

Longin GŁADYSZEWSKI

**O fluktuacjach, przyczynach ich powstawania, właściwościach
i skutkach istnienia***

Generation, Properties and Effects of Fluctuations**

WSTĘP

Zadziwiająca jest powszechność występowania fluktuacji. Obserwuje je fizyk, elektronik, astronom, a nawet psycholog analizujący cechy zbiorowości ludzkich. Fluktuacje występują w przedsiębiorstwach produkcyjnych, występują również w zbiorowiskach organizmów żywych.

W wielu przypadkach typowych obiektów fizycznych, poczynione uwagi i otrzymane rozwiązania będą miały charakter uniwersalny, obejmujący szeroki obszar zjawisk przyrody.

Występujące fluktuacje są zwykle bardzo małe; w przypadku układów makroskopowych tzw. *średni kwadrat fluktuacji* Δx (czyli $(\overline{\Delta x})^2$) jest proporcjonalny do liczby cząstek w układzie

$$(\overline{\Delta x})^2 \sim N,$$

* Niniejszy artykuł zawiera tezy referatu, wygłoszonego 27 maja 1992 roku przez Autora na uroczystym posiedzeniu Lubelskiego Towarzystwa Naukowego i Polskiego Towarzystwa Fizycznego poświęconym pamięci Profesora Armina Teskego (w 25. rocznicę śmierci).

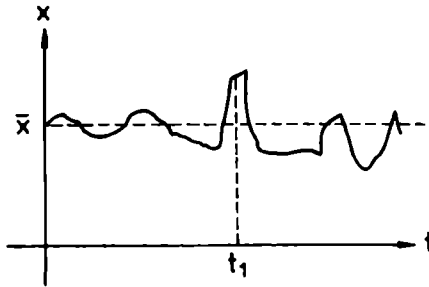
** The present article contains theses of the paper delivered on 27th May 1992 by the Author at the solemn conference of the Lublin Scientific Society and Polish Physical Society, dedicated to the memory of Professor Armin Teske (on the 25th death anniversary).

natomiast względna wielkość fluktuacji

$$\frac{\sqrt{(\Delta x)^2}}{x} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (1)$$

Tutaj oznaczono: $\Delta x = x - \bar{x}$.

Wyjaśnienia wymaga tutaj wprowadzona miara fluktuacji. Najczęściej mamy do czynienia z fluktuacjami, w których jednakowo często spotykamy odchylenia od wartości średniej \bar{x} *in plus*, jak i *in minus*.



Ryc. 1. Fluktuacje wielkości X wokół wartości średniej (najbardziej prawdopodobnej) \bar{X} .
W momencie t_1 zaistniała duża fluktuacja

Fig. 1. Fluctuations of X around its average value \bar{X} . A large fluctuation is indicated at the point t_1

Złą zatem miarą wielkości fluktuacji jest jej wartość średnia, $\overline{(\Delta x)}$, ponieważ zawsze jest ona równa zero: $\overline{(\Delta x)} = 0$.

Dobłą miarą jest *średni kwadrat fluktuacji*, $\overline{(\Delta x)^2}$, często będący wielkością proporcjonalną do mocy składowej fluktuacyjnej, co uwidacznia się wyraźnie, gdy wielkością fluktuującą jest w obwodzie elektrycznym napięcie U lub natężenie prądu i .

Nie tracąc niczego z ogólnego charakteru rozważań, skupmy uwagę przez chwilę na następującej, łatwej w analizie sytuacji fizycznej: w zamkniętym zbiorniku znajduje się N identycznych cząsteczek gazu. Dzielimy zbiornik na dwie równe części. W lewej części zbiornika znajduje się w pewnej chwili L cząsteczek, a w prawej P : $L + P = N$. Jeśli N jest liczbą dużą, to zaobserwujemy najprawdopodobniej, że $L = P = N/2$.

Tak zapisane stwierdzenie jest prawdziwe jedynie w niektórych momentach. Cząsteczki gazu podlegają zderzeniom między sobą, są w nieustannym ruchu, niektóre z nich przedostają się z lewej połowy naczynia do prawej. Obserwujemy zatem nieustanne fluktuacje wielkości L i P wokół wartości średniej (najbardziej prawdopodobnej), równej $N/2$.

Jak wielkie mogą być te fluktuacje? Czy jest prawdopodobne, by prawa połowa naczynia w pewnej chwili okazała się pusta, a wszystkie cząsteczki zajęły lewą część: $L = N$, $P = 0$?

Analiza prowadzi do wniosku, że taka sytuacja jest możliwa, aczkolwiek niezwykle mało prawdopodobna. Prawdopodobieństwo $p(L = N)$ takiej konfiguracji cząsteczek:

$$p(L = N) = 1/2^N; \quad (2)$$

i podobnie

$$p(L = 0) = 1/2^N.$$

Dalsze rozważania prowadzą do wniosku, że sytuacja, w której L byłoby dużo większe od $N/2$, jest mało prawdopodobna. Powiemy o tej sytuacji, że jest uporządkowana lub nieprzypadkowa. Najczęściej zatem zauważymy, że $L = P = N/2$, a taką sytuację nazwiemy *nieuporządkowaną* lub *przypadkową*.

Jak niezwykle małe jest prawdopodobieństwo samorzutnej, ogromnej fluktuacji (takiej, by $L = N$, $P = 0$), możemy się przekonać, dokonując na przykład obliczeń dla $N = 100$ cząsteczek. Film nakręcony podczas obserwacji i oczekiwania na opróżnienie naczynia P (w wyniku samorzutnej, naturalnej fluktuacji) wykazałby, że tylko jedna klatka filmu na $2^{100} \approx 10^{30}$ pokazuje puste naczynie prawe i $L = N$. Gdyby przeglądać ten film w zawrotnym tempie miliarda klatek na sekundę, to ta czynność zajęłaby czas $t = 10^{21}$ sekund $\approx 3 \cdot 10^{13}$ lat, podczas gdy wiek Wszechświata, jak oceniają astronomowie, to $1,6 \cdot 10^{10}$ lat. Możemy zatem stwierdzić, że duże fluktuacje zdarzają się rzadko. Jest jeszcze inna, ciekawa właściwość fluktuacji: jeśli w pewnej chwili zaistnieje duża fluktuacja, to jest zrozumiałe, że najprawdopodobniej dalszy przebieg wartości chwilowej będzie zmierzał ku zmniejszeniu tej mało prawdopodobnej fluktuacji. Dalsze podtrzymanie tej dużej fluktuacji wymagałoby bardzo szczególnego ruchu cząsteczek.

Czas ponownego osiągnięcia wartości najbardziej prawdopodobnej $L = N/2$ nazywamy *czasem relaksacji*; jest on charakterystyczny dla obiektu eksperymentu i może się zawierać w przedziale od mikrosekund do sekund, w zależności od specyfiki obiektu (podana górna granica nie jest precyzyjnie określona — istnieją obiekty bardzo bezwładne, dla których czas relaksacji fluktuacji może wynosić kilkaset lat).

KILKA ZDAŃ O NIEODWRACALNOŚCI

Zauważmy, że jeśli zdarzy się mało prawdopodobna duża fluktuacja, to układ dąży od stanu bardziej uporządkowanego do mniej uporządkowanego; ta zmiana zachodzi w konkretnym kierunku. Układy nie znajdujące się w stanie równowagi zachowują się nieodwracalnie. Ta nieodwracalność ujawnia się tym silniej, im więcej cząsteczek zawiera badany układ. Pojawienie się stanu uporządkowanego jest wtedy mniej prawdopodobne.

W życiu codziennym mamy do czynienia z układami makroskopowymi nie znajdującymi się w stanie równowagi. Układy te, dążąc do osiągnięcia równowagi, wyznaczają nam określony kierunek biegu czasu.

Wiąże się z tym *prawo wzrostu entropii S*. Podamy bez dowodu, że

$$S = k \cdot \ln p,$$

k jest tu stałą Boltzmanna, a p — prawdopodobieństwem danej konfiguracji cząsteczek.

Najprawdopodobniej słuszne jest stwierdzenie, iż żyjemy podczas gigantycznej fluktuacji warunków, w których na Ziemi powstało życie. Procesy zatem przebiegają ku większemu prawdopodobieństwu wartości parametrów, zatem ku wzrostowi entropii S .

Ziemianie muszą bezustannie produkować dużo energii, by nie osiągnąć nieuporządkowania.

OBSERWACJE FLUKTUACJI

1. W wielu podręcznikach możemy znaleźć opis rozpraszania światła słonecznego na fluktuacjach gęstości atmosfery ziemskiej. To rozpraszanie, intensywniejsze dla promieniowania bardziej krótkofalowego, sprawia, że niebo jest niebieskie.

2. *Ruchy Browna* [1, 2] są niezwykle ciekawym przykładem fluktuacji położenia dużych cząsteczek zawiesiny, uderzanych bezładnie poruszającymi się molekułami cieczy.

Warto tutaj podkreślić, że *ruchy Browna* — rozpatrywane jako statystyczny proces zmiany położenia — są procesem niestacjonarnym: cząsteczka nie powraca prawie nigdy na swe pierwotne położenie. Natomiast jeśli parametrem podlegającym statystycznym fluktuacjom jest prędkość cząsteczki, wtedy ruch można uznać za stacjonarny: cząsteczki zawiesiny zawsze zaczynają swój ruch od prędkości początkowej równej zero [3].

3. Fluktuacje (szumy) cieplne

Termodynamiczne wahania liczby elektronów w dwu częściach opornika sprawiają, że na końcówkach leżącego biernie na stole opornika R pojawia się fluktuujące napięcie, którego średni kwadrat wyraża się wzorem Nyquista:

$$\overline{U^2} = 4kTR\Delta f. \quad (3)$$

W tym wzorze wprowadzono następujące oznaczenia: $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K — to stała Boltzmanna; T — temperatura bezwzględna opornika; Δf — pasmo, w którym czuły wzmacniacz dokonuje wzmocnienia szumów termicznych.

Podamy przykładowo, że tzw. napięcie skuteczne $\sqrt{\overline{U^2}}$ na zaciskach opornika $R = 10$ k Ω , mierzone w paśmie o szerokości 10 kHz jest równe 1,3 μ V.

4. Szum śrutowy

Prąd elektryczny polega na przepływie dyskretnych ładunków elektrycznych (elektronów lub jonów). Nie jest to zatem przepływ ciągłego fluidu (osobliwej cieczy). Ta ziarnistość ładunku elektrycznego powoduje fluktuacje natężenia prądu, w których średni kwadrat fluktuacji:

$$\overline{(\Delta i)^2} = 2ei_0\Delta f, \quad (4)$$

gdzie e — ładunek elektronu lub jonu; i_0 — wartość średnia (tzw. składowa stała) natężenia prądu.

Łatwo wyliczyć, że dla prądu stałego $i_0 = 1$ pA wielkość skuteczna fluktuacji wynosi: $\sqrt{\overline{\Delta i^2}} = 5 \cdot 10^{-14}$ A, przy paśmie $\Delta f = 10$ kHz, co stanowi około 6% wartości natężenia prądu. Natomiast dla $i_0 = 1$ μ A względne natężenie fluktuacji stanowi zaledwie 0,006%, w tym samym paśmie rejestrowanych częstotliwości.

PODSTAWOWE FUNKCJE STATYSTYCZNE OPISUJĄCE FLUKTUACJE

1. Opisywaliśmy już poprzednio sytuację, w której zanikała duża fluktuacja. Postawiliśmy też pytanie, jak długo trwa zanik tej fluktuacji. Poprawny i jednoznaczny opis tego zaniku daje się odczytać z przebiegu czasowego tzw. funkcji autokorelacji $R(\tau)$, funkcji definiowanej jako średnia wartość iloczynu wielkości fluktuacji w danej chwili i fluktuacji opóźnionej o czas τ , [4, 5]:

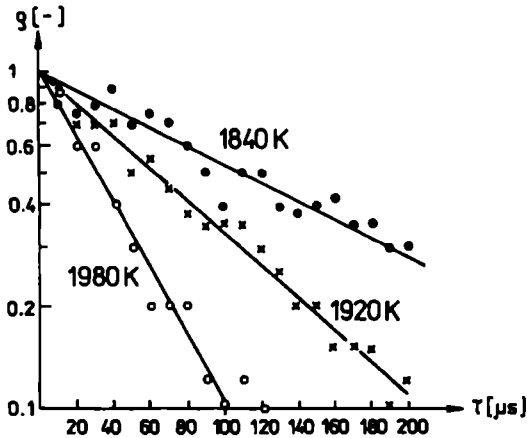
$$R(\tau) = \overline{i(t) \cdot i(t + \tau)}. \quad (5)$$

Interesujące jest, że wiele procesów fizycznych ma przypisaną sobie *funkcję autokorelacji* zanikającą wykładniczo:

$$R(\tau) = a \exp(-\tau/\tau_0). \quad (6)$$

W takim przypadku czas zaniku (czas relaksacji) może być charakteryzowany wielkością τ_0 .

Podczas eksperymentów *funkcję autokorelacji* uzyskujemy za pomocą elektronicznych korelografów, realizujących operację mnożenia i uśredniania, przy wzrastającym czasie opóźnienia τ . Obecnie funkcję $R(\tau)$ otrzymuje się za pomocą komputerów, próbujących i zapisujących w swej pamięci wartości chwilowe fluktuacji. Operacji mnożenia, wnoszenia opóźnień i uśredniania dokonuje komputer, na którego wyjściu — jako efekt obliczeń — uzyskujemy pełny przebieg funkcji $R(\tau)$.



Ryc. 2. Normalizowane *funkcje autokorelacji* fluktuacji prądu jonowego Li^+ emitowanego z powierzchni wolframu, dla trzech temperatur. Skala osi $\rho(\tau)$ jest logarytmiczna — wykładniczo zanikające funkcje autokorelacji odwzorowują się jako proste [17]

Fig. 2. Normalized autocorrelation functions of the ion current fluctuation for Li^+ ions, emitted from the tungsten surface. Results were obtained at three different temperatures. The $\rho(\tau)$ axis is logarithmic, therefore the exponentially decreasing autocorrelation functions form straight lines

2. Drugą funkcją statystyczną, opisującą fluktuacje w dziedzinie częstości, jest tzw. *widmowa gęstość mocy* [4, 5]:

$$W(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} (\overline{\Delta i^2} / \Delta f). \quad (7)$$

Dla *szumu termicznego* charakterystyczna jest następująca funkcja widmowa:

$$W(f) = 4kTR, \quad (8)$$

natomiast dla *szumu śrutowego*:

$$W(f) = 2ei_0. \quad (9)$$

W obu przypadkach pojawia się bardzo poważna wątpliwość: obie funkcje widmowej gęstości mocy reprezentują tzw. widmo *białe*, rozciągające się od częstości bardzo małych aż do nieskończoności, natomiast moc fluktuującego prądu w każdym przypadku wyraża się wzorem: $M = \int_0^\infty W(f)df$ i osiąga wartość nieskończenie wielką.

W przypadku *szumów termicznych* tę nierealną sytuację wyjaśnia fizyka kwantowa korygując przebieg funkcji W :

$$W(f) = 4hfR/[\exp(hf/kT) - 1], \quad (10)$$

a wtedy moc składowej fluktuującej jest skończona: $M = k^2T^2/h$, gdzie $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Js i oznacza stałą Plancka. *Szum termiczny* można uznawać za *biały*, ale tylko do częstości granicznej $f_0 = kT/h \approx 10^{13}$ Hz.

W przypadku *szumów śrutowych* widmo *białe* opada asymptotycznie do zera począwszy od częstości $f_0 = \frac{1}{\tau_1}$, gdzie τ_1 oznacza czas przelotu ładunku przez układ pomiarowy, od momentu emisji do zarejestrowania.

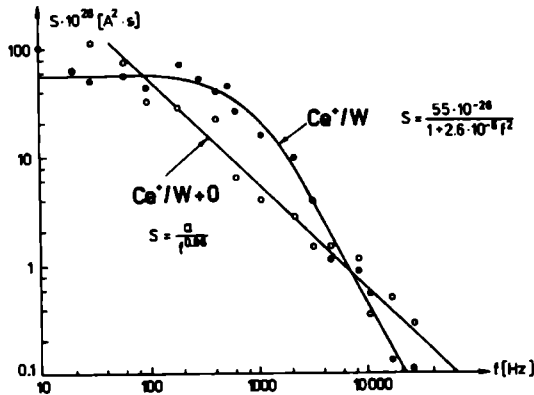
Godne podkreślenia jest to, że szum *biały* jest najbardziej przypadkowy (losowy) spośród wszystkich fluktuacji. *Funkcja autokorelacji* tego nierealnego szumu może być przedstawiona jako funkcja *delta* (wierzchołek z zerową szerokością występujący przy czasie opóźnienia $\tau = 0$ sekund).

Funkcję $W(f)$ wyznacza się eksperymentalnie, stosując przestrajany wzmacniacz selektywny, na którego wyjściu rejestruje się moc składowych sygnału szumowego, zawartych w wąskim przedziale Δf pasma wzmacniacza. Warto też dodać, że obie opisywane funkcje: $R(\tau)$ i $W(f)$ wiążą się ze sobą poprzez transformatę Fouriera:

$$W(f) = \int_0^\infty R(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau, \quad (11)$$

$$R(\tau) = \int_0^\infty W(f) \cos(\omega\tau) df. \quad (12)$$

Wystarczy zatem wyznaczyć jedną z tych funkcji, a decyzja o wyborze badanej funkcji zależy jedynie od wyposażenia laboratorium.



Ryc. 3. Funkcja widmowej gęstości mocy fluktuacji prądów jonowych ceru. Uwidocznione zostały dwa typy widm: tzw. lorentzian w przypadku jonizacji Ce na czystym wolframie oraz typ $1/f$ przy jonizacji ceru na utlenionej powierzchni wolframu (niepublikowane wyniki pomiarów autora)

Fig. 3. Spectral density functions of the Ce^+ ion current fluctuation. Two different kinds of a spectrum are visible: lorentzian and $1/f$ in the case of the Ce ionization on the clean and oxidized tungsten surface, respectively (unpublished results of the author's measurements)

3. Do pełnego opisu procesu fluktuacyjnego brakuje funkcji rozkładu prawdopodobieństwa chwilowych wartości amplitud fluktuacji.

Większość procesów fluktuacyjnych ma gaussowskie rozkłady amplitudowe:

$$P(\Delta U) = \exp(-\Delta U^2/2U_S^2)/\sqrt{2\pi}U_S, \quad (13)$$

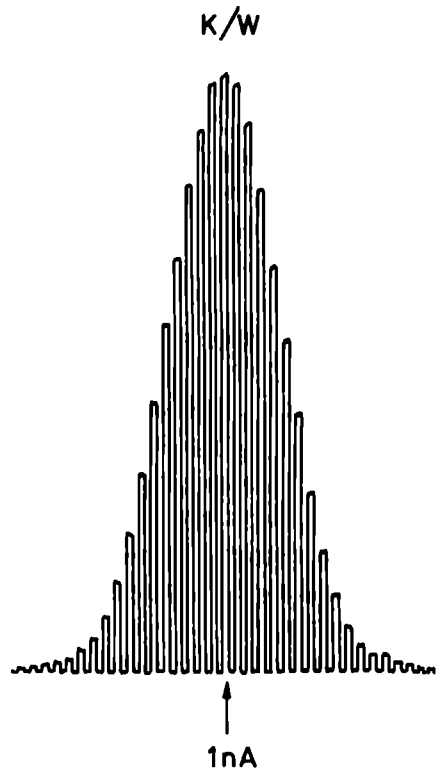
gdzie U_S jest napięciem skutecznym, wynoszącym np. dla szumów termicznych $U_S = \sqrt{4kTR\Delta f}$. Ta powszechność występowania rozkładu Gaussa wynika z faktu, że takie rozkłady są charakterystyczne dla procesów fluktuacyjnych, będących wynikiem nakładania się nieskończenie wielkiej liczby czynników wnoszących wkład we fluktuacje.

Warto podkreślić, że kształt rozkładów prawdopodobieństwa zdarzeń losowych jest cechą niezależną od charakterystyk widmowych tych sygnałów. Jest zatem konieczne badanie przynajmniej dwu funkcji statystycznych procesu fluktuacyjnego: funkcji widmowej (lub *autokorelacji*) i rozkładu prawdopodobieństwa amplitud fluktuacji.

Istnieje wiele znanych rozkładów prawdopodobieństwa, znacznie różniących się od rozkładu Gaussa. Jako przykład można wymienić *rozkład logarytmiczno-normalny*, któremu podlega rozkład rozmiarów cząstek otrzymany-

Ryc. 4. Rozkład Gaussa chwilowych wartości fluktuacji natężenia prądu jonowego potasu, emitowanego z gorącej powierzchni wolframu. Wartość stała (średnia) natężenia prądu K^+ wynosiła 1 nA. Automatyczny zapis rozkładu został uzyskany za pomocą aparatury skonstruowanej przez autora [22]

Fig. 4. Gaussian distribution of the K^+ ion current fluctuations. The mean value of the ion current was constant and equal to 1 nA. The present distribution has been collected using the set-up constructed by the author [22]



wanych przy rozdrabnianiu jakiegoś litego materiału (np. łupaniu odłamków ze skały).

Podobnie, odległe szумы atmosferyczne i przemysłowe mają charakter fluktuacji o rozkładzie zbliżonym do logarytmiczno-normalnego. Oznacza to, że logarytm wartości skutecznej tych szumów ma rozkład normalny.

Drugim typowym i znanym rozkładem jest rozkład prędkości początkowej, z jaką elektrony są emitowane z gorących katod. Jest to tzw. *rozkład Rayleigha* zwany też *rozkładem Maxwella*.

Teoria błędów zna wiele rozkładów niegaussowskich. Do nich należą rozkłady Studenta, Poissona, Rice'a.

FLUKTUACJE Z WIDMEM TYPU $1/f$

Jeśli skupimy uwagę na niskoczęstotliwościowej części widma reprezentowanego przez funkcję $W(f)$, to zauważymy, że w wielu realnie spotykanych zjawiskach fluktuacji ta funkcja nie opisuje widma *białego*, lecz ma przebieg:

$W(f) \sim 1/f$ [5]. Widmo częstotściowe tak przebiegające nazywamy widmem *różowym*, widmem nadmiarowym lub wprost widmem $1/f$.

Jest to zależność bardzo powszechnie spotykana. Obserwuje się taki przebieg widma dla fluktuującego okresu rotacji Ziemi na przestrzeni setek lat [7], rejestruje się tego typu widmo dla niektórych typów fluktuacji potencjału wewnątrzkomórkowego [8] komórek roślinnych i nerwowych, w podobny sposób fluktuuje prąd w tranzystorach i opornikach o ziarnistej strukturze [9], wreszcie takie widmo ma muzyka Beethovena, Mozarta, Bacha, a także Beatlesów [10].

Autor niniejszej publikacji, miłośnik muzyki Beethovena i Mozarta, z prawdziwą przyjemnością przytacza wyniki badań, w których muzyka była generowana przez wysokiej klasy komputery, wedle zadanego wcześniej widma.

Muzyka o widmie tzw. lorentzowskim $W(f) \sim 1/[1 + (\omega\tau)^2]$, $\omega = 2\pi f$ okazała się muzyką nieprzyjemną, natomiast wygenerowana muzyka o widmie zbliżonym do *białego* — $W(f) = \text{const.}$ — okazała się denerwująca. Niektóre rodzaje współczesnej muzyki młodzieżowej mają, jak się okazało, widmo podobne do *białego*.

TEORETYCZNE PROBLEMY Z SZUMAMI TYPU $1/f$

Jeśli próbujemy obliczyć moc niesioną w obwodzie elektrycznym przez fluktuacje o widmie $1/f$, napotykamy na istotną trudność: całka mocy takiego procesu dąży do nieskończoności przy $f \rightarrow 0$ lub $f \rightarrow \infty$:

$$M = \int_{f_1}^{f_2} a f^{-1} df = a \ln(f_2/f_1) \Big|_{f_2 \rightarrow \infty}^{f_1 \rightarrow 0} \rightarrow \infty .$$

Problem $f \rightarrow \infty$ rozstrzyga fizyka kwantowa, pozostaje problem rozbieżności całki mocy przy $f \rightarrow 0$.

Badacze fluktuacji $1/f$ poszukiwali uparcie dolnej granicy częstotści, przy której to widmo osiągałoby nasycenie, sprawiając, że moc szumów osiągałaby skończoną wartość. Sięgnięto w tych badaniach aż do częstotści 10^{-7} Hz. Nawet przy tak ekstremalnie niskich częstotściach widma przebiegały wedle funkcji $1/f$.

Ostatnio zarzucono poszukiwania dolnych, osobliwych częstotści, przy których następowałaby zmiana charakteru widma. Badania koncentrują się na podaniu nowych modeli generacji szumów $1/f$.

Warto też dodać, że dyskusje na temat rozbieżności całki mocy mają akademicki charakter, skoro dla tzw. *szumów prądowych* opornika ziarni-

stego obliczono, że moc przypadająca na składową szumową stanowi zaledwie 10^{-6} mocy prądu stałego, który płynie przez badany opornik. Przy tych obliczeniach wybrano przedział częstotliwości: $f_2 = 10^{13}$ Hz — częstość zagięcia widma z powodów kwantowych i $f_1 = 10^{-17}$ Hz, co odpowiada najdłuższemu znanemu ludzkości czasowi pomiaru $T_0 = 16$ mld lat, będącemu czasem istnienia Wszechświata.

Nie może być zatem powodem niepokoju rozbieżność całki mocy szumu $1/f$, skoro ta całka osiąga $M = \infty$ przy nieskończenie długim czasie pomiaru.

SKUTKI ISTNIENIA FLUKTUACJI

1. Na świecie byłoby więcej zaskakujących zjawisk-niespodzianek, gdyby duże fluktuacje były bardziej prawdopodobne (gdyby częściej w procesach fluktuacyjnych malała entropia).

2. Skutek bardzo uciążliwy, aczkolwiek bardzo prozaiczny: ograniczenie czułości elektrycznych przyrządów pomiarowych (w tym odbiorników radiowych i telewizyjnych).

Jeśli mierzymy moc szumów, tak jak w radioastronomii, wtedy występowanie rzadkich, dużych fluktuacji powoduje wahanie wskazówek przyrządów pomiarowych i nieustanne kreślenie fluktuującej linii na taśmie samopisu.

Względny błąd standardowy, popełniany przy tego typu pomiarach

$$\varepsilon = 1/\sqrt{\Delta f \cdot \Delta t}, \quad (14)$$

gdzie Δt jest czasem przeznaczonym na pomiar (czasem uśredniania RC).

Wielkość fluktuacji rejestrowanej mocy wyrazi się zatem jako $\Delta W = W/\sqrt{\Delta f \cdot RC}$. Niestety, w radioastronomii spektralna gęstość mocy radioźródeł jest nieraz tysiąckrotnie mniejsza od mocy szumów własnych, generowanych przez układ odbiorczy radioteleskopu: $W = W_0 + W_r$, tutaj W_0 jest średnią mocą szumu własnego, natomiast W_r jest mocą odbieranego sygnału szumowego radioźródła.

Podczas pomiarów wybieramy dostatecznie duże Δf i $\Delta t = RC$, tak, by wyodrębnić poprzez uśrednianie w obwodzie całkującym RC słaby sygnał pochodzący z radioźródła i ginący we fluktuacjach łącznej mocy (moce szumów nieskorelowanych są addytywne).

Za pomocą prostych układów elektronicznych udaje się wyodrębnić interesujący radioastronoma sygnał o średniej mocy $W_r \approx 0,001$ W.

3. W elektronice funkcjonuje praktyczna tzw. *elektroniczna zasada nieoznaczoności*. Jeśli usiłujemy zmierzyć wielkość fluktuującą Δi (np. natężenie prądu) o wartości skutecznej fluktuacji $\Delta i = \sqrt{(\Delta i)^2}$, wtedy należy

wydłużyć czas pomiaru Δt tym bardziej, im mniejsze jest oczekiwane, mierzone Δi :

$$\Delta i \cdot \Delta t \geq a, \quad (15)$$

(a jest tu pewną stałą, charakterystyczną dla typu pomiaru i stosowanej aparatury).

4. Fizycy bardzo często stosują inny sposób na wyodrębnienie bardzo słabego sygnału z szumów aparatury — sposób przydatny tylko wtedy, gdy uda się podczas eksperymentu *naznaczyć* ten sygnał w specjalny sposób, np. uczynić go sygnałem okresowym. Jest to znana metoda tzw. *detektora fazowego*; światło padające na badany element półprzewodnikowy jest okresowo przerywane, a mierzony sygnał pojawia się również w detektorze z częstością pulsowania oświetlenia. Można udowodnić, że system *detektora fazowego* jest równoważny wzmacnianiu bardzo selektywnemu, przy którym ekwiwalentne Δf jest bardzo małe. Chęć uzyskania dostatecznie dużej dokładności wymusza wydłużenie czasu pomiaru, poprzez stosowanie dużych stałych czasowych obwodu uśredniającego RC , zgodnie ze wzorem (14).

POŻYTKI PŁYNĄCE Z BADANIA FLUKTUACJI (SZUMÓW)

1. O możliwości detekcji neutrina za pomocą ruchów Browna

Tę metodę opisał Armin Teske w artykule zamieszczonym w *Annales UMCS, sec. AA* (tom za rok: 1949; data nadesłania manuskryptu: 21 II 1950 r.; rok wydania: 1951) [1]. Praca zawiera analizę warunków wykrywalności wpływu neutrin z rozpadu *beta* na ruchy Browna zawieszin radioaktywnych. (W roku 1954 przeprowadzono pierwszy udany eksperyment mający na celu wykrycie bezpośredniego oddziaływania swobodnego neutrina z materią).

2. Wyznaczenie ładunku elementarnego metodą szumów [11]

Ta metoda polega na dokładnym pomiarze średniego kwadratu fluktuacji prądów emisji termoelektronowej (szumów śrutowych) w znanym paśmie częstości Δf (*vide* wzór (4)). W latach pięćdziesiątych uzyskano dokładność porównywalną z dokładnością metody Millikana [11].

3. Zastosowanie metody fluktuacji (szumów) prądów polowej emisji elektronowej do badań zjawisk powierzchniowych [12–16]. Ta metoda wprowadzona przez Kleinta (Lipsk) i Męclewskiego (Wrocław), pozwala na subtelne badania między innymi adsorpcji,

dyfuzji powierzchniowej, wyznaczanie energii aktywacji w tych zjawiskach oraz energii oddziaływania atomu z powierzchnią ciała stałego. Ponieważ uzyskiwano bardzo duże powiększenia, obiektem badań były bardzo małe obszary emitera-ostrza polowego mikroskopu elektronowego.

4. Badanie fluktuacji prądów termoemisji jonowej [17-23].

Autor niniejszego opracowania badał fluktuacje prądów termoemisji jonowej. Ta termoemisja jest właściwie procesem termicznej desorpcji jonowej. Wprowadzona metoda badania statystycznych właściwości fluktuacji tych prądów pozwoliła na ciekawy opis procesów: desorpcji, dyfuzji powierzchniowej, oddziaływania atomów i jonów z powierzchnią metali. Szczegółowy opis uzyskanych wyników zawiera publikacja [22].

PIŚMIENNICTWO

- [1] Teske A., *Ann. UMCS, AA*, IV (1951) 1.
- [2] Teske A., *Ann. UMCS, AA*, VII (1954) 39.
- [3] Teske A., *Ann. UMCS, AA*, VII (1954) 45.
- [4] Middleton D., *Introduction to Statistical Communication Theory*, Mc Graw-Hill Book Comp., New York 1960.
- [5] Bendat J., Piersol A., *Metody analizy i pomiaru sygnałów losowych*, PWN, Warszawa 1976.
- [6] Buckingham M., *Noise in Electronic Devices*, J. Wiley and Sons, New York 1983.
- [7] Munk W., *The Rotation of the Earth*, Cambridge Press, London 1960.
- [8] Green M., Yafuso M., *J. Phys. Chem.*, 72 (1968) 4072.
- [9] Moore W., *J. Appl. Phys.*, 45 (1974) 1896.
- [10] Voss R., Clarke J., *J. Acoust. Soc. Am.*, 63 (1978) 258.
- [11] Stachórska D., *Elektron*, Wiedza Powszechna, Warszawa 1950.
- [12] Kleint Ch., *Ann. d. Phys.*, B10 (1963) 295.
- [13] Kleint Ch., Męclewski R., *Acta Phys. Polon.*, 36 (1968) 97.
- [14] Kleint Ch., *Surf. Sci.*, 25 (1971) 394.
- [15] Kleint Ch., *Surf. Sci.*, 25 (1971) 411.
- [16] Męclewski R., *Acta Univ. Wratislav.*, X, 147, Wrocław 1971.
- [17] Gładyszewski L., *Surf. Sci.*, 200 (1988) 386.
- [18] Gładyszewski L., *Surf. Sci.*, 213 (1989) 481.
- [19] Gładyszewski L., *Surf. Sci.*, 231 (1990) 120.
- [20] Gładyszewski L., Gładyszewski G., *Surf. Sci.*, 247 (1991) 274.
- [21] Gładyszewski L., Gładyszewski G., *Phys. Status Sol.*, (b) 166 (1991) K11.
- [22] Gładyszewski L., *Zastosowanie metody fluktuacji prądów termoemisji jonowej do badań niektórych efektów na powierzchni ciała stałego*, Wyd. UMCS, Lublin 1991.
- [23] Gładyszewski L., *Ann. UMCS, AAA*, XXXIV/XXXV (1979/1980) 59.

SUMMARY

This work contains a general discussion concerning the generation of fluctuations in different objects. Some basic properties of fluctuations as well as statistical methods usually applied for describing fluctuations are also given. As an example the results of the author's studies on ion thermoemission current fluctuations are presented.