FLIUKTUACIJŲ KINETIKA

Ramūnas Katilius
Puslaidininkių fizikos institutas, A. Goštauto 11, 2600 Vilnius

Pranešimo tema – fliuktuacijų nepusiausvirosiose būsenose teorija. Pradėsime nuo visiems žinomų dalykų. Statistinė fizika ir fizikinė kinetika daugiausia turi reikalo su *vidurkiais*, juos skaičiuoja, jais operuoja. Aišku tačiau, kad makroskopinę sistemą charakterizuojančio fizikinio dydžio “tikrosios” vertės nebūtinai sutampa su fizikinio dydžio *vidutine* verte. Atvira sistema keičiasi su aplinka energija, gal ir dalelėmis, taip kad kiekvienu momentu jos, sakysim, energijos vertė neprivalo būti lygi vidutinei energijai. Taigi, fizikinių dydžių vertės *fliuktuoja* apie vidutinę vertę: $X(t) = \overline{X} + \delta X(t)$. Fliuktuacijos būdingos ir uždarai sistemai – fliuktuoja jos energijos pasiskirstymas erdvėje, jos dalių, “posistemių” energijos ir kitos charakteristikos. Natūrali fliuktuacijų charakteristika yra jų kvadrato vidurkis $\overline{\delta X^2}$, o jei eina kalba apie keleto dydžių fliuktuacijas – tai ir vadinamieji “*kroskoreliatoriai*” $\overline{\delta X \delta Y}$. Detalesnė informacija slepiasi vadinamuosiuose įvairialaikiuose koreliatoriuose, kuomet dauginamos nukrypimų nuo vidurkių vertės įvairiais laiko momentais ir po to vidurkinama:

$$\overline{\delta X(t_1+t)\delta X(t_1)} \qquad \mathrm{a}rba \qquad \overline{\delta X(t_1+t)\delta Y(t_1)};$$

vidurkinama pagal ansamblį arba pagal laiką t_1 (kalba eina apie stacionarias būsenas). Įvairialaikiai koreliatoriai atspindi sistemoje vykstančius relaksacinius procesus.

Bendriausias klausimas būtų – jeigu mes mokame apskaičiuoti vidurkį (turime receptą ar teoriją), tai ko dar reikia, kad apskaičiuotume fliuktuacijas, tiksliau, jų koreliatorius? Ar prireiks papildomų prielaidų, ar tai jau tik technikos klausimas? Kitaip sakant, ar fliuktuacijų mokslas yra savas, “atskiras” mokslas, reikalaujantis specialių prielaidų formulavimo, ar jis tik savotiškas anstatas statistinės fizikos ir fizikinės kinetikos rėmuose? Tyrėjui, be abejo, malonesnis būtų antrasis variantas – jis liudytų tam tikrą statistinės fizikos ir fizikinės kinetikos kaip mokslų nuoseklumą.

Atsakymas į iškeltą klausimą būtų toks. Visiškai bendru atveju nėra įrodyta, kad fliuktuacijų skaičiavimas nereikalauja naujų prielaidų, nors visais atvejais, kai fliuktuacijų skaičiavimo metodika buvo suformuluota ir ją pavyko pritaikyti, tokių prielaidų neprireikė.

Pailiustruosime detaliau, kaip skaičiuojamos fliuktuacinės charakteristikos, kokios čia iškyla problemos. Pirmiausia reikia pabrėžti, kad tenka skaičiuoti įvairialai-kius, ne vien vienalaikius koreliatorius. Būtent, pagal žinomą Vynerio–Chinčino teoremą (žr., pvz., [1, 2]), atsitiktinio proceso dažnumine charakteristika, kuri ir matuojama eksperimente, tarnauja *įvairialaikio koreliatoriaus Furje atvaizdas*

$$(\delta X^2)_\omega = 2\int_0^\infty \overline{\delta X(t_1+t)\delta X(t_1)}\cos(\omega t)\,dt,$$

vadinamas *fliuktuacijų spektriniu tankiu.*

Čia turime apsispręsti, ar mus domina tik fliuktuacijos *termodinaminės pusiausvyros* būsenoje, ar norėtume tirti ir fliuktuacijas stacionariose, bet nebūtinai pusiausvirosiose sistemose – t. y. sistemose su srautais (dalelių, energijos, ir pan.), kuriuos kuria išoriniai nebūtinai silpni poveikiai. Kalba eitų apie fliuktuacijas laidininkuose, kuriais teka srovė, švitinamose sistemose ir pan. Turima omenyje, kad kiekvienu atveju egzistuoja termostatas, su kuriuo sąveikaudama tiriamoji sistema atiduoda gaunamą iš išorės energiją ir kt., taip kad nepusiausviroji būsena vis dėlto gali būti *stacionari* (bent jau pakankamai ilgą laiko tarpą). Taigi, kalba eitų apie fliuktuacijas *netiesinėse disipacinėse sistemose.*

Fliuktuacijas *pusiausvirosiose* būsenose aprašo galingi vadinamieji Kaleno–Veltono [3] sąryšiai, tvirtinantys, kad pusiausvyroje fliuktuacijų spektrinis tankis – fliuktuacijų charakteristika, išreiškiama per įvairialaikius koreliatorius (tam tikra bitiesinė išraiška, antrasis momentas) – yra proporcinga *pirmos* eilės momentui, būtent, suvidurkintą sistemos atsaką į tam tikrą išorinį poveikį nusakančiam vadinamajam *kinetiniam koeficientui.* Atskiras Kaleno–Veltono sąryšių atvejis – ryšys tarp *srovės tankio laidininke fliuktuacijų spektrinio tankio* ir to laidininko *laidumo*, t. y. kinetinio koeficiento, nusakančio laidininko atsaką į atitinkamo dažnio silpno elektrinio lauko poveikį

$$(\delta j_i \delta j_k)^{eq}_{\omega} = 2\frac{kT}{\nu_0}\,\mathrm{Re}\,\sigma^{eq}_{ik}(\omega).$$

Čia T – absoliutinė temperatūra, k – Bolcmano konstanta, ν_0 – laidininko tūris. Ryšys vadinamas Naikvisto (Nyquist, 1928; žr., pvz., [1]) teorema, ji gerai žinoma radioinžinieriams, plačiai naudojama. Ryšį užrašėme klasikiniams dažniams $\hbar\omega \ll kT$, jais toliau ir apsiribosim.

Ką ši teorema reiškia? Interpretacija paprasta. Pirmiausia, kodėl į proporcingumo koeficientą įeina energija kT? Ogi srovės fliuktuaciją pusiausvyroje galime suprasti kaip *visų* krūvininkų, tai yra krūvininkų sistemos kaip *visumos*, šiluminį judėjimą, jų *masių centro* judėjimą dėl sąveikos su gardele – termostatu. Tokiam judėjimui – kaip ir bet kuriam kitam laisvės laipsniui – pusiausvyroje tenka vidutinė energija $kT/2$. Krūvininkų sistemos masė yra Nm, kur N – jų skaičius, taigi, galime apskaičiuoti masių centro greičio $V(t)$ kvadrato vidurkį:

$$\frac{Nm\overline{V^2}}{2} = \frac{kT}{2}.$$

Žodžiu, vienalaikis fliuktuacinės srovės kvadratas skaičiuojamas elementariai. Matosi ir fliuktuacijų mastelis – jos mažos todėl, kad *makroskopiniam* judesiui (masių centro judėjimui) tenka mikroskopinė energija $kT/2$.

O kodėl Naikvisto sąryšyje pasirodo laidumas? Kinetinį koeficientą lemia krūvininkų sąveika su gardele, jų sklaidos procesai, kitais žodžiais – krūvininkų greičio relaksacija. Būtent ji apsprendžia kinetinių koeficientų priklausomybę nuo dažnio. Paprasčiausiu "trinties" atveju iš pusiausvyros išvestos krūvininkų sistemos grįžimą į pusiausvyrą charakterizuoja relaksacijos laikas τ, $\Delta J(t) = \Delta J(0)\exp(-t/\tau)$, ir tada galioja Drudės formulė: $\sigma(\omega) = \sigma(0)/(1+\omega^2\tau^2)$. Šiuo specialiu atveju, pagal Naikvistą, ir fliuktuacijų spektrinis tankis nuo dažnio priklauso kaip $1/(1+\omega^2\tau^2)$. O tai reiškia, kad nėra skirtumo, ar relaksuoja makroskopinis nukrypimas nuo pusiausvyros, ar fliuktuacinis (žinoma, sakydami "makroskopinis", turime omenyje ne per didelį nukrypimą, nes čia nenorime išeiti už tiesinio atsako ribų). Kaip hipotezę, tvirtinimą, kad "fliuktuacijos nežino, kad jos fliuktuacijos", o ne šiaip sau nukrypimai, suformulavo Onzageris [4].

Šiandien šį tvirtinimą galima būtų vadinti Onzagerio dėsniu, nors įrodyti jo galiojimą ne vien pusiausvyros būsenai, aiškiai nesuformulavus, kokioms sąlygoms esant įrodinėsime, nepavyktų. Bet visais atvejais, kuriems fliuktuacijų teorija buvo suformuluota, šis dėsnis galioja – fliuktuacijų koreliatoriaus kaip laiko funkcijos elgsena, jo evoliucija kartoja pasiskirstymo funkcijos ar kitos atitinkamos makroskopinio atsako charakteristikos elgseną. Kitais žodžiais, operatoriai lygtyse atsakui ir lygtyse fliuktuacijų koreliatoriams – tie patys [5, 6].

Taigi, fliuktuacijos "nepažįsta savęs" evoliucionuodamos ir arti stacionarios nepusiausvirosios būsenos. Šio požiūrio įsitvirtinimui nepusiausvirųjų sistemų atveju prireikė laiko – dar 1960 metais Melvinas Leksas (Melvin Lax [6]) rašė, kad fliuktuacijų mokslo uždavinys – aprašyti fliuktuacinius reiškinius, naudojantis minimaliomis papildomomis prielaidomis. Melvinas Leksas dar neklausė – ar iš viso tokių papildomų prielaidų prireiks. Fliuktuacijų teorijos sukūrimą remiantis tik prielaidomis, reikalingomis pačiai sistemos būsenai aprašyti, galima datuoti 1969–1970 metais, kada buvo gautos [7, 8] lygtys fliuktuacijų koreliatoriams sistemose, kurioms galioja kinetinė (Bolcmano) lygtis. Tuo pačiu buvo padėtas pagrindas fliuktuacijų tyrimui nepusiausvirosiose dujose, vykstant cheminėms reakcijoms, puslaidininkiuose stipriuose elektriniuose laukuose, ir pan. [9–12].

Reikia pabrėžti, kad fizikinė kinetika – mokslas apie atsakus, pereinamąsias būsenas ir t. t. statistinėse sistemose, t. y. mokslas apie statistinių sistemų vystymąsį – negali pasigirti labai bendrų dėsnių gausa. Bet kokioms sistemoms galiojančių dėsnių tėra vienas kitas. Tokiu yra Kaleno–Veltono sąryšiai. Galėtume tokiu laikyti Onzagerio hipotezę. Yra dar kinetinių koeficientų simetrijos savybė, irgi rišama su Onzagerio vardu. Dar vadinamasis Einšteino sąryšis, siejantis laidumą ir difuzijos koeficientą ($D_{ij}^{eq} = \frac{kT}{e^2 n_0}\sigma_{ij}^{eq}(0)$) – ir tai viskas. Ir galioja jie visi tik arti pusiausvyros (išskyrus Onzagerio hipotezę).

Todėl, norėdami tirti sistemas toli nuo pusiausvyros – netiesines disipacines sistemas – turime susiaurinti tiriamųjų sistemų klasę kitu atžvilgiu. Tenka apsiriboti sistemomis, kurių vystymąsį net ir toli nuo pusiausvyros mokame kiekybiškai aprašyti. Plati tokių sistemų klasė – sistemos, kurias sudarančios dalelės *sąveikauja silpnai.* Pavyzdys – idealios dujos. Būtent tokioms sistemoms galioja vadinamoji *kinetinė*, arba *Bolcmano lygtis*, apsprendžianti, kaip kinta vidutinis dalelių būsenų užimtumas dėl dalelių judėjimo, dėl išorinių (ir vidinių) laukų poveikio, dėl dalelių sąveikos su aplinka (termostatu) ir jų tarpusavio sąveikos. Kiek simboliškai kinetinę lygtį *vidutiniam* dalelės būsenos $\mathbf{p}$ *užimtumui*, arba vadinamajai *pasiskirstymo funkcijai* $\overline{f_{\mathbf{p}}(t)}$, galime užrašyti taip ($e\mathbf{E}$ – išorinė jėga, veikianti dalelę):

$$\frac{\partial \overline{f_{\mathbf{p}}(t)}}{\partial t} + e\mathbf{E}\frac{\partial \overline{f_{\mathbf{p}}(t)}}{\partial \mathbf{p}} + \mathbf{I}_{\mathbf{p}}^{th}\overline{f_{\mathbf{p}}(t)} + \mathbf{I}_{\mathbf{p}}^{ee}\left\{\overline{f}, \overline{f}\right\} = 0. \tag{1}$$

Tegul dalelių tankis tiek mažas, kad su susidūrimais tarp dalelių galima nesiskaityti plg. su susidūrimais su, sakysim, gardele. Tada kinetinė lygtis tiesinė, ir fliuktuacijų teorija supaprastėja – koreliatorius $\overline{\delta f_{\mathbf{p}}(t)\delta f_{\mathbf{p}_1}}$, kai $t>0$, tenkina, pagal Onzagerį, kinetinę lygtį:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{I}_{\mathbf{p}}\right)\overline{\delta f_{\mathbf{p}}(t)\delta f_{\mathbf{p}_1}}=0, \qquad t>0, \qquad \text{k}ur \qquad \mathbf{I}_{\mathbf{p}}=e\mathbf{E}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}+\mathbf{I}^{th}_{\mathbf{p}}, \tag{2}$$

gi pradinė sąlyga (iš Puasono pasiskirstymo):

$$\overline{\delta f_{\mathbf{p}}(t)\delta f_{\mathbf{p}_1}}\Big|_{t=0}=\overline{f_{\mathbf{p}}}\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}, \qquad \text{k}ur \qquad \mathbf{I}_{\mathbf{p}}\overline{f_{\mathbf{p}}}=0. \tag{3}$$

Taip atrodo fliuktuacijų kinetika, kuomet kinetinė lygtis yra tiesinė dalelių koncentracijos atžvilgiu. Pusiausvyroje ji mus grąžintų prie Naikvisto teoremos; gi nesant pusiausvyros lygtys (2), (3) yra viskas, ko reikia fliuktuaciniams reiškiniams apskaičiuoti pasirinkus konkrečius sklaidos mechanizmus. Pirmiausia skaičiuojama vidutinė stacionari pasiskirstymo funkcija $\overline{f_{\mathbf{p}}}$. Ji, be abejo, gali turėti pavidalą, mažai primenantį Gauso (Maksvelo) pasiskirstymą. Jau šios funkcijos skaičiavimas dažnai nėra paprastas uždavinys – kinetinė lygtis nepusiausvyros sąlygomis analitiškai išsprendžiama tik labai specialiais atvejais, tai integrodiferencialinė lygtis.

Lygtis koreliatoriui – lygtis su išvestine pagal laiką – sprendžiama dar sunkiau. Daug skaičiuota skaitmeniniais metodais, ypač Monte-Karlo metodu, kuris, be kita ko, fliuktuacijas simuliuoja automatiškai: Monte-Karlo metodas yra kinetinio proceso imitacija, tai – skaitmeninis eksperimentas.

Įdomu, kad fliuktuacijoms arti pusiausvyros sąveikos tarp dalelių įskaitymas principiniai nieko nepakeistų – reiktų tik linearizuoti tarpdalelinių susidūrimų narį lygtyje (1). Lygtis (2) galiotų, tik būtų $\mathbf{I}_{\mathbf{p}}=\mathbf{I}^{th}_{\mathbf{p}}+\mathbf{I}^{ee}_{\mathbf{p}}\left\{\overline{f}\right\}$ – sąveikos su termostatu operatoriaus ir linearizuoto tarpdalelinių susidūrimų operatoriaus suma.

Tuo tarpu nepusiausvirąjai būsenai ne vien

$$\mathbf{I}_{\mathbf{p}}=e\mathbf{E}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}+\mathbf{I}^{th}_{\mathbf{p}}+\mathbf{I}^{ee}_{\mathbf{p}}\left\{\overline{f}\right\}, \tag{4}$$

bet dar ir

$$\overline{\delta f_{\mathbf{p}}(t)\delta f_{\mathbf{p}_1}}\Big|_{t=0}=\overline{f_{\mathbf{p}}}\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}+\varphi_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}; \tag{5}$$

nediagonalus narys $\varphi_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}$ aprašo koreliaciją tarp skirtingų būsenų užimtumų, jis tenkina specialią lygtį

$$(\mathbf{I}_{\mathbf{p}}+\mathbf{I}_{\mathbf{p}_1})\varphi_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}=-\mathbf{I}^{ee}_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}\left\{\overline{f},\overline{f}\right\}. \tag{6}$$

Susidūrimai tarp dalelių generuoja koreliaciją tarp viendalelinių būsenų užimtumų net ir “idealių” dujų atveju. Koreliuojantis srautas į būsenų porą:

$$\mathbf{I}^{ee}_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}\{f,f\}\equiv\sum_{\mathbf{p}'\mathbf{p}'_1}W^{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}_{\mathbf{p}'\mathbf{p}'_1}f_{\mathbf{p}}f_{\mathbf{p}_1}-\sum_{\mathbf{p}'\mathbf{p}'_1}W^{\mathbf{p}'\mathbf{p}'_1}_{\mathbf{p}\mathbf{p}_1}f_{\mathbf{p}'}f_{\mathbf{p}'_1}, \tag{7}$$

čia W – susidūrimų tikimybės. Bendru atveju srautai impulsinėje erdvėje į viendalelinių būsenų *poras* nesubalansuoti, skirtingai nuo pilnų srautų į viendalelines būsenas (stacionarumas ir reiškia, kad lauko ir susidūrimų sukurti srautai iš būsenos ir į ją kompensuojasi). Taigi, *susidūrimai tarp dalelių* kuria *koreliaciją tarp būsenų.*

Ir tik pusiausvyroje “atėjimo” į būsenų porą ir “išėjimo” iš jos srautai kompensuojasi, ir koreliacijos “generatorius” $\mathbf{I}^{ee}_{\mathbf{pp}_1}$ išnyksta. Taigi, pusiausvyros būsena ypatinga – joje išnyksta kinetinė koreliacija, ir išnyksta ne dėl sąveikos silpnumo – sąveika vienoda nepusiausvirojoje ir pusiausvirojoje būsenose – o dėl pusiausvirojo pasiskirstymo sugebėjimo garantuoti srautų ne tik į viendalelines būsenas ir iš jų, bet ir į jų poras ir iš jų balansą. Galima tvirtinti, kad pusiausvyros būsena išsiskiria iš visų kitų sistemos būsenų tuo, kad joje išnyksta koreliacija tarp būsenų užimtumų, kuri, bendrai imant, yra nuolat kuriama susidūrimų tarp dalelių – susidūrimo metu dvi būsenos užimamos *kartu*, to paties susidūrimo rezultate, tai ir reiškia būsenų užimtumo koreliaciją. Kartą sukurta, koreliacija vystosi pagal kinetikos dėsnius (lygtyje (6) bendru atveju pasirodo narys $\partial\varphi/\partial t$), sklisdama po visą impulsinę erdvę ir nykdama. Bet susidūrimai tarp dalelių – koreliacijos šaltinis dešinėje lygties (6) pusėje – nuolat ją “kuria”, ir turime tam tikrą $\varphi_{\mathbf{pp}_1} \neq 0$ netgi stacionarioje nepusiausvirojoje būsenoje. Ir tik pusiausvyroje, dėka atėjimo į būsenų porą ir išėjimo iš būsenų poros srautų kompensacijos, koreliuojantis šaltinis virsta nuliu, ir galima laikyti $\varphi_{\mathbf{pp}_1} = 0$.

Kodėl tai svarbu? Nesant tarpdalelinių susidūrimų, galimas tam tikras Naikvisto teoremos apibendrinimas nepusiausvirajai būsenai: srovės fliuktuacijų spektrinis tankis išreiškiamas per kinetinį koeficientą, tik nebe per laidumą, o per krūvininkų difuzijos erdvėje koeficientą D_{ik}, t. y. per koeficientą atsake į krūvininkų tankio gradientą, $D_{ik}\partial n(\mathbf{r},t)/\partial r_k$. Būtent, nesant susidūrimų tarp dalelių,

$$(\delta j_i \delta j_k)_{\omega\to 0} = \frac{e^2 n_0}{V_0}(D_{ik} + D_{ki}) \tag{8}$$

(esant pusiausvyrai, lygybė prasitęsia: $= (2kT/V_0)\sigma_{ik}$).

Šis rezultatas natūralus: $(\delta j_i \delta j_k)_\omega$ charakterizuoja masių centro greičio fliuktuacijas, o į D_{ik} galime žiūrėti kaip į masių centro difuzijos erdvėje koeficientą. Gi esant koreliacijai, masių centro difuzija ir krūvininkų atsakas į jų tankio gradientą $\partial n/\partial \mathbf{r}$ – tai nebe tas pats, ir ryšį su krūvininkų tankio gradientus lydinčios difuzijos koeficientu galime užrašyti tik kaip

$$(\delta j_i \delta j_k)_{\omega\to 0} = \frac{e^2 n_0}{V_0}(D_{ik} + D_{ki} - \Delta_{ik}), \tag{9}$$

kur papildomos koreliacijos tenzorius Δ_{ik} išreiškiamas per lygties (6) sprendinį $\varphi_{\mathbf{pp}_1}$.

Tokie, trumpai, fliuktuacijų kinetikos dėsningumai.

Kokiais metodais gautos minėtos lygtys? Žinant jas, gal būt, gali pasirodyti, kad jų ir išvedinėti nebereikia. Iš tikrųjų gi fliuktuacijų kinetikos istorija komplikuota. Atrodytų, kad, kadangi apsiribojama klasikine mechanika, lygtys turėjo būti gautos Bogoliubovo grandinėlių metodu iš Liuvilio lygties daugelio dalelių fazinėje erdvėje, panašiai kaip gaunama kinetinė lygtis vidutinei pasiskirstymo funkcijai. Ir tikrai, *kai rezultatas jau buvo žinomas, ir tik tada*, jis buvo gautas ir Bogoliubovo metodu. Tikimybiniais samprotavimais, sekdamas Kolmogorovo idėjas, prie lygties (6) dar prieš karą priartėjo Leontovičius [13]. Mes gi vystėme klasikinių fliuktuacijų teoriją, pradėdami nuo kvantinės statistikos – kvantinės kinetikos ir sumuodami diagramas (Konstantinovo–Perelio metodu), t. y. nuosekliai dėstydami pagal silpnos sąveikos parametrą $\hbar/\epsilon\tau$ (Heizenbergo laiko neapibrėžtumas mažas plg. su gyvavimo būsenoje laiku). Kaip visada išvedant tokio tipo lygtis, teko surinkti labiausiai diverguojančią diagramų sumą. Retas atvejas, kai diagraminė technika davė rezultatą, kuris iš anksto nebuvo žinomas. Dabar šios lygtys jau vadovėliuose – Landau ir Lifšico kurso 10-tame tome [5] ir kt. Tačiau konkretiems atvejams paskaičiavimų atlikta dar labai nedaug [10, 14–19].

Eksperimentinis fliuktuacinių reiškinių nepusiausvirosiose būsenose tyrimas toli pažengęs [20–23]. Gaunama įdomi informacija apie sistemos būseną, sklaidos mechanizmus. Prigijo net terminas fliuktuacijų spektroskopija.

Išvados. Fliuktuacijų nepusiausvirosiose būsenose teorijai nereikia naujų prielaidų. Pavyzdžiui, sistemoms su silpna sąveika tiek kinetinė lygtis, tiek lygtys fliuktuacijų koreliatoriams gaunamos nuosekliai taikant tuos pačius sąveikos silpnumo kriterijus.

Sistemose, aprašomose netiesine kinetine lygtimi (tarpdaleliniai susidūrimai), skirtumas tarp pusiausvyros ir nepusiausvyros pasireiškia ne tik tiesioginiu Kaleno–Veltono sąryšių pažeidimu, bet dar ir specifine tarpdaleline koreliacija, svarbia nepusiausvyroje ir išnykstančia pusiausvyroje.

Literatūra

1. Sh. Kogan, *Electronic Noise and Fluctuations in Solids,* Cambridge University Press, 1996.

2. P. J. Price, *In: Fluctuation Phenomena in Solids, ed. R. E. Burgess,* New York, Academic Press, 1965, p. 355–380.

3. H. B. Callen, T. A. Welton, *Phys. Rev.* **83**, p. 34–40 (1951).

4. L. Onsager, *Phys. Rev.* **37**, p. 405–426 (1931); **38**, p. 2265–2279 (1931).

5. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. 10)*, Москва, Наука, 1979. Главы I, II.

6. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **32**, p. 25–64 (1960).

7. S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, R. Katilius, *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* **11**, p. 308–315 (1969) [*Sov. Phys. – Solid State* **11**, 247 (1969)].

8. S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, R. Katilius, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57**, p. 503–519 (1969); **59**, p. 533–541 (1970) [*Sov. Phys. – JETP* **30**, 276 (1970); **32**, 291 (1971)].

9. K. M. van Vliet, *J. Math. Phys.* **12**, p. 1981–1998, p. 1998–2012 (1971).

10. S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, R. Katilius, *Rivista Nuovo Cimento* **2**(5), p. 1-87 (1979).

11. J. Keizer, *Statistical Thermodynamics of Nonequilibrium Processes.* New York, Springer, 1987.

12. S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, R. Katilius, *Phys. Rev.* B **40**, p. 11958–11960 (1989).

13. М. А. Леонтович, *ЖЭТФ* **5**, с. 211–231 (1935). Perspausdinta: М. А. Леонтович, *Избранные труды, Теоретическая физика,* Москва, Наука, 1985, с. 151–171.

14. R. Barkauskas, R. Katilius, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **77**, p. 1144–1156 (1979) [*Sov. Phys. – JETP* **50**, p. 5760–582 (1979)].

15. L. Reggiani, P. Lugli, S. Gantsevich, V. Gurevich, R. Katilius, *Phys. Rev.* B **40**, p. 12209–12214 (1989).

16. S. Dedulevich, Z. Kancleris, A. Matulis, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **95**, p. 1701–1710 (1989) [*Sov. Phys. – JETP* **68**, p. 982–987 (1989)].

17. P. Bordone, L. Reggiani, L. Varani, T. Kuhn, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, p. 623–626 (1994).

18. R. Katilius, A. Matulionis, R. Raguotis, *Lithuanian J. Phys.* **36**, p. 494–501 (1996).

19. A. Matulionis, R. Raguotis, R. Katilius, *Phys. Rev.* B 1997 (spaudoje).

20. V. Bareikis, R. Katilius, J. Pozhela, S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, *In: Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons, eds. C. V. Shank, B. P. Zakharchenya.* North-Holland, Amsterdam, 1992, p. 327–396.

21. V. Bareikis, R. Katilius, A. Matulionis. *In: Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, Proceedings of the 13th International Conference, Palanga, Lithuania 1995, eds. V. Bareikis, R. Katilius.* World Scientific, Singapore, 1995, p. 14–21.

22. J. P. Nougier, *IEEE Trans. Electron Devices* **41**, p. 2034–2049 (1994).

23. V. Bareikis, J. Liberis, I. Matulionienė, A. Matulionis, P. Sakalas, *IEEE Trans. Electron Devices* **41**, p. 2050–2060 (1994).