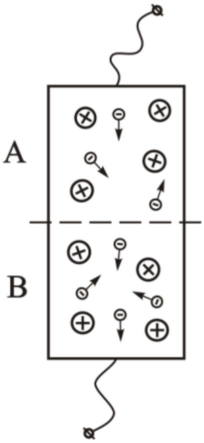
11.2. ფლუქტუაციური ხმაურების წყაროები ელექტრულ და ელექტრონულ მოწყობილობებში

ამ პარაგრაფში გავეცნობით ფიზიკურ მოვლენებს რომლებიც წარმოშობენ ძაბვის და დენის ფლუქტუაციებს რადიოტექნიკურ მოქყობილობებში. მიღებული იქნება ფორმულები, რომლებიც გამოიყენება ხმაურის ინტენსივობის შესაფასებლად.

ხმაურის წარმოშობის ერთ-ერთი **მთავარი მიზეზი** არის **ელექტრული მუხტის მოცულობითი სიმკრივის ფლუქტუაცია გამტარ სხეულებში** (რეზისტორებში). მიზეზი – მუხტის გადამტანების ხაოტიური სითბური მოძრაობა (იხ. ნახ. 11.9). ქაოტიური მოძრაობის გამო, A და B მიდამოებში, გადამტანი მუხტები არ უდრის ერთმანეთს.

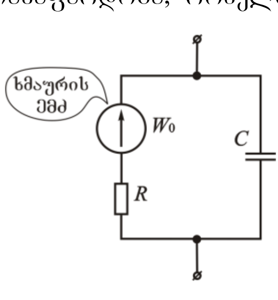


ნახ. 11.9

ერთობრიობაში, სისტემის ელექტრული ნეიტრალურობის მიუხედავად შეიქმნება ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველები, ხოლო გარე მომჭერებზე წარმოიშვება ხმაურის პოტენციალთა სხვაობა. გამტარში მუხტების "განთავსების" მაღალი სიმკრივის და დიდი სითბური სიჩქარის გამო გამოხმაურობის სპექტრი თურმე ძალზე განიერია. ეს ნიშნავს, რომ რადიოტექნიკურ სიხშირეებზე რეზისტორის სითბური ხმაური საკმარისად ზუსტად შეესაბამება (დელტა-კორელაციული) **თეთრი ხმაურის მოდელს.**

11.2.1. ნაიკვისტის ფორმულა

სპექტრული სიმძლავრის გამოსათვლელად გამოვიყვანოთ თანაფარდობა, რომელიც აღწერს აბსოლუტური T ტემპერატურის პირობებში გარემოსთან სითბურ წონასწორობაში მყოფი R რეზისტორის მომჭერებზე ხმაურის ძაბვას.



ნახ. 11.10

ამისათვის აზრობრივად რეზისტორის (ნახ. 11.10) პარალელურად ჩავრთოთ დამხმარე ელემენტი (კონდენსატორი C) და ჩავთვალოთ, რომ რეალურად ხმაურიანი რეზისტორი ეკვივალენტურად ჩანაცვლებულია მიმდევრულად შერთული უხმაურო რეზისტორით და თეთრი ხმაურის შემქმნელ ემძ-ის წყაროდ.

ფიზიკის კურსიდან ცნობილია, რომ ნებისმიერ სისტემის, რომელიც იმყოფება სითბურ წონასწორობაში, ერთ თავისუფლების ღერძზე ფლობს $kT/2$ **საშვალო ენერგიას**. ზუსტად ასეთი იქნება ელექტრული ველის ენერგია, დაგროვებული კონდენსატორზე, ვინაიდან განხილული წრედი წარმოადგენს 1-ლი რიგის დინამიურ სისტემას ერთი თავისუფლების ღერძით. მაშასადამე, $C\bar{u}_C^2/2 = kT/2$. ამიტომ, კონდენსატორზე, ძაბვის ხმაურის დისპერსია იქნება $\sigma^2 = \bar{u}_C^2 = kT/C$.

ახლა კი ვისარგებლოთ (4.11) ფორმულით, რომელიც აკავშირებს დისპერსიას და ხმაურის ძაბვის სიმძლავრის სპექტრს:

$$\sigma_y^2 = \frac{W_0}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{d\omega}{1+\omega^2(RC)^2} = \frac{W_0}{2RC}.$$

ვინაიდან $\dfrac{W_0}{2RC} = \dfrac{kT}{C}$, დამხმარე სიდიდე C გამოირიცხება და მივიღებთ ტოლობას $W_0 = 2kTR$, სადაც **ბოლცმანის მუდმივა** $k = 1{,}38\cdot 10^{-23}$ ჯ$/K$.

გამოსაყენებლად პრაქტიკულად ხელსაყრელია ცალმხრივი ენერგეტიკული სპექტრი, რომელიც მოიცემა სიხშირის მხოლოდ დადებით არეში და აქვს განზომილება, ვ^2/ჰც:

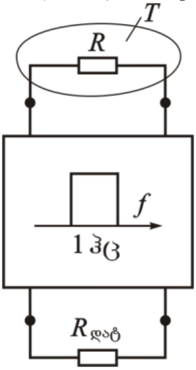
$$N_0 = 2W_0 = 4kTR \tag{4.27}$$

ამ შესანიშნავ თანაფარდობას ეწოდება **ნაიკვისტის ფორმულა**, რომელიც დამტკიცებული იქნა მე-20 საუკუნის 20-ან წლებში.

N_0 სიდიდეს აქვს უბრალო ფიზიკური აზრი – რეზისტორის სითბური ხმაურის **კუთრი დისპერსია**, რომელიც მოდის 1 ჰც სიგანის სიხშირულ ზოლზე.

სითბური ხმაურის სიმძლავრის სპექტრალური სიმკრივე შესაძლებელია შეფასდეს შემდეგი მაგალითიდან: $T = 300K$ და $R = 10$ კომ წინაღობისთვინ N_0 მნიშვნელობა შეადგენს $1{,}66\cdot 10^{-16}$ ვ^2/ჰც, საიდანაც კუთრი ეფექტური ძაბვის ხმაური უდრის $1{,}29\cdot 10^{-8}$ ვ$/\sqrt{\text{ჰც}}$. პატარა სიდიდის მიუხედავად, სითბური ძაბვის ხმაური შესაძლებელია გახდეს გადამწყვეტ ფაქტორად, რომელიც შეზღუდავს მიმღები მოწყობილობის რეალურ მგძნობიარობას.

საინტერესოა და მნიშვნელოვანი აღვნიშნოთ, რომ ხმაურის სამძლავრე, რომელიც შესაძლებელია გადაიცეს გარე რეზისტორულ დატვირთვაში, არ არის დამოკიდებული რეზისტორის R წინაღობაზე. დასამტკიცებლად განვიხილოთ სქემა ნახ. 11.11, რომელშიც ხმაურის R რეზიტორს და დატვირთვის $R_{დატ}$ შორის ჩართულია იდეალური ფილტრი 1 ჰც გატარების ზოლით. როგორც ცნობილია, სიმძლავრე გადაცემული დატვირთვაში, მაქსიმალურია როცა $R_{დატ} = R$ (შეთანხმების პირობა) და ჩვენ შემთხვევაში კუთრი (კუთ.) სიმძავრე ტოლია $P_{კუთ.} = \overline{u}^2_{კუთ} / (4R) = kT$.



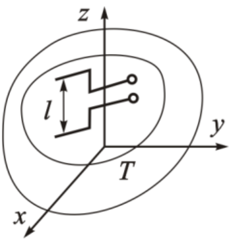
ნახ. 11.11

ამიტომ სითბური ხმაურთან ბრძოლის ერთადერთი ხერხია რადიომიმღები ხელსაწყოების მგძნობარე წრედების ღრმა გაცივება, რომელიც გამოიყენება რადიოლოკაციაში, რადიოასტრონომიაში და კოსმოსური კავშირის სისტემებში.

11.2.2. მიმღები ანტენის ხმაური

რადიოტექნიკურ ხელსაწყოებში ხმაურის წყარო შეიძლება იყოს მიმღები ანტენნა, რომლის გამოსასვლელზე (ქაოტიური ელექტრომაგნიტური ველის ფლუქტუაციის ზემოქმედებით) შესაძლებელია წარმოიშვას შემთხვევითი ძაბვა.

ვთქვათ, რომ l სიგრძის უბრალო მიმღები ანტენა (**ჰერცის ვიბრატორი**) მოთავსებულია სიღრუობის შიგნით, რომლის კედლების ტემპერატურა არის T. საუკეთესო რეზულტატები მიიღება როდესაც მიმღების წრედებს გააცივებენ თხევადი გელიუმის მიღების ტემპერატურამდე, ანუ $T = 4,2$ K.



ნახ. 11.12

პლანკის კანონის თანახმად, რომელიც ცნობილია ფიზიკის კურსიდან, სიღრუობა შევსებულია გაწონასტორებულ ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებით, რომელიც ხასიათება განსაკუთრებული სპექტრალური პარამეტრით - **კუთრი სიკაშკაშით** B**,** ზომის ერთეულით (ვტ/(მ²•ჰც•სრ)), სადაც (სრ) **სტერადიანით** აღინიშნება სივცული კუთხე:

$$B = \frac{2h\,f^3}{c^2\left\{\exp\left[h\,f\,/kT\right]-1\right\}}, \qquad (4.29)$$

სადაც f - სიხშირეა , ჰც; c - სინათლის სიჩქარე, მ/წმ;
$h = 6{,}62\cdot 10^{-34}$ ჯ/ჰც - **პლანკის მუდმივაა.**

კუთრი სიკაშკაშე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ნაკადის სიმკრივის შეფარდებას სიხშირის 1 ჰც ინტერვალთან, რომელიც მოცემულ წერტილში შემოდის 1 სრ (სტერადიანი) სივრცითი კუთხის გავლით.

თუ $hf \ll kT$, რაც ტიპიურია რადიოდიაპაზონისათვის, მაშინ განტოლება (4.29) გარდაიქმნება **რელეა-ჯინსას** მიახლოვებით ფორმულაში:

$$B = 2kT\,/\,\lambda^2,$$

(4.30)

სადაც $\lambda = c\,/\,f$ –ტალღის სიგრძეა .

განვიხილოთ სიდიდე $\bar{E}^2_{კუთ} = \bar{E}^2_{x\,კუთ} + \bar{E}^2_{y\,კუთ} + \bar{E}^2_{z\,კუთ}$, რომელიც წარმოადგენს ელექტრული ველის დაძაბულობის საშვალო კვადრატს, რომელიც მოდის 1 ჰც სიხშირის ინტერვალზე.

ელექტრომაგნეტიზმის თეორიაში მტკიცდება, რომ გამოსხივების ნაკადის სიმკრივის სიმძლავრე (ვტ/მ^2) ამ დროს შეადგენს $\bar{E}^2_{კუთ}/\left(120\pi\right) = \bar{E}^2_{z\,კუთ}/\left(40\pi\right)$, სადაც გამოსახულებაში შემავალი სიდიდე $Z_0 = 120\pi \approx 377$ ომ წარმოადგენს ვაკუმის მახასიათებელ წინაღობას. აქ გათვალისწინებულია, რომ ყველა სივცული მიმართულების სრული თანატოლობის გამო $\bar{E}^2_{კუთ} = 3\cdot\bar{E}^2_{z\,კუთ}$.

ნაკადის სიმძლავრის გაყოფისას 4π , ანუ მთელი სივრცის სივრცულ კუთხეზე, ვღებულობთ **კუთრი სიკაშკასის** გამოსახულებას სივცურ სიდიდეების გათვალისწინებით:

$$B = \bar{E}^2_{z\,კუთ}/\left(160\pi^2\right). \qquad (4.31)$$

თუ გამოსახულებების (4.30) და (4.31) მარჯვენა მხარეებს გაუტოლებთ ერთმანეთს, მაშინ ვიპოვით ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორის კუთრ გაშვალედებულ პროექციის კვადრატის მდგენელს, რომელიც ორიენტირებულია ანტენის გასტვრივ:

$$\bar{E}^2_{z\,კუთ} = 320\pi^2 kT\,/\,\lambda^2. \qquad (4.32)$$

ვინაიდან ანტენის გამოსასვლელზე, რომელიც შედარებით ნაკლებია ტალღის სიგრძეზე, წარმოიშვება ძაბვა $u = El$, მივიღებთ გამოსასვლელი ძაბვის **კუთრ დისპერსიას**:

$$\bar{u}^2_{კუთ} = 320\pi^2 \left(l/\lambda\right)^2 kT. \quad (4.33)$$

თუ შემოვიტანთ გერცის ვიბრატორის **გამოსხივების წინაღობად** (ომ) წოდებულ სიდიდეს $R_\Sigma = 80\pi^2 \left(l/\lambda\right)^2$, მაშინ ელემენტარული მიმღები ანტენისათვის მივიღებთ **ნაიკვისტის** ფორმულას

$$\bar{u}^2_{კუთ} = 4kTR_\Sigma, \left(ვ^2/ჰც\right). \quad (4.34)$$

აქ ტემპერატურა T არის გარემოს გაწონასწორებული პარამეტრი, რომლის გავლით ვცელდება ელექტრომაგნიტური ტალღა. ეს ჭეშმარიტია მხოლოდ კოსმოსური წარმოშობის ხმაურებისათვის. გაზომვებმა გვაჩვენა, რომ ყველაზე "ცივი" ცისკამარას უბნების ტემპერატურა შეადგენს რამდენიმე კელვინს. ამავდროულად ტემპერატურამ რადიოგალაკტიკების მიმართულებით და კოსმოსური წყაროების ხმაურის რადიოგამოსხივებამ შეიძლება მიაღწიოს 10000 K.

თუ ვილაპარაკებთ დედამიწის წარმოშობის ბუნებრივ შეშფოთებებზე, მაშინ ამ ხმაურის უმეტესი ნაწილი თავმოყრილია 30 მჰც –ზე დაბალ სიხშირეზე. (დედამიწის შეშფოთებები გამოწვეულია – მეხის განმუხტვებით და მძლავრი ელექტრული წრედების კომუტაციით). იმისათვის, რომ უცვლელი დავტოვოთ ფორმულა (4.34) სახე, შემოაქვთ ხმაურის ტემპერატურა $T_ხ$, რომელიც დამოკიდებულია სიხშირეზე. დედამიწის შეშფოთებების სპექტრული შემადგენლობა ისეთია, რომ 1 მჰც რიგის სიხშირეზე $T_ხ$ ტემპერატურა ზოგიერთ პირობებში შეიძლება მიაღწიოს $3 \cdot 10^8 K$.

11.2.3. პუასონის განაწილება

ν სიმბოლოთ ავღნიშნოთ ***ელექტრონების საშვალო რიცხვი***, რომლებიც 1 წმ მიაღწევენ ანოდს. ექსპერიმენტი დაბიჯებით მეტყველებს მასზე, რომ ეს რიცხვითი მახასიათებელი არის სტატისტიკურად მგრადი, ანუ სტაციონარული. ანოდური დენის მუდმივი მდგენელი I_0 და ν პარამეტრი დაკავშირებული არიან მარტივი $I_0 = e \cdot \nu$ თანაფარდობით. ν-ს მნიშვნელობა ძალზე დიდია: როცა $I_0 =$ 1 მა გვაქვს შეფასება $\nu \approx 10^{16}$ წმ$^{-1}$. ვინაიდან

$v \sim 10^{16}$წმ$^{-1}$, ალბატობა იმასა, რომ 1 წმ-ის ინტერვალში არც ერთი ელექტრონი არ მიაღწევს ანოდს შეადგენს $\exp\left(-10^{16}\right)$, რაც შეუძლებელი მოვლენაა!

პროცესის სტატისტიკურ ანალიზზე გადასვლისას გავაკეთოთ ერთი უმნიშვნელო დაშვება, რომელიც გაამარტივებს ანგარიშებს: დაუშვად, რომ ელექტრონები კათოდიდან ანოდისაკენ შვალედში მოძრაობენ "ჯაჭვივით" ერთმანეთის შემდეგ ისე რომ, ალბათობა ორის ან რამდენიმეს ერთად მისვლის ძალზე მცირეა.

ბუნებრივია, ჩავთვალოთ, რომ თუ A არის ელექტრონის ანოდზე მისვლის მოვლენა $(t, t+\Delta t)$ ინტერბალში, მაშინ პატარა სიდიდიდეების $(\Delta t)^2$ სიზუსტით ამ მოვლენის ალბათობაა

$$P_A = v\Delta t\,. \tag{4.35}$$

$P_0(t)$ ავღნიშნოთ ალბათობა იმისა, რომ არცერთი ელექტრონი დროის $(0, t)$ ინტერვალში არ მიაღწევს ანოდს. მაშინ $P_0(t+\Delta t)$ იქნება რთული მოვლენის ალბათობა – არც ერთმა ელექტრონმა არ უნდა მიაღწიოს ანოდს დროის არც $(0, t)$ და არც $(t, t+\Delta t)$ ინტერვალებში. რთული მოვლენის ალბათობის თვისების გამოყენების საფუძველზე მივიღებთ

$$P_0(t+\Delta t) = P_0(t)\left(1 - v\Delta t\right).$$

ზღვარზე გადასვლისას როცა $\Delta t \to 0$, მივიღებთ დიფერენციალურ განტოლებას $\dfrac{\mathrm{d}P_0}{\mathrm{d}t} = -vP_0$ აშკარა საწყისი პირობით,

$$P_0(0) = 1\,.$$

ასეთი საწყისი ამოცანის ამოხსნა ელემენტალურია:

$$P_0(t) = exp(-vt)\,.$$

ვიპოვოთ $P_1(t)$ ალბათობა იმისა, რომ დროის $(0, t)$ ინტერვალში ზუსტად ერთი ელექტრონი მიაღწევს ანოდს. გაფართოებულ დროის $(0, t+\Delta t)$ შუალედში ასეთი მოვლენის ალბათობა შედგება ორი არათავსებადი ალბათობის მოვლენებისაგან:

ა) ელექტრონი დროის $(0, t)$ ინტერვალში მიაღწევს ანოდს,

ბ) ელექტრონი დროის $(t, t+\Delta t)$ ინტერვალში მიაღწევს ანოდს.

ალბათობების თვისებიდან

$$P_0(t+\Delta t) = P_1(t)\left(1 - v\Delta t\right) + P_0(t)v\Delta t,$$

აქედან კი გამომდინარეობს დიფერენციალური განტოლება

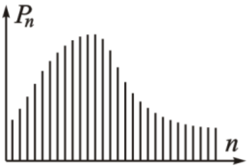
$$\frac{\mathrm{d}P_1}{\mathrm{d}t} = -vP_1 + vP_0 \quad \text{საწყისი პირობით} \quad P_0(0) = 1.$$

ანალოგურად მიიღება საწყისი ამოცანა, რომლის ამოხსნა აღწერს ანოდზე n ელექტრონის მიღწევის მოვლენის ალბათობას:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}P_n}{\mathrm{d}t} = -vP_n + vP_{n-1}, \\ P\left(0\right) = 0. \end{cases} \tag{4.36}$$

უშვალო ჩასმით შეგვიძლია დავწრმუნდთ მასში, რომ

$$P_n\left(t\right) = \frac{\left(vt\right)^n}{n!} \cdot e^{-vt}. \tag{4.37}$$



ნახ. 11.13

ფორმულა (4.37) განსაზღვრავს ***პუასონის განაწილების კანონს***, რომელიც ვხდება სტატისტიკური ფიზიკის მრავალ ამოცანებში.

ამ განაწილების კანონის ხარისხობრივი ფორმა მოყვანილია ნახ. 11.13.

11.2.4. დიოდის დენის სტატისტიკური თვისებები

თუ T დროის განმავლობაში ანოდზე მივიდა n ელექტრონი, მაშინ დენი, შეფარდებული დაკვირვების დროის T ინტერვალთან, უდრის $i_T = en/T$.

ამ დენის საშვალო მნიშვნელობა იქნება

$$I_0 = \overline{i}_T = \left(e/T\right)\overline{n}_T = ev. \tag{4.41}$$

დენის დისპერსია $\sigma_i^2 = \left(e^2/T^2\right)\sigma_n^2 = \left(e/T\right)I_0.$ (4.42)

თუ დენის ფლუქტუაციის ინტესივობის ზომათ ავიღებთ საშვალოკვადრატულ გადახრის შეფარდებას დენის საშვალო მნისვნელობასთან, მაშინ $\sigma_i / I_0 = \sqrt{e/T} / \sqrt{I_0}$. (4.43)

დასკვნა გამომდინარეობს (4.43) ფორმულიდან: დიოდის დენის ფლუქტუაციის ფარდობითი დონე მცირდება დაკვირვების დროის გაზრდისას და დენის საშვალო მნიშვნელობის გაზრდისას

11.2.5 შოტკის ფორმულა

რაც ნაკლებია დაკვირების T დრო, მით უფრო დიდი სიხშირის ზოლი არის გასათვალისწინებელი პროცესის სპექტრში. ***კოტელნიკოვის თეორემის*** თანახმად, T დროში სიგნალის დასამუშავლებლად, მარეგისტრირებელი სისტემას უნდა ქონდეს უნარი გაატაროს ყველა სიხშირეები და სიხშირის $f_{\text{ზედა}}$ ზედა ზღვარემდეც კი, რომელიც აკმაყოფილებს თანაფარდობას $T = 1/\left(2f_{\text{ზ}}\right).\left(f_{\text{ზ}} = 1\right)$

თუ მიღებულ შედეგს გავითვალისწინებთ (4.42)-ში, გვექნება $\sigma_i^2 = 2eI_0 f_{\text{ზ}}$, აქედან ფლუქტუაციური დენის კუთრი დისპერსია 1 ჰც –ან სიხშირულ ზოლში იქნება

$$N_0 = 2eI_0 \tag{4.44}$$

რადიოტექნიკაში ამ თანაფარდობამ მიიღო ***შოტკის*** ფორმულის სახელი. მის თანახმად, ელექტრული ხელსაწყოს ხმაურის ეკვივალენტური სქემა შეიცავს დენის წყაროს, რომელიც ქმნის თეთრ ხმაურს სპექტრული სიმკრივით, რომელიც აღიწერება (4.44) ფორმულით.

ექსპერიმენტები აჩვენებენ, რომ ელექტრონულ ხელსაწყოებში (დიოდი, ტრანზისტორი და სხვა) ხმაური გამოწვეულია ელექტრონების სტატისტიკურად დამოუკიდებელი მოძრაობის გამო. მათ გააჩნიათ სიმძლავრის მუდმივი სპექტრი რამდენიმე ასეულ მეგაჰერცამდე, ხოლო შემდეგ კლებულობს სიხშირის გაზრდასთან ერთად. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ მაღალ სიხშირეებზე (T-ს მცირე მნიშვნელობების დროს) არასამართლიანი ხდება მიღებული მოდელი, რომლის მიხედვით ანოდზე უნდა მივიდეს საკმარისად დიდი რაოდენობის ელექტრონები. ამის გარდა, იწყებს შემცირებას კონვექციური დენის ცალკეული იმპულსების სპექტრალური სიმკრივის მოდული, ვინაიდან მათი ხანძლივობა მცირეა, მაგრამ სასრულია.