամաչափային դաշտ է: Նշվում է, որ ոչ բոլոր ոչ-տրա-մաչափային ինվարիանտ մեծություններն են ֆիզիկական իմաստից զուրկ, և կան մեծություններ, որոնք, լինելով տրամաչափից կախված, այնուամենայնիվ, ֆիզիկորեն ճիշտ ընտրված տրամաչափում կարող են դիտվող լինել: Վերջինս կբավարարվի, եթե ստացված արդյունքները արտահայտվեն տրամաչափային ինվարիանտ կամ տրամաչափից անկախ մեծություններով:

Ներածության վերջում նկարագրվում է Կառնոյի ցիկլով աշխատող ջերմային մեքենայի աշխատանքի սկզբունքը: Այդ ցիկլով աշխատող մեքենաները պահան-ջում են անընդհատ ռեժիմով կառավարում: Մոտիվացված է ադապտիվ աշխա-տող ջերմային մեքենաների գաղափարը, և դրանց նշանակությունը ֆիզիկայում և կենսաֆիզիկայում:

Առաջին գլուխը նվիրված է ժամանակից կախված արտաքին էլեկտրամագ-նիսական դաշտում ռելյատիվիստիկ մասնիկի վրա կատարված թերմոդինամիկա-կան աշխատանքի սահմանման խնդիրներին:

Ոչ ռելյատիվիստիկ դեպքում արտաքին դաշտի կողմից մասնիկի վրա կա-տարված թերմոդինամիկական աշխատանքը որոշվում է մասնիկի համիլտո-նիանի ժամանակային փոփոխությամբ:

Դիցուք արտաքին դաշտը էլեկտրամագնիսական է: Այս դեպքում մասնիկի համիլտոնիանը կլինի

$$H=\sqrt{c^2\vec{p}^{\,2}+m^2c^4}+e\phi(\vec{x},t)=\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}+e\phi$$

Որտեղ $\phi(\vec{x},t)$-ը դաշտը նկարագրող սկալյար պոտենցիալն է, $\vec{p}=m\vec{v}/\sqrt{1-v^2/c^2}$-ը՝ մասնիկի կինետիկ իմպուլսը: Վերջինիս կապը կանոնիկ իմպուլսի հետ տրվում է հետևյալ կերպ՝ $\vec{\pi}=\vec{p}+e\vec{A}(\vec{x},t)/c$: $e,c,\vec{A}(\vec{x},t)$-ն համապատասխանաբար մասնիկի լիցքն է, լույսի արագությունը և արտաքին դաշտի վեկտոր պոտենցիալը:

Վերը գրված համիլտոնիանը տրամաչափային ինվարիանտ է, որը բերում է նաև թերմոդինամիկական աշխատանքի սահմանման տրամաչափից կախվածության: Հետևաբար, պարզ չէ, թե ինչպես պետք է սահմանել թերմո-դինամիկական աշխատանքը: Այս գլխում ցույց է տրված, որ ճիշտ դրված ֆիզի-

կական պայմանները բերում են ֆիզիկորեն ճիշտ տրամաչափի ընտրության: Հարկ է նկատել, որ «ֆիզիկորեն ճիշտ ընտրված տրամաչափ» արտահայտությունը տեղին է միայն տրամաչափայինոչ-ինվարիանտմեծությունների համար:

Խնդիրը լուծելու համար դիտարկվել է պարզագույն մոդել՝ երկու կետային լիցքերի ուշացող փոխազդեցությունը, որոնցից մեկը մյուսից շատ ավելի ծանր է: Զանգվածների այդ խիստ տարբերությունը բերում է նրան, որ հնարավոր է լինում ծանր զանգվածով մասնիկին դիտարկել որպես արտաքին էլեկտրամագնի-սական դաշտի աղբյուր, քանի որ այդ մասնիկի շարժումը, ի հաշիվ իր մեծ զանգվածի, փոխազդեցության ընթացքում կարելի է համարել տրված: Այսինքն՝ թեթև մասնիկի հետադարձ ազդեցությունն իր դինամիկայի վրա կարելի է արհամարհել:

Քանի որ մենք հետաքրքրված ենք թերմոդինամիկայով, ապա այդ պայմանները պետք է բխեն թերմոդինամիկական խնդրի դրվածքից՝

1. Ֆինիտ շարժումից, այսինքն՝ մասնիկների դինամիկան պետք է լոկալիզացված լինի տարածության վերջավոր տիրույթում:
2. Քանի որ մենք ուսումնասիրում ենք ռելյատիվիստիկ դինամիկայով նկարագրվող խնդիր, ապա ճիշտ տրամաչափի ընտրությունը պետք է բխի ընհանուր համակարգի (էլեկտրամագնիսական դաշտ և նյութ) էներգիայի-իմպուլսի (ԷԻ) թենզորից: Այն կապահովի ստացված արդյունքների Լորենց-կովարիանտությունը և պատճառականությունը:
3. Մոդիֆիկացնել նյութ և էլեկտրամագնիսական դաշտ համակարգի համար առկա ԷԻ թենզորը այնպես, որ հնարավոր լինի ստանալ աղբյուրի և թեթև մասնիկի էներգիաներով սահմանված պահպանվող մեծություն: Դասագրքերից հայտնի էլեկտրամագնիսական դաշտի ԷԻ Բելինֆանտե-Ռոզենֆելդի (ԲՌ) տրամաչափայինինվարիանտ թենզորից հետևում է, որ նյութն ունի միայն կինետիկ էներգիա, որոնց գումարը չի պահպանվում: Այսպիսով կսահմանվի նաև թերմոդինամի-կական աշխատանքը:
4. Այդ մոդիֆիկացված թենզորը պետք է բավարարի գլոբալ պահպան-ման օրենքներին, ինչպիսիք են էներգիայի և լրիվ օրբիտալ մոմենտ-ների պահպանումը:

Մասնիկների դինամիկան նկարագրող հավասարումները ֆունկցիոնալ-ուշացող-դիֆերենցիալ հավասարումներ են,

որոնց լուծման մեխանիզմը ման-րամասնորեն տրված է ատենախոսության մեջ:

Ունենալով մասնիկների դինամիկ նկարագիրները՝ վերականգնվել են տարբեր տրամաչափերում մասնիկների ստեղծած էլեկտրամագնիսական դաշ-տերի պոտենցիալները: Դիտարկվել են տարբեր տրամաչափային պայմանե-րին բավարարող պոտենցիալներ, որոնցից միայն Լորենցի տրամաչափային պայմանին բավարարող պոտենցիալներն են բերում մասնիկների էներգիանե-րով արտահայտվող մոտավոր պահպանվող մեծության: Մնացած տրամաչափա-յին պայմաններին բավարարող պոտենցիալները չեն բավարարում վերը թվարկված այս կամայն պայմաններին:

Լորենցի տրամաչափին բավարարող և ուշացող էլեկտրամագնիսական դաշտ ապահովող պոտենցիալները գրականության մեջ հայտնի են որպես Լիենար-Վիխերտի պոտենցիալներ: Այս պոտենցիալների միջոցով թեթև մաս-նիկի էներգիան ունի հետևյալ տեսքը՝

$$E(t)=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\omega^2(t)}}+\frac{ee'}{c\delta'(t)[1+\omega'(t-\delta'(t))]}$$

$$\Delta_{t_2|t_1}E\equiv E(t_2)-E(t_1)$$

Աղբյուրի կինետիկ էներգիան, որը տրամաչափից անկախ մեծություն է, որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$K'(t)\equiv m'c^2/\sqrt{1-v'^2/c^2}$$

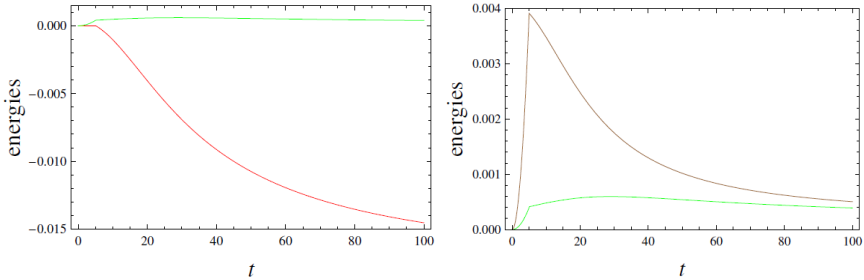
$$\Delta_{t_2|t_1}K'\equiv K'(t_2)-K'(t_1)$$

Թվային արդյունքներից երևում է, որ թեթև մասնիկի լրիվ էներգիայի և ծանր մասնիկի կինետիկ էներգիայի գումարը մոտավոր պահպանվող մեծություն է: Այս պահպանումից ելնելով՝ թերմոդինամիկական աշխատանքը կարելի է սահ-մանել որպես աղբյուրի կինետիկ էներգիայի փոփոխություն կամ որպես մասնի-կի լրիվ էներգիայի փոփոխություն, որում առկա պոտենցիալները բավարարում են Լորենցի տրամաչափային պայմանին:

$$W=-\Delta_{t_2|t_1}K',\ \text{if}$$

$$|\Delta_{t_2|t_1}E+\Delta_{t_2|t_1}K'|\square|\Delta_{t_2|t_1}E|,|\Delta_{t_2|t_1}K'|.$$

Նկ.1-ում բերված է պահպանվող մեծության վարքը նույնանուն լիցքերով մաս-նիկների դեպքում ոչ այդքան մեծ զանգվածների տարերությամբ, երբ դրանք ի սկզբանե դադարի վիճակում են գտնվում:



ա) բ)

Նկ.1 $m=5, m'=50, ee'=c=1, l_0=5, \omega_0=\omega_0'=0$:

Նկ.1(ա)-ում վերևի կորը համապատասխանում է մոտավոր պահպանվող մեծությանը, ստորին կորը ցույց է տալիս թեթև մասնիկի էներգիայի վարքը: Նկ.1(բ)-ում ստորին կորը նկարագրում է մոտավոր պահպանվող մեծությունը, իսկ վերին գիծը նկարագրում է աղբյուրի լրիվ և թեթև մասնիկի կինետիկ էներգիաների գումարը $\Delta_{t|0}(E'+K)$:

Ատենախոսության մեջ ցույց է տրված, որ մասնիկների կինետիկ էներգիաների գումարի դեպքում չկա գոնե մոտավոր պահպանվող մեծություն: Ատենախոսության մեջ բերված են նաև տարանուն մասնիկների և այլ դեպքեր: Նշված բոլոր դեպքերում մոտավոր պահպանումը տեղի ունի:

Վերը նշվեց, որ տրամաչափի ընտրությունը պետք է բխի էՒ թենզորից: Ազատ էլեկտրամագնիսական դաշտի համար մասնագիտական գրականության մեջ օգտագործվող էՒ թենզորը, $g_{ik}=\mathrm{diag}[1,-1,-1,-1]$ մետրիկայով քառաչափ տարածության մեջ ունի հետևյալ տեսքը՝

$$T_{BR}^{ik}=\frac{1}{4\pi}(-F^{il}F^{k}_{\ l}+\frac{g^{ik}}{4}F_{lm}F^{lm}),$$

$$F^{ik}=\partial^i A^k-\partial^k A^i$$

Որտեղ՝ $\partial_k=(\partial/c\partial t,\partial/\partial x^\alpha), \alpha=1,2,3$ քառաչափ դիֆերենցման օպերատորն է, F^{ik}-ն՝ էլեկտրամագնիսական դաշտի լարվածության թենզորը: ԲՌ թենզորը ստացվում է ինվարիանտ լագրանժիանից՝ օգտվելով Նյոտերի թեորեմից և կատարելով լրացուցիչ սիմետրիզացում:

Սակայն ԲՌ-ի թենզորը բերում է մասնիկների միայն կինետիկ էներգիաների, որոնց գումարը չի պահպանվում:

Այդ պատճառով հարկ է մոդիֆիկացնել առկա թենզորը: Պարզության համար կենթադրենք, որ տարածության մեջ

նյութը համասեռ է բաշված: Հարկ է նկատել, որ ատենախոսության մեջ տրված է համասեռ նյութից կետային ան-ցումը: Մասնագիտական գրականությունից հայտնի է, որ Լորենցի տրամաչափում Մաքսվելի հավասարումների վերջին հավասարումը կարելի է ստանալ մի-նիմալ գործողության սկզբունքից՝ օգտագործելով Ֆերմիի լագրանժիանը: Այն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$L = -\frac{1}{8\pi}\partial_i A_k \partial^i A^k$$

Նյոտերի թեորեմից և Ֆերմիի լագրանժիանից ԷԻ թենզորը ազատ էլեկտրամագնիսական դաշտի համար կգրվի՝

$$T^{ik} = -\frac{1}{4\pi}\partial^i A_l \partial^k A^l + \frac{1}{8\pi} g^{ik}\partial_n A_m \partial^n A^m$$

Ինչպես երևում է ստացված թենզորից՝ այն, ինչպես ԲՌ թենզորը, սիմետ-րիկ է, և բավարարում է Պոյնտինգի թեորեմին:

Նյութ և էլեկտրամագնիսական դաշտ համակարգի համար ԷԻ թենզորը կգրվի

$$\hat{T}^{ik} = T^{ik} + \tau^{ik} + \frac{1}{c} A^i J^k$$

$$\partial_k \hat{T}^{ik} = 0$$

որտեղ τ^{ik}-ն նյութի թենզորն է: Նկատենք, որ ԷԻ թենզորի արտահայտության մեջ գրված վերջին անդամը ցույց է տալիս նյութի և էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցությունը: Էներգիայի խտության համար կստացվի՝

$$\hat{T}^{00} = -\frac{1}{4\pi}\partial^0 A_l \partial^0 A^l + \frac{1}{8\pi}\partial_n A_m \partial^n A^m + \frac{c^2\mu}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \rho\phi$$

որտեղ առաջին երկու անդամները նկարագրում են էլեկտրամագնիսական դաշտը, երկրորդ անդամը՝ նյութի կինետիկ էներգիան է, իսկ երրորդը՝ նյութի պոտենցիալ էներգիան: Էներգիայի խտության տեսքից երևում է թերմոդինամի-կական աշխատանքի սահմանման մեջ օգտագործվող թեթև մասնիկի էներգիա-յի տեսքը:

Ընհանուր համակարգի համար գրված նոր և առկա ԷԻ թենզորները բերում են նույն գլոբալ պահպանվող մեծության՝

$$\int d^3x \left[\frac{\vec{E}^2 + \vec{B}^2}{8\pi} + \tau^{00} \right] = \int d^3x \hat{T}^{00}$$

Հարկ է նկատել, որ ընդհանուր համակարգի համար գրված թենզորները միմյանց էկվիվալենտ չեն այն իմաստով, որ հնարավոր չէ որևէ մեկին ավելաց-նել երրորդ ռանգի թենզորի քառաչափդիվերգենցիաև ստանալ մյուսը:

Թենզորների նմանություններն ու տարբերությունները քննարկված են ատենախոսության համապատասխան գլխում: Անդրադարձ է կատարվել նաև այդ թենզորներով սահմանված լրիվ օրբիտալ մոմենտի թենզորների նմանութ-յուններին և տարբերություններին:

Երկրորդ գլխի նպատակն է ստուգել առաջին գլխում ստացված թերմոդինա-միկական աշխատանքի սահմանումն ինքնազդեցության ուժի առկայության դեպքում:

Այս դեպքում մասնիկների շարժման հավասարումները կգրվեն՝

$$m\frac{du^k}{ds} = eu_l F'^{kl} + \frac{2e^2}{3}[\frac{d^2u^k}{ds^2} + \frac{du^l}{ds}\frac{du_l}{ds}u^k]$$

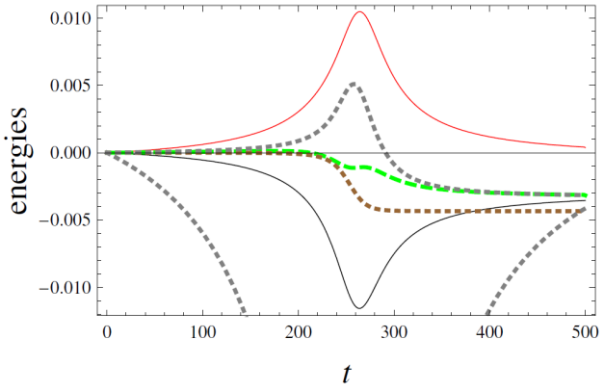
$$m'\frac{du'^i}{ds'} = e'u'_l F^{kl} + \frac{2e'^2}{3}[\frac{d^2u'^k}{ds'^2} + \frac{du'^l}{ds'}\frac{du'_l}{ds'}u'^k]$$

որոնց վերջին անդամները նկարագրում են մասնիկների ստեղծած դաշտերի հետադարձ ազդեցությունը:

Ինքնազդեցության անդամներ պարունակող ուշացող հավասարումները կարելի է լուծել միայն ապագայում կոորդինատների, արագությունների և արա-գացումների համար դրված սահմանային պայմաններով և ապագայում դրված պայմանների հետ ինտեգրելով մինչև անվերջ հեռու անցյալ: Ատենախոսության մեջ այս խնդիրը լուծվել է՝ ենթադրելով, որ մասնիկներն ապագայում այլևս չեն փոխազդում: Միաչափ դեպքում վերը գրված մեթոդով ստացվող լուծումները (Կոշու լուծումներ) գոյություն ունեն և միակն են, եթե լիցքերը նույնանուն են և ապագայում դրանց միջև եղած հեռավորությունը բավականին մեծ է:

Նկ.2-ում լավ երևում է էներգիայի տեղափոխությունը մի մասնիկից մյուսին: Սկզբում էներգիան (թերմոդինամիկական աշխատանքը) փոխանցվում է ծանր մասնիկից թեթև մասնիկին, այնուհետև այն վերադառնում է ծանր մասնիկին: Տեղափոխության ընթացքում էներգիայի որոշ մասը ճառագայթվում է, այսպիսով ծանր մասնիկի վերջնական կինետիկ էներգիան ավելի փոքր է, քան փոխազդեցության սկզբում: Նկ.2-ից երևում է, որ $\Delta_{t|0}(E+K')$-ն ճառագայթման հաշվին

նվազում է: $\Delta_{t|0}(E'+K)$-ն պահպանվող չէ: Վերջինից չի երևում նաև էներգիայի փոխանցման ուղղությունը: Պահպանվող չէ նաև ԲՌ թենզորից հե-տևող $\Delta_{t|0}(K'+K)$: Էներգիաների վարքից երևում է, որ համակարգում ճառա-գայթման առյուծի բաժինը պայմանավորված է աղբյուրով, որը, սակայն, չի հետևում Լարմորի գործակիցներից (տե՛ս ատենախոսության մեջ): Ատենախոսության մեջ նկարագրված է նաև էներգիայի միակողմանի տեղափոխությունը՝ աղբյուրից մասնիկին և հակառակը: Այս տեղափոխությունը լավ նկարագրվում է Լորենցի տրամաչափում մասնիկի պոտենցիալ էներգիայով, քանի որ մոտավոր $\Delta_{t|0}(E+K')$-ն մոտավոր պահպանվում է:



Նկ.2. $ee'=1, m'/m=10$:

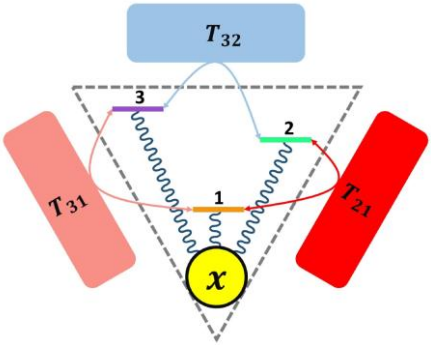
$v'(t_f)=0.04, v(t_f)=-0.4, x'(t_f)-x(t_f)=100; v'(0)=-0.04804, v(0)=0.40117$

Վերից վար. վերին հոծ (կարմիր) կորը $\Delta_{t|0}E$-ն է, կետագծերով (մոխիր) $\Delta_{t|0}(E'+K)$, ընդհատագծով (կանաչ) $\Delta_{t|0}(E+K')$, հաջորդ կետագծերով (շագանակագույն) կորը Լարմորի գործակիցների գումարն է, վերջին հոծ կորը (սև) $\Delta_{t|0}K'$, վերջին կետագիծը $\Delta_{t|0}(K'+K)$:

Երրորդ գլխում առաջարկված է ադապտիվ ջերմային մեքենայի մոդել: Ադապտիվ ջերմային մեքենայի գաղափարի էությունը հետևյալն է՝ ստեղծել ջեր-մային մեքենա, որը կարիք չունի արտաքին կառավարման և կարող է հարմար-վել արտաքին միջավայրի փոփոխություններին, շարունակել

աշխատել ջերմա-յին մեքենայի ռեժիմում (Նկ.4): Այն բաղկացած է բանող մարմնից և ղեկավարող մասից:

Բանող մարմինը եռամակարդակ էներգիայով համակարգ է, որը փոխազդում է երեք տարբեր ջերմաստիճաններով թերմոստատների հետ, որոնցից յուրաքանչյուրն ապահովում է միայն մեկ անցում էներգիայի մակարդակների միջև: Ընդ որում, դրանցից մեկը ծառայում է որպես թերմոդինամիկական աշխատան-քի ռեզերվուար (Նկ-ում՝ T_{21}), քանի որ էներգիայի փոխանակման ընթացքում էնտրոպիան չի փոխվում $dS_{21} = \beta_{21} dQ_{21} = 0$, որտեղ $\beta_{ij} = 1/T_{ij}$ հակադարձ ջեր-մաստիճանն է: Բանող մարմնի տրված էներգիայով մակարդակում լինելու հա-վանականությունը տրվում է Մարկովի հավասարումներով:



Նկ.4 Ադապտիվ ջերմային մեքենայի մոդել:

Ընդ որում, ենթադրվում է, որ էներգետիկ մակարդակների միջև անցման հավանականությունները բավարարում են դետալ-բալանսի:

$$\rho_{i\leftarrow j} e^{-\beta_{ij} E_j} = \rho_{j\leftarrow i} e^{-\beta_{ij} E_i}, \qquad \beta_{ij} = \beta_{ji}; i, j = 1,2,3$$

Ղեկավարող մարմինը անընդհատ, դանդաղ՝ ի տարբերություն էներգիայի մակարդակների միջև անցման, փոփոխվող ստոխաստիկ փոփոխական է, որը բանող մարմնի հետ հետադարձ կապի մեջ է: Ժամանակի t պահին բանող մարմնի i-րդ էներգետիկ մակարդակում գտնվելու և ղեկավարող մարմնի տրված կետում լինելու միացյալ հավանականությունը որոշվում է Մարկովի և Ֆոկեր-Պլանկի միացյալ հավասարմամբ՝

$$\dot{p}_i(x,t) = \sum_{j=1}^{3} [\rho_{i\leftarrow j}(x) p_j(x,t) - \rho_{j\leftarrow i}(x) p_i(x,t)] + \frac{1}{\gamma} \partial_x [p_i(x,t) E_i'(x)] + D \partial_x^2 p_i(x,t), \quad i = 1,2,3,$$

որտեղ շտրիխով նշանակված է ածանցումը ըստ ղեկավարող մարմնի նկարագրի, $\gamma > 0, D > 0$՝ համապատասխանաբար շփման և դիֆուզիայի գործակիցներն են: Ղեկավարող մարմնի դանդաղությունը կապահովվի, եթե $1/\gamma, D << \rho_{i\leftarrow j}(x)$, այսինքն՝ էներգիաների միջև անցումները տրվում են ստացիոնար հավանականություններով: Օգտվելով պայմանական հավանականություն-յունների սահմանումից $p_i(x,t) = p_{i|x}(t)p(x,t)$ և դանդաղության պայմանից՝ ղե-կավարող մարմնի ստացիոնար վիճակի հավանականության համար կստա-նանք՝

$$p(x) \propto e^{-\Psi(x)/(\gamma D)}, \quad \Psi'(x) \equiv \sum_{i=1}^{3} p_{i|x} E_i'(x)$$

Օգտվելով նորմավորման պայմանից՝

$$\Phi'(x) \equiv \sum_{i=2}^{3} p_{i|x} \hat{E}_i'(x) = \Psi'(x) - E_1'(x)$$

$$\hat{E}_i(x) \equiv E_i(x) - E_1(x)$$

Հետադարձ կապի էությունն այն է, որ մի կողմից դանդաղ փոփոխականը կառավարում է էներգիայի մակարդակները, մյուս կողմից՝ այդ էներգիայի մակարդակներով է որոշվում այդ փոփոխականի ստացիոնար վիճակը: Էներ-գիայի մակարդակները բացահայտ կախում չունեն թերմոստատների ջերմաս-տիճաններից: Դրանք ընտրվում են այնպես, որ դանդաղ փոփոխականն ունենա մաքսիմալ հավանականային արժեք՝ $\hat{x}$, ընդ որում, այդ կետում $\Psi(x)$-ը ունենա եզակի լոկալ, կայուն մինիմում՝

$$\Phi'(\hat{x}) = -E_1'(\hat{x}), \qquad \Phi''(\hat{x}) > -E_1''(\hat{x})$$

Մյուս կողմից՝ այդ կետի շրջակայքում պետք է տեղի ունենա ջերմային մեքե-նայի ռեժիմում աշխատելու պայմանը՝ $J_{21}(x) < 0$, որը նշանակում է, որ համա-կարգը կատարում է աշխատանք: Այս պայմանը էներգիաների մակարդակների լեզվով արտահայտվում է հետևյալ կերպ՝

$$\hat{E}_2(x)[(1-\vartheta)\hat{E}_3(x) - \hat{E}_2(x)] > 0$$

որտեղ $\vartheta \equiv \beta_{31}/\beta_{32}$: Ադապտացիայի էությունը հետևյալն է:

Դիցուք համակարգը թերմոստատների տրված ջերմաստիճանների դեպքում աշխատում է որպես ջերմային մեքենա: Եթե այդ ջերմաստիճաներից մեկը (կամ երկուսը) փոխվում են, ապա արագ փոփոխականը դուրս է գալիս իր ստա-

ցիոնար վիճակից՝ այսպիսով $\hat{x}$-ին տալով այլ արժեք, որտեղ և վերկանգնվում է ջերմային մեքենայի ռեժիմում աշխատելու պայմանը: Հետադարձ կապի դեպքում դանդաղ փոփոխականը չի փոխազդում թերմոստատների հետ, այլ միայն անուղղակիորեն, արագ փոփոխականի միջոցով:

Ատենախոսության մեջ բերված է նաև այն դեպքը, երբ դանդաղ փոփո-խականն անմիջականորեն փոխազդում է թերմոստատների հետ: Աշխատան-քում ցույց է տրված, որ ադապտացիայի տեսանկյունից այն առավելության չի բերում, այլ փոխվում են միայն շփման և դիֆուզիայի գործակիցները: Ատենախո-սության մեջ ցույց է տրվել, որ երկու դեպքում էլ՝ երբ հայտնի է մի թերմոստատի ջերմաստիճանը և երբ հայտնի չէ ոչ մի թերմոստատի ջերմաստիճան, մեքենայի ադապտացումը հնարավոր է: Ցույց է տրված մեքենայի ադապտացումը երկու դեպքում. Առաջին, երբ էներգետիկ մակարդակների միջև անցման հավանակա-նություններ տրվում են սիմետրիկ տեսքով, և, երբ այդ հավանականություն-ները տրվում են Կրամերսի տեսքով: Ստացվել են այն պայմանները, որոնց դեպ-քում հնարավոր չէ կառուցել ադապտիվ ջերմային մեքենա: Առանց արագ և դանդաղ փոփոխականների տարանջատման՝ թվայնորեն լուծվել է ընդհանուր համակարգի վիճակի հավանականությունը նկարագրող հավասարումը, և ցույց է տրվել փոփոխականների տարանջատման մեթոդի իսկությունը: Ատենախո-սության մեջ ցույց է տրված ադապտիվ ջերմային մեքենայի հզորության և էֆեկ-տիվության ադապտացիան, քանի որ ջերմային մեքենաները նկարագրվում են հզորությամբ և էֆեկտիվությամբ: Ինչպես և բոլոր ջերմային մեքենաներում, այն-պես էլ ադապտիվ մեքենայում հնարավոր չէ առավելագույն էֆեկտիվությամբ կատարել աշխատանք: Աշխատանքում ներկայացված է, որ առանց ղեկավարող մարմնի, այն դեպքում, երբ բանող մարմնի էներգիայի մակարդակները հայտնի չեն, և տրվում են համասեռ բաշխմամբ, ջերմային մեքենայի ռեժիմում աշխատե-լու հավանականությունն ավելի փոքր է, քան այլ ռեժիմներում աշխատելու հա-վանականությունը:

Վերջաբանում թվարկված են ատենախոսության հիմնական արդյունքները:

Օգտագործված գրականության ամբողջական ցանկը ներկայացված է ատենախոսությունում:

Ատենախոսության թեմայով հրատարակված աշխատանքների ցանկը՝

1. A E Allahverdyan and **S G Babajanyan**, *Electromagnetic gauge-freedom and work,* J. Phys. A: Math. Theor. 49 285001, (2016)
2. **S.G. Babajanyan**, *Work and energy for particles in electromagnetic field*, Phys. Atom. Nucl. Vol.80, N 4, p.822-826 (2017).
3. Armen E. Allahverdyan, **Sanasar G. Babajanyan**, Narek H. Martirosyan, and Alexey V. Melkikh, *Adaptive heat engine*, Physical Review Letters, vol. 117, pp. 030601, (2016).

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները քննարկվել են Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի Տեսական ֆիզիկայի բաժնի և ԵՊՀ-ի ու ԵրՖԻ-ի համատեղ տեսական ֆիզիկայի լաբորատորիայի սեմինարներում:

Իմ կողմից զեկուցվել են հետևյալ միջազգային գիտաժողովներում՝

1. Quantum Theory and Symmetries, The Ninth International Symposium,

   Հուլիս 13-18, 2015, Երևան, Հայաստան:

2. The Fifth Quantum Thermodynamics Conference

   Մարտի 13-17, 2017, Օքսֆորդ, Մեծ Բրիտանիա:

Термодинамическая работа: от электромагнетизма к адаптации.
Резюме.

В диссертации изучаются вопросы неравновесной статистической механики, которые также лежат на стыке других дисциплин: электродинамики и кибернетики. Общая тема - это термодинамическая работа, ее определение и регулирование. Важность этой тематики определяется тем что работа (в отличии от энтропии, температуры и некоторых других величин) хорошо определена вне равновесия. Поэтому она применяется в неравновесной термодинамике в формулировках ее законов, выяснении пределов ее применимости, во флуктуационных теоремах и т.д. В первой части рассматривается определение работы для системы в электромагнитном поле. Важность этой задачи трудно переоценить так как электромагнитного поле является одним из основным источников внешнего воздействия на системы изучаемые в статистической механике. До сих пор решение задачи было известно только для квазистационарного поля. Проблема определения работы была открытой также и потому, что прямое применение Гамильтонова формализма для определения работы через изменение энергии невозможно в силу калибровочной неинвариантности Гамильтониана. Для решения проблемы необходимо релятивисткое описание для источника работы. Для простоты было рассмотрено релятивисткое взаимодействие двух точечных зарядов, один из которых намного тяжелее другого. Тяжелая частица рассматривается как источник внешного электромагнитного поля, так как ее динамика слабо возмущается в течении взаимодействия. В рамках полученного решения достигается калибровочно-инвариантное определение работы и устанавливается его релятивисткая ковариантность. В основе этого определения тот факт, что сумма полной энергии легкой частицы, в калибровке Лоренца и кинетической энергии источника оказывается почти сохраняющейся величиной. Проясняется связь определения с модифицированным тензором энергии-импульса для полной системы. С помощью модифицированного (ковариантного) тензора энергии-импульса была введена потенциальная энергия. Ее невозможно ввести с помощью стандартного, калибровочно-инвариантного тензора энергии-импульса. Несмотря на эти и другие отличия, и модифицированый и стандартный тензор энергии-импульса приводят к одинаковым глобально сохраняющимся величинам полного момента и энергии. Далее, проблема работы изучается при наличии обратной реакции излучения и показывается, что определение остается согласованным. В частности рассматривается временной ход процессов излучения и переноса работы и указывается на интересное свойство работы: ее перенос хорошо отделен по времени от процессов излучения. В последней части рассматривается общее свойство обычных термальных двигателей, функционирование которых оказывается ограниченным определенным режимом температур термостатов. Это ограничение хорошо известно в реальной жизни, где нормальный режим работы двигателей внутреннего сгорания требует заранее определенных температур. Ограничение можно преодолеть с помощью адаптивного процесса, в рамках которого термальный двигатель приспособляет свой режим функционирования к заданным температурам. С этой целью в стандартную модель трехуровневой термальной машины вводится непрерывная

внутренняя (контролирующая) степень свободы, которая должна не взаимодействует с внешними термостатами двигателя, но взаимодействует с его рабочим телом. Адаптация достигается за счет обратной связи от рабочего тела к контролирующей степени свободы. Рассмотрены два основных режима: адаптация мощности (работы) и адаптация эффективности. Обсуждаются термодинамические ограничения на саму возможность адаптации, а также возможные биофизические применения адаптации. Указывается на пример естественного адаптивного термального двигателя (фотосинтез).

Thermodynamic work: from electromagnetism to adaptation.
Abstract.

This thesis studies several problem of non-equilibrium statistical mechanics that have inter-disciplinary relations with electrodynamics and cybernetics. The general subject is the thermodynamic work, its definition and control. This subject is important, because work (in contrast to entropy, temperature and a number of other variables) is well-defined out of equilibrium. Hence it is employed for studying non-equilibrium physics: formulations of thermodynamic laws, fluctuation theorems etc. In the first section, the author studies how to define the work for a particle (or several particles) in an electromagnetic field. The importance of this problem cannot be over-estimated, because the electromagnetic field is the main source of external influences for systems studied in statistical mechanics. Till now the problem of defining the work done via electromagnetic field was solved only for a quasi-stationary field. The problem was open, also because the gauge non-invariance of the standard Hamiltonian formalism precludes its direct application to defining the work via energy changes. The author focuses on the simplest autonomous situation that explicitlyaccounts for the source of work: two charged point particles which described by relativistic dynamics. One of the particles describes the source of work, since it is assumed to be much heavier than the other one. Thus the dynamics of the heavy particle is perturbed weakly during the interacion. The radiation reaction of the particles is neglected in this section. It is shown how the problem of desiging the work can be resolved and a gauge-independent definition of work is proposed via including the source of work in a consistent relativistic dynamics. This leads to an approximate conservation of the light particle's full energy evaluated in the Lorenz gauge plus the kinetic energy of the source. The author also shows that this definition emerges from a relativistically consistent modified energy-momentum tensor for the whole system (i.e. particles plus electromagnetic fields). This modified energy-momentum tensor differs from the standard Belinfante-Rosenfeld tensor. In contrast to the last tensor, the modified one allows to introduce a potential energy for particles. Also, the standard tensor does not lead to any non-trivial (approximate) conservation law. At any rate, both tensors lead to the same expressions for globally conserving energy and momentum for the whole system. In the second part the consistency of this definition is confirmed under a sizable radiation reaction. In particular, it is shown that the processes of work transfer and radiation are frequently well-separated in

time. The last part studies an essential limitation of usual heat-engines: their work-producing function is closely tied to specific values of bath temperatures. This limitation is well-known for everyday internal combustion heat engines, whose normal functioning demands well-specified bath temperatures. The limitation is overcome via constructing an adaptive heat-engine that fits its own work-producing functioning to given external temperatures. To this end, the standard, three-level heat engine model is complemented by a controlling, continuous degree of freedom that does not interact with external thermal baths, but does interact with the working body of the heat-engine. In this model the adaptation is achieved due to feedback from the working-body to the controlling degree of freedom. The adaptation can be designed with respect to the power of work or with respect to the efficiency of the work-extraction. The author discusses thermodynamic limitations that enable the adaptation, as well as its possible biophysical applications. In particular, he points out at a natural adaptive heat-engine (photosynthesis).