

НВЧ енергії трисантиметрового діапазону хвиль. При цьому в кілька разів зменшуються перерізи й поздовжні розміри елементів та їх вага.

ЛІТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайштейн. Электромагнитные волны. «Советское радио», М., 1957.
2. Ю. В. Егоров. Частично заполненные прямоугольные волноводы. «Советское радио», М., 1967.

ХВИЛЕВОДНО-СМУЖКОВІ ПЕРЕХОДИ

*В. М. Седих, М. В. Ляпунов, В. В. Беліков, І. І. Саприкін,
В. В. Покусай*

У даний час виявляється велика увага до смужкових ліній передачі і створення на їх основі різних НВЧ елементів. Але конструювання і дослідження цих елементів ускладнюється відсутністю стандартної вимірювальної апаратури на смужках.

У зв'язку з цим виникає необхідність створення переходів від хвильоводів різноманітного перерізу до смужкових ліній передачі, що дозволить використати існуючу хвильоводну техніку.

Безпосередній перехід від хвильовода до смужкової лінії має менші габарити й вагу і дешевше коштує, ніж переходи від хвильовода до коаксіальної лінії, а потім від коаксіальної до смужкової лінії.

Існує декілька робіт, в яких описано конструкції переходів від прямокутного хвильовода до несиметричної смужкової лінії [1, 2, 3] і до симетричної смужкової лінії [4, 5].

У даній роботі описується конструкція переходу від прямокутного хвильовода до симетричної екранованої смужкової лінії.

Математичний розрахунок хвильоводно-смушкового переходу не проводився, бо навіть для найпростіших смужкових ліній він становить значні труднощі.

Конструкція хвильоводно-смушкового переходу показана на рис. 1.

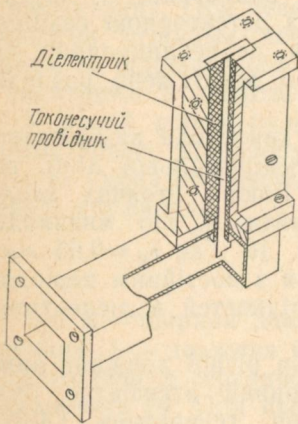


Рис. 1.

Хвиеводна частина переходу являє собою короткозамкнуту хвиеводну секцію, в широкій стінці якої є прямокутний отвір, через який за допомогою зонду здійснюється зв'язок між хвиеводом і смужковою лінією.

Смужкова частина переходу — це відрізок екранованої симетричної смужкової лінії з діелектричним заповненням і хви-

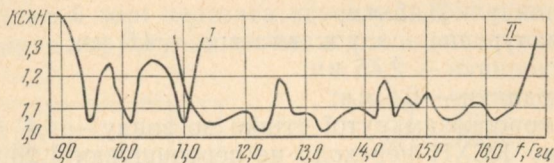


Рис. 2.

льовим опором 50 ом. Як діелектрик використовувався тефлон (фторопласт-4).

Відрізок смужкової лінії прикріплюється до хвиеводної частини переходу за допомогою фланця так, що поздовжні осі смужкової лінії і хвиевода взаємно перпендикулярні.

Центральний провідник смужкової лінії входить через отвір у широкій стінці хвиевода на деяку глибину в хвиеводну частину переходу і є елементом зв'язку між хвиеводом і смужковою лінією.

При дослідженні хвиеводно-смужкового переходу смужкова частина навантажувалася на коаксіальне погоджене навантаження з власним КСХН не гірше, ніж 1,07 в робочому діапазоні частот. У зв'язку з цим використовувався розроблений раніше коаксіально-смужковий перехід, КСХН якого в смугі пропускання хвиевода не перевищував 1,10.

Було проведено дослідження частотної залежності КСХН переходу від форми і положення отвору зв'язку, глибини занурення зонду в хвиевод, положення короткозамкнутої стінки відносно осі зонду та від його форми для переходів від хвиеводів з поперечним перерізом 23×10 і 17×8 мм на симетричні смужкові лінії з поперечним перерізом 23×4 і 17×4 мм відповідно.

Найменший КСХН переходу на хвиеводі з поперечним перерізом 23×10 мм одержаний при таких основних розмірах:

- отвір у широкій стінці хвиевода — 5×4 мм;
- ширина центрального провідника смужкової лінії (зонду) — 3,45 мм;
- глибина занурення зонду в хвиевод — 6,0 мм;
- ширина сходинок — 2,55 мм;
- висота сходинок — 1,45 мм;
- відстань короткозамкнутої стінки до зонду — 5,3 мм.

При цьому КСХН переходу не перевищував 1,25 в 20%-ній смузі частот (9,25 ÷ 11,25 ГГц).

Графік частотної залежності КСХН переходу зображений на рис. 2 (1).

Для переходу на хвиеводі перерізом 17×8 мм краща частотна залежність КСХН одержана при таких розмірах:

отвір у широкій стінці хвиевода — 5×4 мм;

ширина зонду — 3,45 мм;

глибина занурення зонду в хвиевод — 4,9 мм;

ширина сходинок — 2,45 мм;

висота сходинок — 0,6 мм;

відстань короткозамкнутої стінки до зонду — 4,4 мм.

При цьому КСХН переходу не перевищував 1,20 в 41%-ній смузі частот (10,9 ÷ 16,6 ГГц).

Графік частотної залежності КСХН переходу на хвиеводі перерізом 17×8 мм показаний на рис. 2 (2).

Порівнюючи оптимальні дані для обох переходів, можна встановити, що глибина занурення зонду в хвиевод становить приблизно 0,6 висоти хвиевода, а відстань короткозамкнутої стінки до зонду — приблизно 0,54 висоти хвиевода.

Одержані результати дозволяють виготовляти переходи на хвиеводах іншого перерізу без особливих труднощів.

ЛІТЕРАТУРА

1. C. Bowness. Strip transmission lines, Electron. Engng., 1956, 28, № 2, p. 335.
2. Shahan Onnig. Miniature stripline to waveguide slot adapter-coupler, IRE, Trans. Microwave Theory and Techn., 1962, 10, № 2.
3. Д. ж. Дьюкс. Печатные схемы. Изд-во иностр. лит-ры, М., 1963.
4. R. H. Kneerr. A new type of waveguide-to-stripline transition, IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., 1968, 88, № 3, p. 192.
5. В. М. Седых, И. И. Сапрыкин, Д. С. Денисов, В. В. Покусай. Волноводно-полосковый переход. «Тезисы докладов юбилейной научно-технической конференции». Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ НВЧ-ФІЛЬТРІВ З ЕЛЕКТРИЧНОЮ ПЕРЕСТРОЙКОЮ НА ПЕРІОДИЧНІЙ ФЕРИТОВІЙ СТРУКТУРІ

М. І. П'ятак, В. О. Коробкін

Останнім часом періодичні магнітодіелектричні структури, властивості розповсюдження електромагнітних хвиль в яких, особливо в довгохвильовому наближенні, вивчені досконало [1—3], знаходять застосування при побудові некерованих [4, 5] і керованих [6, 7] зовнішнім магнітним полем НВЧ-фільтрів.

Оскільки перестройка фільтрів на періодичних феритових структурах здійснюється за рахунок зміни ефективної електричної довжини феритових елементів [6], це потребує незначного за величиною зовнішнього магнітного поля (сотні ерстед) на відміну від ферорезонансних фільтрів на феритових монокристалах (тисячі ерстед), які до того ж стійко працюють тільки при малих потужностях електромагнітного поля.

У найбільшій мірі перевага керованих фільтрів на періодичних феритових структурах виявиться в короткохвильовій части-

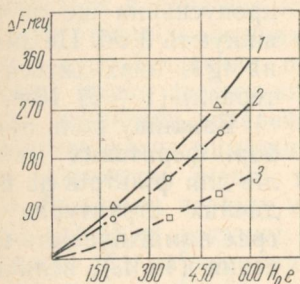


Рис. 1.

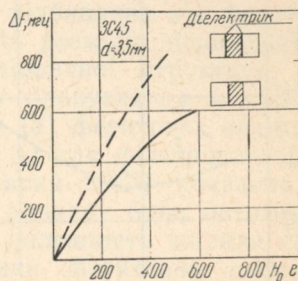


Рис. 2.

ні НВЧ-діапазону, де використання інших типів керованих фільтрів пов'язано із значними ускладненнями. У зв'язку з цим метою даної роботи було експериментальне дослідження деяких характеристик керованих фільтрів на періодичній феритовій структурі, виконаних на відрізку прямокутного хвилевода перерізом 23×10 мм з симетрично розташованою відносно середини широкі стінок періодичною феритовою структурою. Магнітне поле направлено нормально до широких стінок хвилевода. Періодична структура складається з феритових елементів, виконаних у вигляді паралелепіпедів, розташованих на однакових відстанях одне від одного. Кількість елементів структури визначається необхідним рівнем затухання в смугах непрозорості і потрібною величиною крутизни фронту частотної характеристики.

Параметри фільтрів, зокрема, центральна частота f^c , ширина смуг і втрати енергії в них, крутизна перестройки по магнітному полю можуть змінюватися в широких межах відповідними змінами розмірів феритових елементів (довжини й товщини), відстані між ними та параметрів феритових матеріалів (ϵ , μ , $\text{tg } \delta_\epsilon$, $4\pi M_0$). Проте, слід відзначити, що зміна розміру пустої частини значно менше впливає на характеристики фільтра, ніж відповідна зміна в розмірах феритових елементів. Так, зменшення (збільшення) довжини феритових елементів (40СЧ2) на 1 мм (товщина елементів 5 мм) викликає відхилення цент-

ральної частоти смуги прозорості на 420 МГц, тоді як на кожний 1 мм пустої частини це відхилення становить 40 МГц. Ці дані дають змогу якісно оцінити точність виготовлення і установки феритових елементів, щоб запобігти розширенню смуги пропускання і зменшенню величини крутизни скатів.

Численні експериментальні дані по вивченню керованих фільтрів, побудованих на основі феритових елементів з різними параметрами ($\text{tg } \delta_e$, $4\pi M_0$), дозволяють назвати максимальну

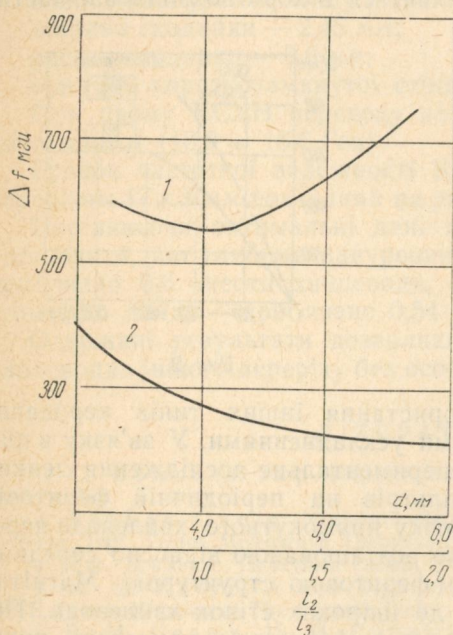


Рис. 3.

величину $\text{tg } \delta_e$, при якій втрати енергії в смугах пропускання ще не перевищують 3 дб. Це значення $\text{tg } \delta_e$ знаходиться в інтервалі $(1 \div 5) \cdot 10^{-3}$.

Важливу роль при виборі феритових матеріалів для фільтрів на періодичних структурах відіграє намагніченість насичення ($4\pi M_0$), величиною якої при даних розмірах феритових елементів визначається крутизна перестройки фільтра по магнітному полю. Залежність перестройки центральної частоти смуг пропускання (ΔF МГц) від величини зовнішнього магнітного поля ($H_0 e$), прикладеного нормально до широких стінок хвилевода, була знята для трьох марок фериту (ЗСЧ5, ЗСЧ15,

80СЧ) з різним значенням намагніченості насичення. Параметри періодичної структури в кожному з трьох випадків були оптимізовані за мінімальною шириною і втратами енергії в смугах пропускання. Як виходить з рис. 1 (крива 1 $4\pi M_0=2530$ гс, крива 2—2040 гс, крива 3—310 гс), ефективність перестройки ($\frac{\Delta F \text{ МГц}}{\Delta H e}$)

фільтра на феритових елементах з намагніченістю 2540 гс більш як удвічі перевищує аналогічну величину для елементів з намагніченістю 310 гс. Оскільки ефективність перестройки фільтра в значній мірі визначає габарити і вагу магнітної системи, була досліджена можливість збільшення її величини за допомогою діелектричних включень, що розташовувалися на бокових

поверхнях феритових елементів. Наприклад, для елементів (марка ЗСЧ5) з розмірами: товщина $d=4,85$ мм, довжина 9,8 мм і діелектричних пластин ($\epsilon=8$) товщиною 1 мм, розмішених по обидві сторони феритових елементів, одержано різке зростання ефективності перестройки, що видно з рис. 2. На рис. 2. зображено залежність відносної центральної частоти ($\Delta F = f_{H=0}^u - f_{H=H_c}^u$) смуг прозорості від величини магнітного поля для фільтра на ферито-діелектричній (пунктирна крива) і феритовій (суцільна крива) структурах.

Ширина смуг пропускання (Δf), як відомо [4, 7], цілком визначається величиною коефіцієнта відбивання від феритових елементів і співвідношенням поздовжніх розмірів заповненої феритом і пустої частини періоду періодичної структури. Для вибраної марки фериту ширину смуг пропускання можна змінювати, змінюючи поперечний розмір (d) феритових елементів. Експериментально виміряні значення Δf для фільтрів на феритових елементах різної товщини марки 80СЧ показано на рис. 3. Величину періоду в кожному випадку було оптимізовано. На цьому ж рисунку приведено залежність ширини смуги прозорості від співвідношення довжини феритових елементів

(l_1) і довжини пустої частини періоду (l_2). Як видно, при $\frac{l_1}{l_2} = 1,05$ ширина смуги мінімальна, що відповідає випадку, коли електрична довжина пустої і заповненої феритом частини хвилевода кратна непарному числу чвертей довжин хвиль у хвилеводі [4].

ВИСНОВКИ

У результаті проведеної експериментальної роботи по вивченню фільтрів на періодичних феритових структурах, однією з найважливіших ознак яких є невеликі (<1000 e) значення керуючого поля, можна стверджувати, що при втратах енергії в смугах пропускання 1—2 дБ їх ширина може змінюватися від декількох сотень МГц до однієї-двох за допомогою відповідного вибору товщини елементів і співвідношення поздовжніх розмірів фериту і пустої частини.

Слід зауважити, що наведені в даній роботі характеристики фільтрів на періодичних феритових структурах далеко не кращі для даного класу фільтрів. Застосування феритових матеріалів з поліпшеними властивостями і оптимізація деяких параметрів періодичної структури дозволить поліпшити характеристики таких фільтрів. Завдяки відзначеним вище перевагам фільтр може знайти широке використання в техніці НВЧ, особливо в міліметровій частині діапазону.

ЛІТЕРАТУРА

1. М. А. Хижняк. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, № 3.
2. М. А. Хижняк. «Ученые записки ХГУ», 1957, 2, 5.
3. С. М. Рытов. ЖЭТФ, 1955, 11, 605.
4. Янг, Кристалл. «Зарубежная радиоэлектроника», 1966, № 12.

5. Faub, Cohen «Proc IEEE», 1966, vol. 54, № 4.
 6. В. О. Коробкін, М. І. П'ятак. Авт. свід. № 310602.
 7. В. О. Коробкін, М. І. П'ятак. «Труды конференции по электронике», Харьков, 1970, вып. 1.

КІНЕТИЧНА ТЕОРІЯ ДЕТЕКТОРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК

К. І. Кононенко, В. О. Погребняк

У роботі розглядається задача про детектування НВЧ випромінювання при індикації по розрядному і зондовому струму. Визначається залежність струму від амплітуди і частоти електромагнітної хвилі, а також від ступеня іонізації газорозрядної плазми. Ступінь іонізації, як буде показано нижче, суттєво впливає на знак детекторного струму. Дослідження проводиться за методом кінетичного рівняння Больцмана [1]:

$$\Phi(\varepsilon, r, t) = f(\varepsilon, r, t) + \vec{\chi}(\varepsilon, r, t) \frac{\vec{p}}{p},$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e}{3} \frac{1}{n(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \{n(\varepsilon) \vec{\chi} \cdot \vec{E}\} = \frac{1}{n(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ n(\varepsilon) \tilde{\nu}(\varepsilon) \varepsilon T \left[\frac{f}{T} + \frac{df}{d\varepsilon} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{\chi}}{\partial t} + \nu(\varepsilon) \vec{\chi} = -\frac{ep}{m} \vec{E} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon},$$

де f і $\vec{\chi}$ — симетрична і антисиметрична частини функції розподілу електронів $\Phi(\varepsilon, r, t)$; $n(\varepsilon) = 4 \sqrt{2\pi} m^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}}$; $\nu(\varepsilon) = \nu_0 (\varepsilon/T)^{-1}$ і $\tilde{\nu}(\varepsilon) = \tilde{\nu}_0 (\varepsilon/T)^{-1}$ — частоти зіткнення з втратою імпульсу і енергії відповідно. Останні позначення стандартні. До рівняння (1) слід ще додати рівняння Максвелла:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(|E|) \cdot E = 0. \quad (2)$$

Детекторний струм визначається формулою

$$\vec{\Delta j} = \vec{J}_0 - \vec{J}_1, \quad (3)$$

де $\vec{J}_0$ — розрядний струм при $E=0$; E — амплітуда НВЧ випромінювання; $\vec{J}_1$ — розрядний струм при наявності змінного поля

$$\vec{J}_{0,1} = \frac{8\pi me}{3} \int \vec{\chi}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon. \quad (4)$$

Система рівнянь (1) — (4) вирішується за методом ефективної температури [2]. Для нормального скін-ефекту внаслідок розв'язання одержуємо такий результат:

1. Слабке розігрівання змінним полем, $|E|^2 \ll |E_0|^2$, де E_0 — напруга, що утворюється різницею потенціалів на електродах лампи:

$$\vec{\Delta j} = \frac{2^{1+q} \Gamma\left(\frac{5}{2} - q\right) (1 + 2q) \omega_0^2 \sigma_1 |E|^2}{3\pi^{3/2} (r - q) N_0 \tilde{T} \nu_0 v_0^{r-q}} \vec{E}_0 \quad (5)$$

при $\omega > \nu$

$$\vec{\Delta j} = \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2} + q\right) \omega_0^2 \sigma_0 |E|^2}{3\pi^{3/2} (r - q) N_0 \tilde{T} \nu_0 v_0^{r-q}} \vec{E}_0 \quad (6)$$

при $\omega < \nu$.

2. Сильне розігрівання, тобто $|E|^2 \gg |E_0|^2$:

$$\vec{\Delta j} = \sigma_1 \left[1 + \frac{2^{1+2q} (r + q)}{(2q + 1) \xi_0 L} \ln \left(1 - \frac{(2q + 1) \xi_0 L}{2q(r + q) v_0^{2q+1}} \right) \right] \vec{E}_0 \quad (7)$$

при $\omega < \nu$

$$\vec{\Delta j} = \sigma_0 \left\{ 1 + \frac{2^{1+2q} (r + q)}{(1 - 2q) \xi_0 L v_0^{2q}} \left[\left(1 - \frac{(1 - 2q) \xi_0 L}{2q(r + q) v_0^{2q+1}} \right)^{\frac{1}{2q-1}} - 1 \right] \right\} \vec{E}_0 \quad (8)$$

при $\omega > \nu$.

У формулах (5) — (8) σ_0 та σ_1 — провідність у лінійній теорії для $\omega < \nu$ і $\omega > \nu$ відповідно; $\xi_0 \sim \frac{1}{L}$ — згасання хвилі в лінійній теорії,

$$v_0 = \left[\frac{2\Gamma\left(\frac{5}{2} - q\right) \omega_0^2 \nu_0 |E|^2}{3\pi^{3/2} N_0 T \omega^2 \nu_0} \right]^{\frac{1}{r+q}}$$

для формул (5) і (6) і

$$v_0 = \left(\frac{\sigma_0 |E_0|^2}{N_0 T \nu_0} \right)^{\frac{1}{r-q}}$$

для формул (7) і (8).

Як видно з формул (5) — (8), знак детекторного ефекту залежить від величини q : при $q > -\frac{1}{2}$, $\omega > \nu$ детекторний ефект

додатний, при $q < -\frac{1}{2}$ — від'ємний. В експерименті знак детекторного ефекту змінюється при дії електромагнітного випромінювання на різні ділянки або при зміні умов розряду [3]. Це пов'язане з тим, що внаслідок неоднорідності плазми механізм розсіювання імпульсу на різних ділянках неоднаковий. Наприклад, якщо переважає розсіювання на нейтральних молекулах, то $\Delta J > 0$ і $\Delta J < 0$, якщо переважає розсіювання на заряджених частинках, тобто при $\nu_{ei} \gg \nu_{em}$. Оцінюючи ν_{ei} і ν_{em} [4], одержимо, що для виконання умови $\nu_{ei} \gg \nu_{em}$ необхідно, щоб $N_i \gg 10^{-3} N_m$ при $T \sim 10^4$ °К. При $p = 1$ мм рт. ст. $N = 10^{16}$ см⁻³, тому при $N_e \sim 10^{10}$ см⁻³ умова $\nu_{ei} > \nu_{em}$ порівняно легко виконується.

Розглянемо тепер зондові детекторні характеристики. В експерименті мають місце два різновиди характеристик: з максимумом і без максимуму [5]. Ті чи інші характеристики одержуються в залежності від умов розряду. Це явище, як буде показано нижче, істотно залежить від ступеня іонізації або від концентрації електронів. Детекторний зондовий струм визначається формулою [6]

$$\Delta i = k f (eV), \quad (9)$$

де k — постійна; V — потенціал зонду відносно плазми. Розв'язуючи кінетичне рівняння Больцмана в квазіпружному наближенні, одержуємо такий вираз для детекторного струму слабоіонізованої плазми:

$$\Delta i = i_0 \left[\frac{\theta_0 + \theta_1 + \beta + 2 \frac{eV}{T} - \sqrt{(\theta_0 + \theta_1 + \beta)^2 - 4\theta_0\beta}}{\theta_0 + \theta_1 + \beta + 2 \frac{eV}{T} + \sqrt{(\theta_0 + \theta_1 + \beta)^2 - 4\theta_0\beta}} \right] \frac{(\theta_0 + \theta_1)^2 + (\theta_1 - \theta_0)}{2V(\theta_0 + \theta_1 + \beta)^2 - 4\theta_0\beta} \times \left[\left(\frac{eV}{T} \right)^2 + (\theta_0 + \theta_1 + \beta)^2 \frac{eV}{T} + \theta_0\beta \right] \frac{\theta_0 + \theta_1}{2} \cdot e^{-\frac{eV}{T}},$$

$$\text{де} \quad \theta_0 = \frac{2e^2 |E_0|^2}{3mT\nu_0\nu_0}; \quad \theta_1 = \frac{4e^2 |E|^2}{3mT\nu_0\nu_0}; \quad \beta = \frac{\omega^2}{\nu^2},$$

E_0 — напруженість електричного поля, що утворюється різницею потенціалів на електродах лампи; E — амплітуда зовнішнього електромагнітного випромінювання, що взаємодіє з плазмою.

Легко переконатися в тому, що формула (9) в граничних випадках зводиться до виразів детекторного струму, які визначаються функціями розподілу Максвелла, Давидова і Маргенау.

Якщо ступінь іонізації настільки великий, що виконується умова $\nu_{ee} \gg \nu$, де ν_{ee} — частота міжелектронних зіткнень; ν —

частота зіткнень електронів з втратою енергії, то детекторна характеристика буде максвелівською:

$$\Delta i = i_0 e^{-\frac{eV}{\theta}}, \quad (10)$$

де θ — ефективна температура, що знаходиться з рівняння перенесення енергії та імпульсу:

$$\theta = \theta_0 \left[1 + \frac{2}{3} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2} - q\right)}{\pi^{3/2} (r - q) N_0 T} \frac{\omega_0^2 \nu_0 |E|^2}{\omega^2 \nu^{r-q-1}} \right], \quad (11)$$

де

$$\nu_0 = \frac{\theta_0}{T}; \quad \theta_0 = T \left[\frac{2}{3} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2} + q\right)}{\pi^{3/2} \nu_0 N_0 T \tilde{\nu}_0} \frac{\omega_0^2 |E_0|^2}{\omega^2 \nu^{r-q-1}} \right]^{\frac{1}{r-q}}. \quad (12)$$

Числа r і q характеризують механізм розсіювання енергії і імпульсу електрона. При одержанні формули (12) вважається, що нагрівання плазми полем хвилі набагато менше, ніж постійним полем.

Перейдемо до розгляду детекторних характеристик, що мають максимум. Легко бачити з кінетичного рівняння Больцмана, що в квазіпружному наближенні детекторні характеристики максимуму не мають. Для більш точного аналізу треба враховувати непружні зіткнення. В цьому разі, система рівнянь (1) зміниться, бо в правій частині з'являться нові члени, що враховують непружні зіткнення [7]. Тоді рівняння, що визначає значення енергії, при якому детекторна характеристика має максимум, можна записати у вигляді

$$\int_0^\infty [S(\varepsilon) - F(\varepsilon)] f n(\varepsilon) d\varepsilon + n(\varepsilon) \tilde{\nu}(\varepsilon) \varepsilon f = 0,$$

де S — описує утворення повільних електронів; F — зникнення швидких електронів. Беручи S і F у явному вигляді [7] і проводячи дослідження цього рівняння, можна довести, що $\varepsilon_{\max}$ лежить в області малих значень енергії (тобто малих значень потенціалу зонду).

Зауважимо, що при виконанні умови $\nu_{ee} \gg \nu$ зондова детекторна характеристика стає максвелівською, тоді максимум відсутній. З другого боку, при виконанні цієї умови зіткнення електронів з іонами починають перебільшувати їх зіткнення з молекулами. Це впливає з умови квазістаціонарності. Як було доведено в роботі [8], при виконанні умови $\nu_{ei} > \nu_{em}$ детекторна характеристика по розрядному струму змінює знак на

протилежний. Таким чином, поява максимуму на зондовій детекторній характеристиці пов'язана зі зміною знака детекторної характеристики по розрядному струму. Наведемо оцінки для концентрації електронів, при яких виконується умова $v_{ee} \gg v_{Te}$.

Скористаємось для цього формулами $\tilde{v}(\epsilon) = 80 \text{ па}^2 \sqrt{T} \cdot N_m \text{ Тс}$ $v_{ee} = \sqrt{2\pi e^4 N / m^{1/2} T^{3/2} v^{3/2}}$ [9]. При $p=1 \text{ мм рт. ст.}$ зазначена умова починає здійснюватися при концентрації $N \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич. УФН, 1960, 70, 201, 393.
2. Ф. Г. Басс, Ю. Т. Гуревич. ЖЭТФ, 1966, 51, 536.
3. В. J. Udelson. J. Appl. Phys., 1957, 28, 3, 380.
4. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», М., 1967.
5. К. И. Кононенко, «Уч. зап. ХГУ», 1955, 64, 191.
6. Л. Лёб. Основные процессы электрических разрядов в газах. ГИТЛ, М.—Л., 1950.
7. И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский. Кинетика частиц плазмы. Атомиздат, М., 1969.
8. Ю. Л. Зантберг, К. И. Кононенко, В. А. Погребняк. ЖТФ, 1972, 42, 64.
9. Н. Fröhlich, В. V. Paranjape. Proc. Phys. Soc., 1956, B69, 21.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПОСТІЙНУ СКЛАДОВУ СТРУМУ ВЧ-РОЗРЯДУ

В. М. Костін, І. А. Вязьмитинов

Дослідженню постійної складової струму $I_{\text{св}}$ ВЧ-розряду присвячена значна кількість робіт радянських і зарубіжних авторів (див., наприклад, [1—3]). Але вивчення впливу магнітного поля на струм $I_{\text{св}}$ досі не було проведено ні експериментально, ні теоретично.

У даній роботі наведено деякі результати експериментальних досліджень впливу магнітного поля ($B \sim 0 \div 750 \text{ гс}$) на струм $I_{\text{св}}$, що виникає у ВЧ-розряді ($\nu = 32 \text{ мггц}$) в розрядженому аргоні між коаксіальними циліндрами. Зовнішній циліндр — мідний ($R = 11 \text{ мм}$, $l = 120 \text{ мм}$), внутрішній — вольфрамовий дріт ($r_0 = 0,05 \text{ мм}$). Аксіальне однорідне поле B утворювалося за допомогою соленоїду, вздовж осі якого була розташована розрядна трубка. Застосовувана електровимірювальна схема описана раніше [4].

На рис. 1 показано залежності струму $I_{\text{св}}$ від напруженості магнітного поля B для різних тисків аргону та напруг горіння $U_{\text{г}}$ розряду. Криві 1, 2 і 3 одержані при $p = 3 \text{ тор}$, $U_{\text{г}} = 190 \text{ в}$;

$p = 7 \text{ тор}$, $U_{\text{г}} = 210 \text{ в}$ і $p = 18 \text{ тор}$, $U_{\text{г}} = 220 \text{ в}$ відповідно. З рис. 1 видно, що взагалі збільшення B приводить до зменшення $I_{\text{св}}$. При певних умовах $I_{\text{св}}$ стає від'ємним, тобто змінює напрям. Зміна знака $I_{\text{св}}$ раніше спостерігалася нами [4] при відсутності магнітного поля з підвищенням тиску або збільшенням напруженості електричного поля високої частоти. У даних експериментах, як і раніше, при зміні знака $I_{\text{св}}$ спостерігався пробій проміжку яскравим радіальним каналом. При більш високих тисках газу магнітне поле менше впливає на $I_{\text{св}}$ (крива 3).

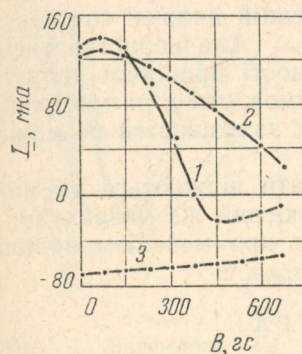


Рис. 1.

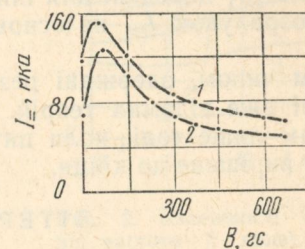


Рис. 2.

На рис. 2 показано залежності $I_{\text{св}}$ від B при $p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ тор}$ і $p = 8 \cdot 10^{-2} \text{ тор}$ для напруг горіння $U_{\text{г}} = 180 \text{ в}$ (криві 1 і 2 відповідно). Взаємне розташування кривих не заперечує раніше одержаних нами результатів [4], з яких виходить, що при тисках $p \sim 1 \cdot 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-1} \text{ тор}$ в умовах наших експериментів вищим тискам відповідають більші значення $I_{\text{св}}$.

Здобуті результати якісно можна пояснити на основі принципу еквівалентного тиску [5] (виходячи з якого, вплив магнітного поля на газовий розряд можна звести до уявного збільшення тиску газу на величину $\Delta p \sim B^2$), користуючись характеристиками ВЧ-пробою. Згідно з цим при тисках, менших оптимального, відповідного мінімуму характеристики, зростання еквівалентного тиску приведе до зменшення напруги горіння або, при фіксованій напрузі горіння, до зростання розрядних струмів, включаючи й $I_{\text{св}}$. При тисках, більших оптимального, збільшення магнітного поля викличе зменшення струмів розряду, в тому числі й $I_{\text{св}}$.

На основі принципу еквівалентного тиску також можна стверджувати, що при високих тисках газу вплив магнітного поля на $I_{\text{св}}$ повинен бути меншим, ніж при низьких, бо відносна зміна тиску за рахунок магнітного поля у першому випадку менша, ніж у другому.

Інше можливе пояснення одержаних результатів може також базуватися на використанні залежностей пробійної напру-

ги від напруженості магнітного поля при різних тисках, наведених у [6]. Ці залежності мають чітко виражений мінімум при низьких тисках газу, який поступово вирівнюється при переході до високих тисків.

Не заглиблюючись у деталі механізму розряду, можна вважати, що при магнітних полях, менших оптимального, відповідного мінімуму пробійної напруги, збільшення B при фіксованій напрузі горіння приведе до зростання $I_{\text{г}}$. При магнітних полях, більших оптимального, і фіксованій напрузі горіння збільшення B приведе до зменшення $I_{\text{г}}$. Але користуватися цим способом слід обережно, бо залежності пробійної напруги від B в роботі [6] наведені для інших умов, отже, ні про який кількісний розрахунок $I_{\text{г}}$ на основі цих залежностей не може бути мови.

Таким чином, одержані результати піддаються тлумаченню на основі вже відомих теорій. Кількісний же розрахунок буде можливим лише тоді, коли питання про механізм виникнення $I_{\text{г}}$ буде вирішене до кінця.

ЛІТЕРАТУРА

1. К. Митани. «Проблемы современной физики», 1957, № 5, 115—123.
2. А. А. Кузовников. «Научн. докл. высш. школы», ФМН, 1958, № 4, 191.
3. J. Lassale et J. Roig. Comp. rend. Acad. sci., Paris, 1967, 215, sér. B, p. 57.
4. И. А. Вязьмитинов, В. Н. Костин. «Труды конференций по электронной технике». ГРП, вып. 2(18), 88. Изд-во ин-та «Электроника», М., 1970.
5. В. Н. Костин, В. М. Сорокина и И. В. Томов. ЖТФ, 1968, 38, вып. 6, 1005.
6. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. Изд-во «Мир», М., 1969.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ НЕОДНОРІДНОГО ВЧ-ПОЛЯ НА НАПРУГУ ЗАПАЛЮВАННЯ РОЗРЯДУ В ДОВГИХ ТРУБКАХ

В. В. Білоус, В. М. Костін

Дослідження впливу неоднорідного високочастотного (ВЧ) електричного поля на стаціонарний [1] та імпульсний газовий розряд становить науковий і технічний інтерес. У роботі [1] при дослідженні контракції плазми тліючого розряду ВЧ-полем було відзначено, що при деяких умовах накладання ВЧ-поля може привести до згасання розряду. Спільна дія ВЧ і постійного електричних полів досліджувалася в роботі [2], але в ній розглядався вплив постійного поля на ВЧ-пробій в газі для короткої трубки ($d=3$ см).

У даній статті досліджується вплив ВЧ-поля ($f \sim 10^{-1} \div 10^2$ кгц) на напругу запалювання розряду U_3 в довгих трубках. Від величини U_3 залежить перенапруга на трубках і, отже, характер розвитку імпульсного розряду в них [3].

ВЧ-поле створювалося за допомогою шістдесяти чотирьох металевих кілець, з'єднаних паралельно через одно кільце (ширина кільця 5 мм, зазору — 6 мм) і надітих на трубку ($\varnothing 30$ мм)

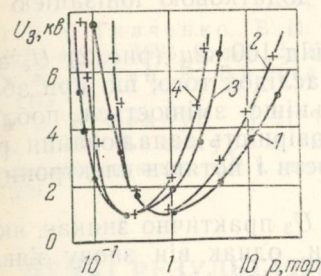


Рис. 1. Залежності U_3 від p гелію і повітря: без ВЧ-поля — 1, 3; з ВЧ-полем — 2, 4; $U_{\sim}=160$ в.

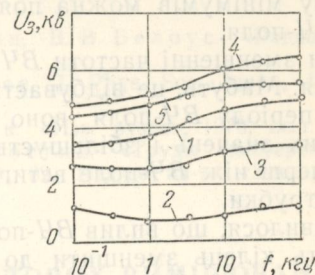


Рис. 2. Залежності U_3 від частоти f : криві 1, 2, 3, 4 — для p повітря $8 \cdot 10^{-2}$; $3 \cdot 10^{-1}$; 1, 5; 4 тор, крива 5 — 15 тор гелію; $U_{\sim}=160$ в.

з відстанню $d=70$ см між алюмінієвими електродами трубки. На рис. 1 показано залежності U_3 від тиску p для гелію і повітря з ВЧ-полем і без нього. Величина ВЧ-напруги $U_{\sim}$ відповідала режиму до запалювання ВЧ-розряду ($U_{\sim} < U_{\sim 3}$). Видно, що ВЧ-поле збільшує напругу запалювання розряду. Розрахунки, проведені з урахуванням розподілу потенціалу в трубці, свідчать, що час дрейфу (t_1) електронів вздовж трубки під дією постійного електричного поля при всіх тисках значно більший, ніж час дрейфу (t_2) їх в радіальному напрямку під дією ВЧ-поля. Так, для гелію при $p \sim 15$ тор ($U_3 \sim 5$ кВ) $t_1 \sim 40$ мксек, $t_2 \sim 0,3$ мксек. Таким чином, ВЧ-поле збільшує кількість електронів, що виходять з наростаючої вздовж трубки лавини і потрапляють на стінки в передпробійному режимі. Внаслідок цього критичний струм, необхідний для пробію, досягається при більших U_3 . Крім того, ВЧ-поле викликає зменшення результуючої поздовжньої складової напруженості поля або зміну її напрямку в тих проміжках між кільцями, де в даний час напрямки поздовжніх складових постійного (E_1) і ВЧ-поля (E_2) протилежні. Ці складові порівнювані за порядком величини. Так, при $U = 5$ кВ E_1 поблизу електродів трубки ~ 400 в/см, в середній частині трубки ~ 25 в/см; $E_2 \sim 100$ в/см при $U_{\sim} = 160$ в. Мабуть, імовірність запалювання розряду значно збіль-

шується в ті моменти часу, коли $VЧ$ -напруга мала. При даних умовах період $VЧ$ -поля $T \geq t_1$.

Поблизу мінімумів кривих запалювання (рис. 1) $VЧ$ -поле практично не викликає збільшення U_3 . Одержані залежності U_3 від p показали, що мінімуми цих залежностей розташовувалися приблизно при тих самих тисках, що і для U_3 . Отже, коефіцієнт $VЧ$ -іонізації має максимальну величину для гелію при $p \sim 1$ тор і для повітря при $p \sim 0,3$ тор, і хід кривих (рис. 1) поблизу мінімумів можна пояснити додатковою іонізацією під дією $VЧ$ -поля.

При зменшенні частоти $VЧ$ -поля від 100 кгц (рис. 2) U_3 знижується. Мабуть, це відбувається внаслідок того, що при збільшенні періоду $VЧ$ -поля воно повільніше змінюється поблизу нульових значень і збільшується імовірність запалювання розряду, перш ніж $VЧ$ -поле встигне зрости і потягти електрони на стінки трубки.

Виявилось, що вплив $VЧ$ -поля на U_3 практично зникає, якщо кількість кілець зменшити до десяти, однак він знову з'являється в режимі горіння $VЧ$ -розряду, але його вплив неоднаковий при розміщенні кілець в різних частинах трубки (див. таблицю, де положення 1 — кілець біля катода, 2 — в середній частині трубки, 3 — біля анода). У положеннях 1а, 2а, 3а кілець мали нульовий потенціал по відношенню до катода (середня точка вторинної обмотки $VЧ$ -трансформатора, що живить кільця, заземлювалася). Як відомо [4], розвиток розряду починається від високовольтного електрода (в нашому випадку від анода), поблизу якого напруженість поля більша. При переміщенні кілець від положення 1а до положення 3а вона збільшується, що й приводить до зменшення U_3 .

Положення	1	2	3
а) U_3 кв, без $VЧ$ -поля	7,1	6,7	4,7
б) U_3 кв, з $VЧ$ -розрядом	5,3	5,7	6,7

У положенні 1б розвиток розряду починався від катода внаслідок підвищеної концентрації початкових електронів. Це підтверджується візуальними спостереженнями, при яких виразно спостерігалася електронна лавина, що розвивалася в напрямку від катода до анода безпосередньо перед пробоем. U_3 для положення 1б менше, ніж для 1а, бо при розвитку розряду від катода через довший шлях розвитку лавини забезпечується більше підсилення струму лавини. Для положення 2б розвиток розряду починається, як і раніше, від ділянки підвищеної концентрації електронів (величина напруженості поля в ділянці

між кільцями і катодом мала), але внаслідок зменшення шляху розвитку лавини U_3 збільшувалася. У положенні 3б ділянка підвищеної концентрації розташовувалася біля анода, шлях розвитку лавини ще більше скорочувався і U_3 зростала до 6,7 кв. Можливо, що розвиток розряду при цьому починався від анода.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Ткаченко, В. Н. Костин, В. В. Белоус. «Радиотехника и электроника», 1964, 9, вып. 2, 293.
2. S. N. Sen, B. Bhattacharjee. J. Phys. Soc. Japan, 1967, 22, № 6, 1477.
3. В. В. Белоус, В. Н. Костин. «Изв. вузов», 1970, вып. 8, 128.
4. Н. И. Винокуров, В. Н. Костин. «Труды конференции по электронной технике». ГРП, вып. 2(18), 82, Изд-во ин-та «Электроника», М., 1970.

ДЕЯКІ РЕЗУЛЬТАТИ ЗОНДОВИХ ВИМІРЮВАНЬ В РОЗРЯДІ З ПОРОЖНИСТИМ КАТОДОМ

В. Б. Тютюнник, В. М. Ткаченко

Довгий час основне застосування розряд с порожнистим катодом знаходив лише в оптичній спектроскопії [1], але потім сфера його використання значно розширилася [2]. Висока концентрація плазми в такому розряді, а також та обставина, що порожнистий катод являє собою замкнену металеву структуру, яка одночасно може виконувати роль хвилевода або резонатора, дають підстави вважати перспективним його застосування в техніці надвисоких частот [3—4].

Розробка нових газорозрядних приладів неможлива без розрахунку або експериментального визначення ряду параметрів плазми в розряді. В більшості задач газової електроніки провідну роль у вимірюванні основних параметрів плазми зберігають зондові методи [5], які дозволяють, зокрема, визначити локальні величини концентрації і температури електронів. Проте застосування звичайних методів обробки зондових характеристик при діагностиці розряду з порожнистим катодом є суперечливим через виявлені відхилення функції розподілу електронів за швидкістю від максвелівської. Аналіз літературних даних показав, що відхилення функції розподілу від максвелівської полягає в надмірній кількості швидких електронів і проявляється в різній мірі залежно від розміщення зонду, матеріалу і розмірів катода, густини розрядного струму, природи і тиску газу [6—7].

У зв'язку з цим нами проведений детальний аналіз характеристик одиночного зонду в розряді з циліндричним порожнистим

катодом (діаметром 15 мм і довжиною 75 мм), конструкція якого схематично зображена на рис. 1. Всі вимірювання проведені в режимі безперервного протікання через порожнину катода аргону особливої чистоти.

Електронні частини зондових характеристик, побудовані на рис. 1 в логарифмічному масштабі, на ділянці, де електронний струм набагато більший іонного, мають чітку лінійну ділянку

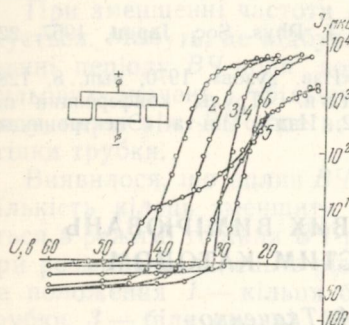


Рис. 1.

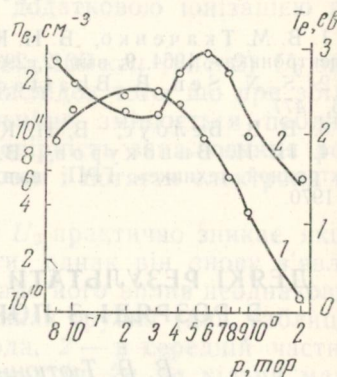


Рис. 2.

(криві 1—4, відповідні тиску 0,08; 0,1; 0,3 та 0,8 тор). Це свідчить про наявність в плазмі максвелівського розподілу електронів за швидкістю [5]. При тисках в декілька тор (при яких, як помічено, зонд не знаходиться в області свічення) характеристики значно викривляються (криві 5—6, тиск 1,5 та 2 тор відповідно). Приведені для прикладу на рис. 1 зондові характеристики одержані при розміщенні зонду в центрі катода і густині розрядного струму $0,5 \text{ ма/см}^2$. Слід відзначити, що при більшій густині струму лінійність характеристики зберігається і для тиску більше 2 тор.

На рис. 2 наведено залежності концентрації (крива 1) і температури електронів (крива 2) на осі катодної порожнини у функції тиску аргону при незмінній густині розрядного струму, що дорівнює $1,5 \text{ ма/см}^2$. Виявилось, що залежність температури повторює хід напруги горіння розряду із зміною тиску і максимум концентрації відповідає тиску, оптимальному для обраних розмірів порожнистого катода.

Величина концентрації визначається співвідношенням процесів розмноження і втрат заряджених частинок. Геометрія порожнистого катода така, що в ньому утворюється пастка для емітованих з поверхні катода електронів, які не мають змоги покинути катодну порожнину або рекомбінувати в об'ємі доти, поки не витратять свою енергію на іонізацію газу. Таким чи-

ном, можна вважати, що ефективність іонізації мало змінюється з тиском газу, а втрати частинок, обумовлені дифузією до анодів і рекомбінацією в об'ємі, зростають як при зниженні тиску, за рахунок збільшення коефіцієнта дифузії, так і з підвищенням тиску — за рахунок рекомбінації.

Використання розряду з порожнистим катодом для одержання плазми високої концентрації вигідне тому, що при фіксованій густині розрядного струму найбільша концентрація досягається при тиску, для якого напруга горіння і потужність, затрачена на розряд, мінімальні. Крім того, утворюється стовп плазми, порівняно однорідний по перерізу катодної порожнини, і температура електронів у ньому невелика.

ЛІТЕРАТУРА

1. С. Толанский. Спектроскопия высокой разрешающей силы, Изд-во иностр. лит-ры, М., 1955.
2. Б. И. Москалев. Разряд с полным катодом. «Энергия», М., 1969.
3. K. G. Hernqvist. RCA Rev., 1958, 19, 35.
4. В. М. Ткаченко, В. Б. Тютюник. Труды конференций по электронной технике. «Газоразрядные приборы», вып. 2(18). Рязань, 1970.
5. О. В. Козлов. Электрический зонд в плазме. Атомиздат, М., 1969.
6. В. С. Бородин, Ю. М. Каган. ЖТФ, 1966, 36, 181.
7. В. Л. Афанасьева, А. В. Лукин, К. С. Мустафин. ЖТФ, 1967, 37, 327.

КОЕФІЦІЄНТ КОРИСНОЇ ДІЇ ДІОДА ГАНА В КОЛІ З ІНДУКТИВНІСТЮ

В. М. Арендар, Е. Д. Прохоров

Теоретично і експериментально робота діода Гана в колі з індуктивністю була розглянута в [1]. Нижче подається кількісний аналіз періоду коливань і к. к. д. діода Гана в колі з індуктивністю.

Розглянута схема генератора показана на рис. 1. Коли вважати, що паразитні ємності і ємність домена дуже малі, то процеси в схемі (рис. 1) описуватимуться циклом $ABCD$ при $U \sim U_n$ і циклом $AKLMN$ при $U = U_n + \Delta U_n$ [1]. Одержувана при цьому форма коливань струму і напруги наведена на рис. 1. Коли домен створився, постійна часу кола дорівнює

$$\tau_1 = \frac{L}{R_n \cdot R_d(t)} [R_n + R_d(t)], \quad (1)$$

де L — індуктивність у колі; R_n — опір навантаження; $R_d(t)$ — опір діода з доменом. Вираз для τ_1 правильний при живленні схеми джерелом напруги ($R_{вн} < R_d$, $R_{вн} < R_n$).

Після рекомбінації домена на аноді напруга на діоді буде наближатися до напруги живлення з постійною часу τ_2 , що дорівнює

$$\tau_2 = \frac{L}{R_n \cdot R_0} (R_n + R_0), \quad (2)$$

де R_0 — опір діода без домена.

Для розрахунку характеристик генератора необхідне знання динамічних вольт-амперних характеристик діодів (початкові

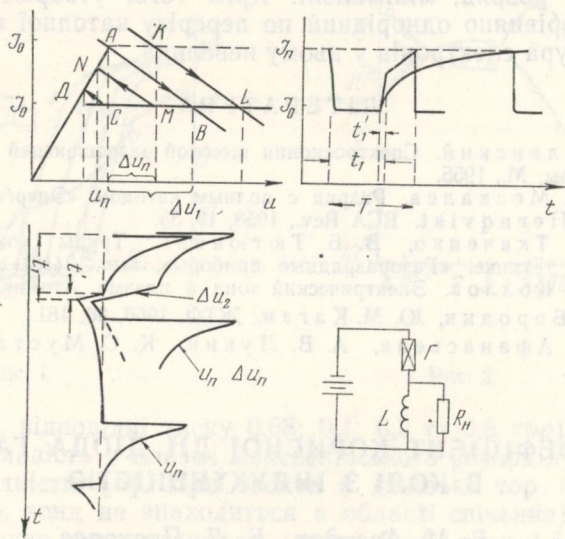


Рис. 1.

ділянки за напругою динамічних характеристик залежать від $n_0 \cdot l$ [2]). В цьому аналізі відібрано характеристики з $n_0 l > 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при чому величина ΔI при $U \approx U_n$ відрізняється не більше, ніж на 10%. Таким чином, при розрахунках можна користуватися характеристикою, наведеною на рис. 1. Величина

$$\Delta U_1 = (I_n - I_0) \cdot R_n \quad (3)$$

не залежить від прикладеної напруги. Величина ΔU_2 залежить від прикладеної напруги і, як можна показати, визначається таким чином:

$$\Delta U_2 = \frac{U_n + \Delta U_n - I_0 R_0}{1 + \frac{R_0}{R_n}}, \quad \Delta U_n \leq \Delta U_1.$$

Величина стрибка $\Delta I'$ дорівнює:

$$\Delta I' = (U_n + \Delta U_n - I_0 R_0) (R_0 + R_n)^{-1}; \quad \Delta U_n \leq \Delta U_1. \quad (4)$$

При $\Delta U_n > \Delta U_1$ індуктивність не впливає на період коливачь струму і напруги і $\Delta U_2 = \Delta U_1$. Враховуючи значення ΔU_1 , ΔU_2 , $\Delta I'$ і вид вольт-амперної характеристики діода Гана, визначимо форму коливачь струму і напруги. Форма напруги матиме вигляд

$$U(t) = \begin{cases} U_n + \Delta U_n + \Delta U_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \dots 0 \leq t \leq t_1 - t' \\ U_n + \Delta U_n - \Delta U_2 \cdot \frac{t - (t_1 - t')}{t'} \dots t_1 - t' < t < t_1 \\ U_n + \Delta U_n - \Delta U_2 \cdot \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_2}\right) \dots t_1 < t < T, \end{cases} \quad (5)$$

де $t' = \frac{l_d}{v_{др}}$ — час рекомбінації домена на аноді; l_d — ширина домена; $v_{др}$ — швидкість дрейфу домена; T — період коливачь Форма струму через діод матиме вигляд

$$I(t) = \begin{cases} I_0 \dots 0 \leq t < t_1 - t' \\ I_0 + \Delta I' \frac{t - (t_1 - t')}{t'} \dots t_1 - t' < t < t_1 \\ \frac{1}{R_0} \left[U_n + \Delta U_n - \Delta U_2 \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau_2}\right) \dots t_1 < t < T. \end{cases} \quad (6)$$

Період коливачь генератора T складається з часу дрейфу домена від катода до анода t_1 і часу t_2 , протягом якого напруга на діоді досягне порогового значення U_n . Звідси період коливачь струму і напруги дорівнює

$$T = t_1 + \tau_2 \ln (U_n + \Delta U_n - I_0 R_0) \left[\Delta U_n \left(1 + \frac{R_0}{R_n} \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Формула (7) справедлива для напруг $U_n < U \leq U_n + \Delta U_1$. З аналізу (7) виходить, що частота генератора може змінюватися від низьких частот до прольотної, що експериментально спостерігалось в роботах [2, 3]. Діапазон перестройки за напругою залежить від опору навантаження. Чим вище R_n , тим в більшому інтервалі за напругою можна перестроювати генератор. Навпаки, при малих R_n перестройка за частотою може бути незначною в зв'язку з тим, що $\Delta U_1 \ll U_n$.

Застосувавши розклад в ряд Фур'є до форми струму і напруги, визначимо постійні складові частини струму і напруги (U_-, I_-) і амплітуди перших гармонік струму і напруги (U_+, I_+). Потужність, що споживається діодом, дорівнює $P_0 = I_- U_-$. Потужність першої гармоніки, що виділяється на R_n , становить

$P_1 = 1/2 U_+ I_+$. К. к. д. генератора $= \frac{P_1}{P_0} 100\%$. На рис. 2 по-

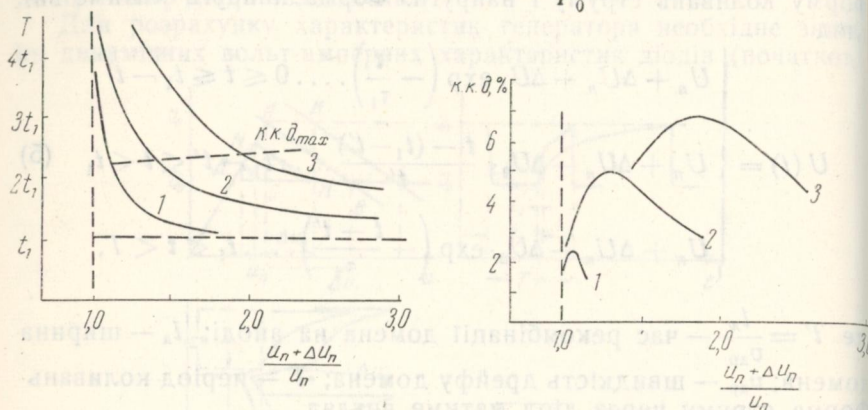


Рис. 2.

казано деякі результати розрахунків для першої гармоніки

при $\frac{\Delta I}{I_0} = 0,4$: 1) $R_n = 2,5 R_0$, $\tau_1 = 0,4 t_1$, $\tau_2 = 0,8 t_1$, L_0 ; 2) $R_n = 12,5 R_0$, $\tau_1 = 0,4 t_1$, $\tau_2 = 1,6 t_1$, $3,5 L_0$; 3) $R_n = 25 R_0$, $\tau_1 = 0,4 t_1$, $\tau_2 = 4 t_1$, $7 L_0$.

Аналіз роботи діода Гана в колі з індуктивністю дає змогу зробити такі висновки: 1) діапазон перестройки генератора залежить від прикладеної напруги ΔU_n і завжди складає величину $\Delta U_1 = \Delta I / R_n$; 2) к. к. д. генератора має максимум при напругах до $U_n + 0,1 \Delta U_n$; 3) частота, на якій генератор має максимальний к. к. д., становить $\sim \frac{f_{np}}{2}$; 4) к. к. д. генератора збільшується із зростанням опору навантаження, що складає приблизно $10-20 R_0$. Максимальний к. к. д. генератора при $\frac{\Delta I}{I_0} \sim 0,4$ становить 7% , для $\frac{\Delta I}{I_0} \sim 0,5-10\%$ (цифри наведено з урахуванням того, що $t' \ll t_1$, $t'_1 \ll t_1$).

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Петров, Э. Д. Прохоров. «Радиотехника и электроника», 1969, № 9, том 14, стр. 1713.

2. W. Heinle. Electronics letters, 1967, 3, 52.
 3. D. E. Dow, C. H. Mosher, A. B. Vane. IEEE Trans. Elect. Dev, 1966, 1, 105.

ПРО ВПЛИВ ОПОРУ РОЗТІКАННЯ n БАЗИ НА ВАХ ГЕРМАНІЄВИХ $p-n-p-m$ СТРУКТУР

М. О. Шеховцов, О. Л. Рвачов, Л. С. Ротач

Вплив опору розтікання бази на ВАХ (вольт-амперну-характеристику) чотиришарових структур теоретично досліджувався у кремнієвих $p-n-p-n$ структур [1, 2]. При цьому всі області $p-n-p-n$ структури у зв'язаному й відімкненому станах вважалися квазінейтральними. Аналіз процесів у симетричній $p-n-p-n$ структурі в напрямку струму показує, що при високих опорах бази і обмеженому витіканні емітерного $p-n$ переходу можливе одержання ВАХ з декількома ділянками позитивного та негативного диференціального опору (НДО) [1]. Малі опори розтікання базових областей симетричної та різко несиметричної $p-n-p-n$ структур не впливають на ВАХ [2]. Експериментально у германієвих $p_{1,2}-n-p-n$ структур з двома окремими замкненими p_1 і p_2 емітерами на ВАХ спостерігалася дві ділянки НДО [3].

У даній роботі дослідження впливу опору розтікання на ВАХ германієвих $p-n-p-m$ структур провадилися шляхом вивчення впливу на ВАХ прикладуваної до n бази поздовжньої напруги. Поздовжня напруга на базі, як і неоднорідність властивостей по площі емітерного переходу, призводить до неоднакового зниження його потенціального бар'єру. Досліджувався також вплив опору розтікання n бази на процес перетворення ВАХ діодного типу на ВАХ тиратронного типу при шунтуванні емітерного $p-n$ діода.

Дослідження проводилися на $p-n-p-m$ структурах (m -олово), одержаних методом подвійної дифузії з розплаву на основі германію p типу з питомим опором $3 \text{ ом}\cdot\text{см}$. Мала концентрація донорів у n базі на границі з p емітером $N_{d0} \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ забезпечувала $p-n-p-m$ структурам при відімкненій n базі ВАХ діодного типу, а при шунтуванні емітерного $p-n$ діода — ВАХ тиратронного типу [4]. Колекторний $n-p$ перехід виконувався у вигляді смужки розміром $0,5 \times 1,5 \text{ мм}$, а емітерний $p-n$ перехід — у вигляді круга діаметром $0,5 \text{ мм}$.

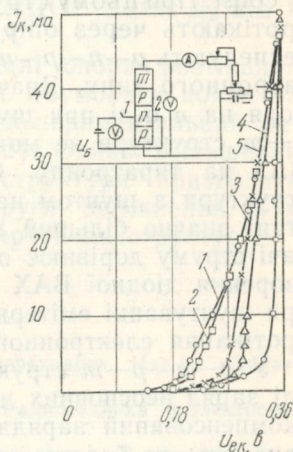


Рис. 1.

Відстань між выводами n бази, призначеними для створення поздовжньої напруги, була близько 1 мм.

Характеристика n бази $i_B = f(U_B)$ при відімкнених емітері та колекторі $p-n-p-t$ структури до $U_B = 6b$ була лінійною і не залежала від полярності напруги U_B .

Дослідження характеристики $i_k = f(U_{ек})$ $p-n-p-t$ структури ($U_{ек} = 0,42b$ при $I_k = 0,1a$) при відімкнених n і p базах та різних поздовжніх напругах на n базі U_B (рис. 1, криві 1 — $U_{1,2} = 0,2$ — $U_{1,2} = 0,1$ в, 3 — $U_{1,2} = 0,5$ в, 4 — $U_{1,2} = 1$ в, 5 — $U_{1,2} = 5$ в) показало, що збільшення U_B , не змінюючи діодного типу характеристики $i_k = f(U_{ек})$, збільшує $U_{ек}$ при $i_k = \text{const}$. При цьому струм i_B значно більший струмів n бази, що протікають через опір шунтів емітерного $p-n$ діода, які забезпечують $p-n-p-t$ структурі характеристику $i_k = f(U_{ек})$ тиратронного типу. Значить, поява поздовжнього електричного поля на n базі при шунтуванні емітерного $p-n$ діода $p-n-p-t$ структури не може бути причиною перетворення діодної ВАХ на тиратронну. Струм через всі переходи $p-n-p-t$ структури з шунтом на емітерному $p-n$ діоді у вимкненому стані значно більший від струму, при якому коефіцієнт передачі струму дорівнює одиниці. Тому можна вважати, що перетворення діодної ВАХ на тиратронну в $p-n-p-t$ структур при шунтуванні емітерного $p-n$ діода обумовлено зміною умов протікання електронного і діркового струмів у структурі.

У $p-n-p-t$ структури з шунтом на емітерному $p-n$ діоді заряд неосновних нерівноважних носіїв у n базі може бути скомпенсований зарядами основних нерівноважних носіїв, що приходять по базовому колу через опір шунта. В цьому випадку процес встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги в n базі

характеризується постійною Максвелла $\Theta = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma_n}$, де ϵ — діелектрична стала; σ_n — провідність. У $p-n-p-t$ структурі з відімкненою n базою на шляху появи основних нерівноважних носіїв заряду в середні n і p області знаходяться $p-n$ і $m-r$ переходи з сильними електричними полями, що забезпечують просторовий розділ електронів і дірок. Тому процес встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги у відімкненій n базі не може характеризуватися постійною Максвелла.

Оскільки $U_{ек}$ при наявності U_B більша, ніж при $U_B = 0$ ($i_k = \text{const}$), то можливість появи ділянки НДО на ВАХ структури у випадку її появи існує. Однак на характеристиках $i_k = f(U_{ек})$ (рис. 1) ділянка НДО не спостерігається.

Залежність $U_{ек}$ від U_B із зростанням i_k стає більш слабкою і при $i_k \geq 50$ ма практично не існує (рис. 1). Це пояснюється зміною співвідношення величин поздовжнього й поперечного електричних полів у n базі. Поки поздовжня складова поля

більша або сумірна з поперечною складовою, частина нерівноважних носіїв заряду, дрейфуючи до одного з базових контактів і рекомбінуючи на ньому, не бере участі в процесі зростання струму через структуру. Про це свідчить зростання струму n бази i_B при збільшенні струму i_k при $U_B = \text{const}$. Із зростанням поперечної складової поля кількість нерівноважних носіїв заряду, що не беруть участі в процесі зростання струму, збільшується. В результаті залежність i_B від i_k при $U_B = \text{const}$ при більших i_k послаблюється.

Дослідження $p-n-p-t$ структур з ВАХ тиратронного типу при відімкнених n і p базах показало, що поздовжня напруга на n базі U_B змінює напругу ввімкнення $U_{вкл}$ структури, не викликаючи появи додаткових ділянок НДО. Зміна U_B від 0 до 1 в збільшувала $U_{вкл}$ від 37 до 59 в.

Таким чином, можна вважати, що малі опори розтікання бази чотиришарової структури не можуть обумовити появи на ВАХ додаткових ділянок НДО. Цей експериментальний результат підтверджує висновки роботи [2]. Однак збільшення опору розтікання бази чотиришарової структури призводить у відімкненому стані до зростання напруги ввімкнення, а у відімкненому стані збільшує падіння напруги на структурі.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. И. Уваров. Сб. «Физика $p-n$ переходов». Изд-во «Зинатне». Рига, 1966. 508.
2. А. И. Губанов, Н. А. Гущина. «Радиотехника и электроника», 1957, XII, № 8. 1454.
3. А. А. Пурухванидзе, В. И. Стафеев. «Радиотехника и электроника», 1965, X, № 12, 2262.
4. Н. А. Шеховцов, А. А. Мишнев, Л. С. Ротач. «Радиотехника и электроника», 1969, XIV, № 12, 2270.

ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СПЛАВІВ BiSb

В. Т. Плаксий, О. О. Пересулько, В. М. Світличний

Останнім часом з'явилося чимало робіт, присвячених дослідженню електрофізичних властивостей напівметалічних сплавів вісмут — сурма (BiSb) [1—3]. Причиною такої уваги дослідників до цих матеріалів є своєрідна структура їх енергетичних зон, що обумовлює ряд цікавих кінетичних явищ, властивих матеріалам цього класу. Особливий інтерес викликають явища, пов'язані з розповсюдженням в цих сплавах механічних і електромагнітних коливань, оскільки вони дозволять в найближчому майбутньому розробити ряд приладів, призначених для генерації та індикації короткохвильового НВЧ випромінювання. Крім того, продовжуються пошуки нового засто-

сування термоелектричних явищ в цих матеріалах. Так, у на-
ших дослідженнях [4, 5] повідомлялося про можливість створення на основі сплавів BiSb високочутливих і малоінерційних індикаторів сантиметрового й міліметрового діапазонів.

Результати досліджень електрофізичних властивостей BiSb, проведених окремими авторами, часто не узгоджуються між собою, а подекуди їх висновки мають суперечливий характер. Найбільш імовірно, що причиною цього є структурна недосконалість матеріалів, на яких проводилися експерименти.

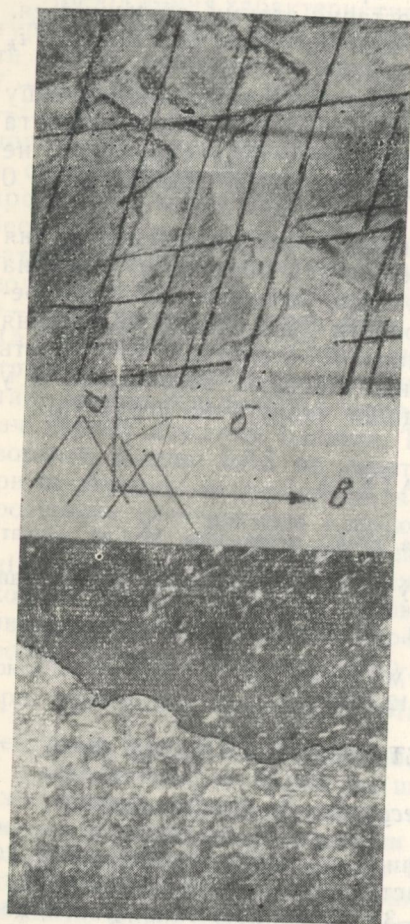


Рис. 1. а) Фігури травлення на площині (1, 1, 1) (збільшення 110); б) Визначення напрямків бінарної (в) і бісекторної (а) осей за розташуванням фігур травлення (б); в) Протравлена поверхня полікристалічного зразка BiSb (збільшення $\times 110$).

Нами проведено дослідження деяких електрофізичних властивостей монокристалів BiSb, одержаних методом зонно-плавки [6]. Зразки для дослідження повинні мати не тільки досконалу об'ємну кристалічну структуру, але й добре оброблену поверхню. Остання вимага пов'язана з тим, що довжина вільного пробігу електронів і фононів у вісмуті та його сплавах з сурмою настільки велика, що поверхня починає відігравати значну роль у перебігу кінетичних явищ вже при характерних розмірах кристалів у декілька міліметрів [7]. Звичайно, поверхневий шар з механічними пошкодженнями, утвореними під час розрізання і шліфування абразивом, знімають хімічним травленням зразків після механічної обробки.

У літературі наводилися рецепти деяких травників для BiSb [2, 8], але жоден з них, як свідчить досвід нашої роботи, не дає бажаних наслідків, оскільки після протравлення на поверхні зразків залишається окисна плівка, що не змивається розчинниками. Задовільний

стан поверхні, як ми в цьому переконалися, дає хімічне травлення в концентрованій азотній кислоті. Протравлюванню передувало шліфування абразивним порошком з середнім діаметром зерна 1 мк. Протравлювання проводилося без підігрівання, при цьому швидкість видалення пошкодженого матеріалу з поверхні досягала $1 \div 2$ мк/сек. Сліди механічних пошкоджень зникають вже протягом 20 сек, але чітка сітка фігур травлення, характерна для ромбоєдричної структури вісмуту, з'являється після протравлювання протягом однієї хвилини, коли знімається приповерхневий шар товщиною приблизно 100 мк. У тому випадку, коли треба одержати меншу швидкість стравлювання поверхні, доцільно до азотної кислоти додавати органічну кислоту (винну чи лимонну) з розрахунку декілька грамів на літр. Після такого протравлювання одержується вільна від окисної плівки поверхня з чіткими фігурами травлення (рис. 1, а). Пропонований травник за розташуванням цих фігур дає змогу визначити напрямки бінарної і бісектрисної кристалографічних осей, що лежать в площині сколювання, перпендикулярній до тригональної осі (рис. 1, б). Крім того, можна оцінювати ступінь досконалості кристалічної структури кристалів, оскільки цей травник селективно діє на різні кристалографічні площини, завдяки чому при наявності мозаїчної структури або окремих блоків останні досить чітко виявляються після протравлення (рис. 1, в).

Для вимірювання параметрів монокристалів була виготовлена установка, в основу якої покладено прилад, описаний в роботі [9]. При розрахунках брався до уваги той факт, що при протіканні струму через зразок BiSb спостерігається перепад температури між контактами, обумовлений ефектом Пельтьє, що спричиняє появу відповідної термо-е. р. с.

На рис. 2, а показана залежність питомого опору монокристалів від процентного вмісту сурми. Питомий опір збільшується від $0,9 \cdot 10^{-4}$ ом·см до $1,52 \cdot 10^{-4}$ ом·см при зміні концентрації сурми від 0 до 12%, а далі він знову зменшується. Залежність питомого опору від температури, як видно з рис. 2, б, має «металевий» характер. Питомий опір полікристалічних зразків у декілька разів перевищує питомий опір монокристалів, що можна пояснити як результат додаткового розсіювання носіїв заряду на границях блоків.

Дослідження свідчать, що незалежно від процентного вмісту сурми, всі сплави (до 30 ат. %) мали термо-е. р. с., яка відповідає електронній провідності. На рис. 2, г показана залежність диференціальної термо-е. р. с. від процентного складу сурми у сплаві. Як видно, сплав $\text{Bi}_{94}\text{Sb}_6$ має максимальне значення α , а $\text{Bi}_{70}\text{Sb}_{30}$ — мінімальне серед досліджених зразків. Характер залежності $\alpha = f(C_{\text{sb}})$ відповідає літературним даним [2].

Неабиякий інтерес має залежність термо-е. р. с. від температури і магнітного поля. На рис. 2, д наведена залежність $\alpha(T, H_{\perp})$ для монокристалу $\text{Bi}_{94}\text{Sb}_6$. Бачимо, що із збільшенням температури термо-е. р. с. зменшується, що, можливо, пов'язано з розширенням перекриття зон і відповідним збільшенням

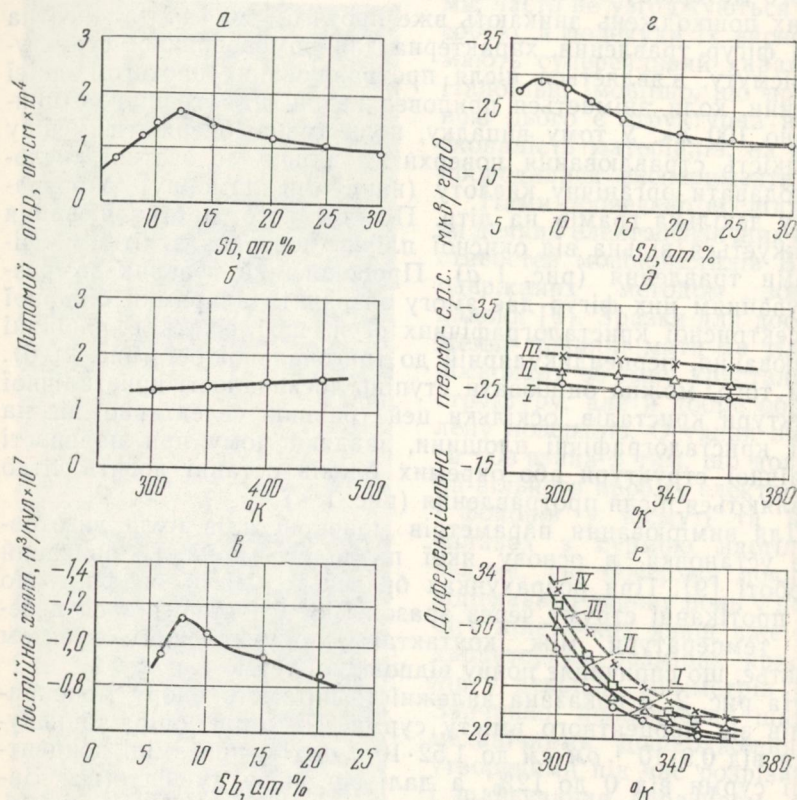


Рис. 2. а) Залежність питомого опору ρ від вмісту сурми в сплаві BiSb ; б) Залежність питомого опору ρ від температури; в) Залежність постійної Холла від процентного вмісту сурми в сплаві BiSb ; г) Залежність α від вмісту сурми в сплаві BiSb ; д) Залежність α від температури та поперечного магнітного поля $H_{\perp}$ (I — $B=0$; II — $B=1100$ гс, III — $B=1400$ гс); е) Залежність α від температури та поздовжнього магнітного поля $H_{\parallel}$ (I — $B=0$, II — $B=40$ гс, III — $B=5$ гс, IV — $B=60$ гс).

концентрації носіїв заряду. У магнітних полях α зростає, що може бути пояснено розходженням зон під дією магнітного поля. Характер залежності α від температури залишається попереднім і в магнітному полі, бо обидва механізми діють неза-

лежно один від одного. Накладання поздовжнього магнітного поля також приводить до збільшення термо-е. р. с. (рис. 2, е).

Постійна Холла для сплавів BiSb є величиною тензорною. Для нас важливе значення має складова частина постійної Холла, що паралельна бінарним осям. Постійна Холла вимірювалась в слабких магнітних полях, коли R_x не залежить від величини магнітного поля. Критерій магнітного поля $(\mu H/c) \ll 1$ виконувався з достатнім запасом. На підтвердження даних роботи [3] всі досліджені нами зразки мали негативне значення постійної Холла при кімнатній температурі в магнітних полях до 1800 гс.

На рис. 2, в наведено залежність R_x від процентного вмісту сурми в сплавах BiSb . Максимальне значення має постійна Холла для сплаву $\text{Bi}_{92}\text{Sb}_8$. Залежність R_x від температури для всіх сплавів дуже слабка.

ВИСНОВКИ

1. Методика вирощування монокристалів BiSb , описана нами в [6], дає можливість одержувати кристали, які за досконалістю кристалічної структури та своїми електрофізичними властивостями майже не відрізняються від тих, що здобуті за допомогою більш громіздких методів, описаних іншими авторами.
2. Електрофізичні властивості сплавів BiSb у дослідженому нами інтервалі концентрації сурми відповідають електронному типові провідності цих матеріалів.
3. Весь комплекс досліджень показує, що добавка сурми (до 8—10 ат. %) приводить до зменшення перекриття зони провідності з валентною зоною. Аналогічне явище спостерігається при накладанні зовнішнього магнітного поля.

ЛІТЕРАТУРА

1. A. L. Jain. Phys. Rev., 1959, v. 114, n. 6, 1518.
2. G. E. Smith, R. Wolfe. J. of Appl. Phys., 1962, v. 33, n. 3, 841.
3. Г. А. Иванов, А. М. Попов. ФТТ, 1963, т. 5, вып. 9, 2409.
4. В. Т. Плаксий, В. М. Светличный, В. В. Кобец. «Радиотехника». Республиканский межведомственный научно-технический сборник. 11, 114, Изд-во ХГУ, Харьков, 1969.
5. В. Т. Плаксий, В. М. Светличный. «Известия вузов, Радиоэлектроника», 1970, 13, № 11, 1385.
6. В. М. Светличный, В. Т. Плаксий, В. А. Петров. «Результаты докладов юбилейной научно-технической конференции ХГУ». Изд-во ХГУ, Харьков, 33, 1967.
7. J. E. Aubrey, C. J. Greasley, Solid State Phys., 1969, s. 2, v. 2, 824.
8. D. M. Brown, J. K. Neumann. J. of Appl. Phys., 1964, v. 33, n. 6, 1947.
9. О. В. Емельяненко, Н. В. Тришин. ПТЭ, 1960, 1, 78.

ВИМІРЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ВОДЯНИХ РОЗЧИНІВ ДЕЯКИХ ПАРАМАГНІТНИХ СОЛЕЙ

Л. М. Дранов, Л. Д. Стьопін

Дослідженню діелектричних властивостей водяних розчинів електролітів присвячено порівняно багато робіт, але серед них практично відсутні роботи, в яких розглядалися б розчини парамагнітних солей. З другого боку, взаємодія іонів перехідних груп з лігандами (і з молекулами води в тому числі) має ряд особливостей, обумовлених здатністю таких іонів утворювати комплексні сполуки.

У даній роботі викладено результати вимірювання діелектричних параметрів водяних розчинів солей CuCl_2 , MnCl_2 , CoCl_2 . Вимірювання проводилися при кімнатній температурі на частоті 9410 Мгц H_{01n} -резонаторним методом з аксіальним розташуванням зразків [1].

При використанні резонаторних методів безпосередньо вимірюється власна частота і добротність резонатора без зразка та з зразком. Теорія методу зв'язує ці величини з діелектричними параметрами досліджуваної речовини.

Вимірювання власної частоти і добротності резонатора може виконуватися різними засобами. У залежності від цього реалізуються різні схемні варіанти діелектрометрів. Нами була використана установка, блок-схема якої наведена на рис. 1.

Джерелом НВЧ-потужності є клістрон 3-сантиметрового діапазону хвиль. На відбивач клістрона подається модулююча напруга від генератора пилоподібної напруги, що являє собою інтегруючий підсилювач [2]. Коливання НВЧ крізь аттенуатор, феритовий вентиль надходять у циліндричний резонатор P , розрахований на хвилю H_{01n} , а також у хвилемір високої точності. Потужність, яка пройшла крізь резонатор, детектується кристалічним детектором і реєструється індикаторним пристроєм, яким був самописець.

Робоча частина зони генерації клістрона була вибрана з міркувань найбільшої лінійності зміни частоти клістрона залежно від напруги на відбивачі. У нашому випадку був використаний діапазон 9400–9420 Мгц. Початкова напруга на відбивачі клістрона встановлюється такою, щоб частота, яка генерується, була дещо нижчою за 9400 Мгц. Після цього інтегруючий підсилювач переводиться в режим інтегрування і починається прокачування частоти клістрона. При збіганні частот клістрона і хвилеміра, настроєного на 9400 Мгц, в телефонах хвилеміра чути нульові биття, в цей момент включається самописець. Під час запису резонансної кривої резонатора, який повинен бути розрахований на частоту в межах робочої части-

ни зони генерації, хвилемір перестроюється на частоту 9420 Мгц. Коли з'являються нульові биття, самописець вимикається. Оскільки початкове і кінцеве значення частот, тобто ціна поділки стрічки самописця відомі, за записаною резонансною кривою легко знайти власну частоту і добротність резонатора.

Викладена схема вимірювання дає змогу визначити діелект-

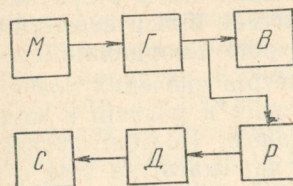


Рис. 1. Блок-схема діелектрометра (Г — генератор, Р — вимірювальний резонатор, В — хвилемір високої точності, Д — кристалічний детектор, С — самописець, М — модулятор).

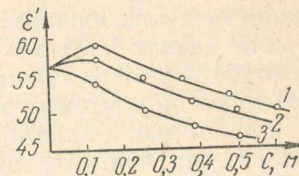


Рис. 2. Залежність ϵ' від концентрації солі в присутності 1, 2 М гліцину (1 — GuCl_2 ; 2 — MnCl_2 ; 3 — CoCl_2).

ричні параметри води і водяних розчинів електролітів з похибкою, що не перевищує 1,5% для ϵ' і 7% для ϵ'' .

Результати вимірювання діелектричних констант водяних розчинів солей CuCl_2 , MnCl_2 , і CoCl_2 наведені в таблиці. В усіх випадках видно зменшення дійсної частини діелектричної проникності ϵ' і зростання уявної частини ϵ'' . Останнє є наслідком зростання іонних втрат з підвищенням концентрації іонів. Зменшення ϵ' пов'язане з процесами комплексоутворення і гідратації. Молярний декремент ϵ' в усіх випадках практично однаковий і дорівнює 24. За величиною декременту можна оцінити кількість молекул води в оболонках іонів Cu^{2+} , Mn^{2+} та Co^{2+} (гідратація іонів Cl^- , як відомо, практично відсутня).

Діелектричні параметри водяних розчинів солей CuCl_2 , MnCl_2 і CoCl_2

C, [M]	CuCl_2		MnCl_2		CoCl_2	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
0,000	64,0	30	64,0	30	64,0	30
0,125	61,0	32	60,6	33	61,4	31
0,250	58,5	34	57,9	35	59,2	32
0,375	55,5	37	55,7	36	56,7	35
0,500	54,5	39	54,4	38	54,9	37

Скориставшись формулою [3]

$$n = 1000 \gamma / \epsilon'_0 M,$$

де γ — молярний декремент ϵ' ; ϵ'_0 — діелектрична проникність; M — молекулярна вага чистого розчинника, одержимо, що $n \approx \approx 20$. З другого боку, з радіоспектроскопічних даних відомо, що розглянуті іони утворюють з водою аквакомплекси з координаційним числом 6. Одержана нами оцінка числа гідратації свідчить, що вплив поля іона на ліганди має більш сильний характер і охоплює другу, а можливо, й третю координаційну сферу.

Залежність діелектричних параметрів вивчених розчинів від концентрації зазнає істотних змін, коли в розчині є молекули, які взаємодіють з парамагнітним іоном. Подібні дослідження проведені нами на системах вода — парамагнітна сіль — амінокислота (гліцин або α -аланін). На рис. 2, наприклад, показана залежність ϵ' від концентрації солі при наявності в розчині 1,2 М гліцину. Аналогічна залежність має місце і при домішуванні α -аланіну. Початкові значення ϵ' визначаються наявністю в розчині гліцину або α -аланіну ($\gamma = 6,5$). Додання парамагнітної солі, однак, не приводить до адитивного додавання декрементів. Навпаки, ϵ' при малих концентраціях солі навіть зростає, що однозначно вказує на утворення комплексів парамагнітних іонів з гліцином. Цей процес супроводиться зменшенням загальної кількості зв'язаної води в системі. Інтенсивність максимумів на кривих рис. 2 і місце їх знаходження зв'язані, очевидно, з стійкістю комплексів, що утворюються.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Б. Казанский, Л. Д. Степин. «Радиотехника и электроника», 1962, 7, 173.
2. А. А. Чесноков. Решающие усилители. «Энергия», Л., 1969.
3. G. B. Hasted, D. M. Ritson, C. H. Collie. J. Chem. Phys., 1948, 16, 1.

ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ СИРОВАТКИ КРОВІ В ТРИСАНТИМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ ХВИЛЬ

Л. Д. Стьопін, Л. М. Снопик, В. І. Губський, Л. Г. Яновська

Дослідження діелектричних властивостей сироватки крові нечисленні, що, можливо, пояснюється багатокomпонентністю системи, і, як наслідок цього, складністю інтерпретації експериментальних даних. Разом з тим загальновідомо, що вивчення такого важливого макроскопічного параметра речовини, як

діелектрична проникність, дає досить істотну інформацію про її структуру і властивості, особливо коли вимірювання провадяться в області дисперсії найважливіших компонент системи.

До цього часу вивчення діелектричних властивостей сироватки крові провадилося в діапазоні дисперсії її білків [1, 2], що дозволило авторам зробити висновки про особливості останніх при деяких патологіях. У 3-сантиметровому діапазоні діелектричні параметри цього важливого середовища організму не досліджувалися, незважаючи на те, що цей діапазон дозволяє вивчати стан води в рідині. Вода ж, як відомо, є основним компонентом сироватки в концентраційному відношенні. Крім того, результати досліджень структури води в організмі, що широко провадяться останнім часом, дають підстави вважати, що вода відіграє велику роль в усіх процесах життєдіяльності. Таким чином, вивчення діелектричних властивостей сироватки крові у вказаному діапазоні набуває великого значення.

Дослідження провадилися на сироватці крові восьми груп безпородних щурів, що зазнавали надзвичайного впливу на організм, який викликав різні порушення метаболізму. Методика цього впливу докладно подана в роботі [3]. Тут вкажемо тільки на те, що перша група тварин була контролем, друга підлягала впливу травми під наркозом, третя — наркоз, четверта — травма без знечулювання. П'ята — восьма групи підлягали впливам, що відповідали I — IV групам, але на фоні 3% гідратації щурів.

Діелектрична проникність сироватки вимірювалася H_{01n} -резонаторним методом [4]. Похибка відносних вимірювань дорівнювала $\pm 0,1$. Результати експерименту з статистичними похибками середніх значень наведено в таблиці, де зірочкою у верхньому кутку позначено дані, що вірогідно відрізняються від контролю, а зірочкою в нижньому кутку — результати, які значно відрізняються від 5-ї групи. Дані, позначені крапкою, мають статистично виявлену тенденцію до зміни відносно контролю.

Результати експерименту яскраво свідчать про те, що наслідком надзвичайних впливів на організм є значні зміни діелектричної проникності сироватки крові.

Зіставляючи показники ϵ' з концентрацією білкових компонент сироватки крові, яку визначали за допомогою рефрактометрії, можна стверджувати, що більша частина змін у діелектричній проникності сироватки відбувається завдяки змінам загальної концентрації білка в ній. Це цілком зрозуміло, бо саме білки найбільше змінюють кількість води в сироватці. Деяка ж невідповідність змін концентрації білків і значень ϵ' (наприклад, у III, IV і VIII групах тварин) пояснюється тим, що діелектрична проникність сироватки крові прямо пропорційна відносній кількості не всієї води, а тільки тій її частині,

**Надвисокочастотна діелектрична проникність і загальна
концентрація білка в сироватці крові щурів**

Групи	1	2	3
ϵ'	$56,4 \pm 0,2$	$58,5 \pm 0,4$ *	$57,9 \pm 0,2$ *
$C_{з. б.} \text{ з } \%$	$7,1 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,2$ *	$6,8 \pm 0,4$

4	5	6	7	8
$55,8 \pm 0,3$	$57,3 \pm 0,1$ *	$57,5 \pm 0,4$ *	$57,7 \pm 0,3$ *	$57,6 \pm 0,2$ *
$7,9 \pm 0,3$ *	$6,2 \pm 0,2$ *	$6,1 \pm 0,2$ *	$6,4 \pm 0,2$ *	$6,8 \pm 0,3$

що знаходиться у вільному стані. Різна гідратаційна здатність білкових компонент сироватки (завдяки чому змінюється відносна кількість зв'язаної води) і може привести до такої невідповідності. Зміни ж у рівні ϵ' саме й ілюструють той факт, що при надзвичайних впливах на організм збільшується кількість вільної води в сироватці крові.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Зорє, О. Д. Кимерфельд и др. «Биофизика», 1967, 12, 1, 124.
2. В. А. Зорє, В. В. Суздалева и др. «Труды МОИП», т. 32, «Наука», М., 1970, 107.
3. В. И. Губский, Л. Г. Яновская. БЭБМ, 1970, № 1, 38.
4. О. И. Душейко, В. В. Муравьев, Л. Д. Степин. «Биофизика», 1971, 16, 254.

НАКОПИЧЕННЯ І СТІЙКІСТЬ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ У МОЛЕКУЛЯРНИХ КРИСТАЛАХ

І. М. Комар, О. Т. Ніколов, О. В. Зайцева

До даного часу ще не зовсім з'ясовано причини «насичення» кривих накопичення активних радіаційних дефектів (вільних радикалів), що виникають при γ -опроміненні молекулярних кристалів [1]. Існуючі пояснення цього явища в значній мірі мають формальний характер [2]. Відзначена раніше [3—4] залежність швидкості відпаду (стійкості) радіаційних дефектів і рів-

ня «сходінки» кривих відпалу [5] від дози опромінення явно вказує на спільність природи процесів накопичення і відпалу. Разом з тим теоретичні описання процесів відпалу теж ще надто формальні [6—7].

Методом ЕПР за раніше описаною методикою [8] були вивчені криві накопичення і відпалу ЕПР-виявлюваних активних радіаційних дефектів, що утворюються в γ -опромінених кристалічних амінокислотах. У даному повідомленні наводяться лише найбільш цікаві результати в основному для гліцину, *L*- і *DL*- α алаїну, *DL*-валіну, *DL*-аспарагінової кислоти і *DL*-гістидину-HCl. Паралельно з цією роботою на монокристалічних зразках для всіх речовин, що вивчалися, було проведено: 1) уточнення інтерпретації структури активних дефектів, що утворюються при опроміненні, 2) інтерпретування змін форми їх спектрів ЕПР, що проходять при відпалі і 3) зіставлення для всіх досліджуваних випадків форм спектрів монокристалічних і полікристалічних зразків. Частково результати цих додаткових досліджень вже опубліковані [8—10].

Одержані криві накопичення приведені на рис. 1, а криві відпалу — на рис. 3 і в [4]. Однією з причин одержаної залежності стійкості активних дефектів від дози опромінення може бути погіршення стабілізуючих властивостей кристалічних ґраток. Воно може мати місце за рахунок утворення нейтральних ЕПР-невиявлюваних дефектів, що являють собою молекули, чужорідні в даних ґратках. Ці молекули, порушуючи регулярність ґраток і, особливо, регулярність системи водневих зв'язків у ній, можуть справляти вагомий вплив і на її фізичні властивості. Тут може бути два випадки: 1) або нейтральні дефекти утворюються як проміжні дефекти тільки під променем (на що, правда, досить гіпотетично вказується в [11, 12]), а сам процес відпалу приводить тільки до «закривання»

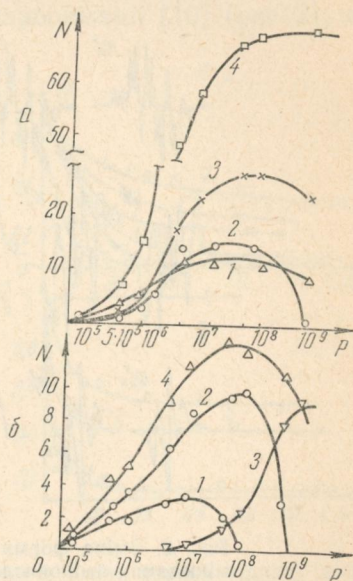


Рис. 1. Криві нагромадження активних радіаційних дефектів у відносних одиницях залежно від дози: а) для різних амінокислот: 1 — гліцин; 2 — *DL*-валін; 3 — *DL*- α -алаїн; 4 — *DL*-гістидин $\cdot$ HCl; б) для різних типів активних дефектів гліцину: 1 — CH_2COO^- ; 2 — $^+\text{NH}_3\text{CHCOO}^-$; 3 — $\text{NH}_2\text{CHCOO}^-$; 4 — сумарна.

або «перекривання пар» [4], викликаючи відновлення вихідних молекул, 2) або при відпалі також утворюються нейтральні дефекти (такої думки, щоправда, теж досить гіпотетично, додержуються в [6, 7]).

Як видно з одержаних результатів, в залежності від дози опромінення можуть змінюватися: 1) форма спектрів ЕПР ак-

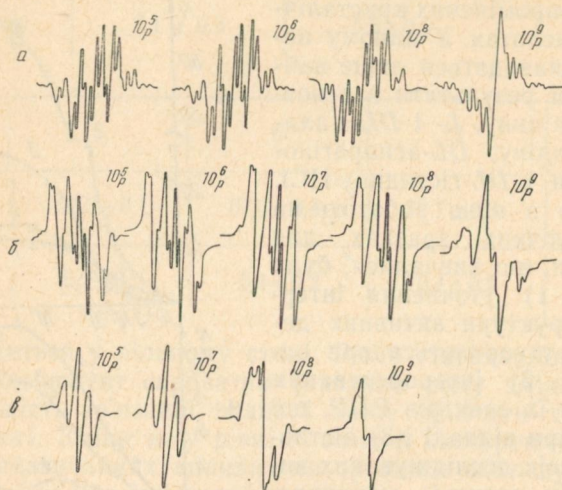


Рис. 2. Зміна форми спектрів ЕПР різних опромінюваних амінокислот в залежності від дози опромінення: а) *DL*-валін; б) *DL*-аспарагінова кислота; в) гліцин.

тивних дефектів (рис. 2); 2) крутість і рівень «сходинок» їх кривих відпалу (рис. 3) і 3) характер (аналітичний вираз) кривих відпалу [4]. Нарешті, величина дози опромінення може відчутно позначатися на деяких фізичних властивостях кристалів, які при достатньо великих дозах і в основному при відпалі починають мутніти, розтріскуватися, а потім і буріти, даючи при цьому типові синглетні спектри ЕПР «низькотемпературної» карбонізації речовин [10].

З рис. 1 видно, що криві накопичення мають плавний перехід (що при лінійному масштабі сприймається як ділянка «насичення» кривої накопичення від лінійної початкової ділянки до деякого максимуму, а потім (у лінійному масштабі) полого спадають до нуля. Для випадку гліцину знання структури спектру дозволило визначити (за методом, описаним в [8]) відносні концентрації різних типів активних дефектів при різних дозах опромінення (рис. 1, б).

Таким чином, став ясним раніше незрозумілий факт відповідності змін форми спектрів гліцину залежно від дози опромінення і часу відпалу [8]. Аналогічні залежності можуть бути одержані для випадку опроміненого β -аланіну [9]. Інший характер змін форми спектрів має місце у випадку валіну і аспарагінової кислоти. Тут з підвищенням дози над швидкопадаючим за інтенсивністю основним спектром починає переважати типовий спектр «низькотемпературної» карбонізації [10] (рис. 2), показуючи тим самим, що цей процес при достатньо великих дозах опромінення може проходити з помітною інтенсивністю навіть при нормальних умовах. Подібних змін форми спектрів слід чекати і в опроміненні дещо більш високими дозами *DL*- α аланіну і гліцину [10].

Можливо, що із зростанням кількості нейтральних дефектів імовірність утворення активних дефектів того чи іншого типу змінюється, але скоріше за все, що змінюються при цьому переважно стабілізуючі властивості ґраток. Крайня концентрація різних типів активних дефектів у даних ґратках мало відрізняється (рис. 1,б). Це свідчить про те, що стабілізуючі властивості, в згоді з [5], залежать переважно від параметрів ґраток. Для різних ґраток ці основні розміри змінюються, чим і пояснюється, отже, більш високий вихід і стійкість активних дефектів солянокислих амінокислот [1].

Аналогічно більш щільна упаковка *L*- і *D*-форм у порівнянні з *DL*-формами амінокислот може пояснити більш високий вихід і стійкість активних дефектів у цих останніх (наприклад, у *DL*- α -аланіну і *L*- α -аланіну). Велику роль, звичайно, відіграє і вид дефекту, що утворюється, зокрема, у відношенні міри порушення ґраток, особливо регулярності системи її водневих зв'язків. Так, наприклад, цілком логічним здається, що дефект CH_2COO^- -гліцину мусить бути менш стійким, ніж

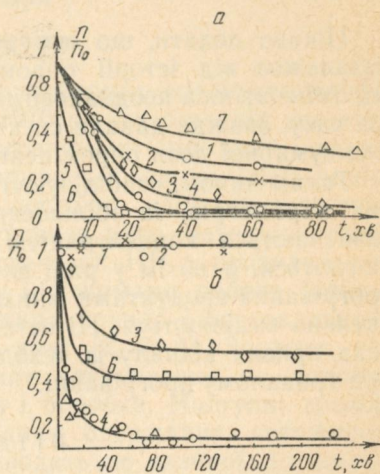
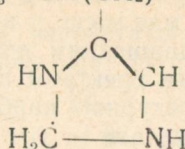
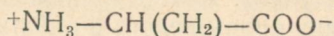


Рис. 3. Зміна кривих відпалу активних радіаційних дефектів у різних амінокислот: а) у *DL*-гістидину·HCl в залежності від дози опромінення: 1 — 10^5 p; 2 — $5 \cdot 10^5$ p; 3 — 10^6 p; 4 — 10^7 p; 5 — 10^8 p; 6 — 10^9 p при температурі відпалу 160°C ; б) у *DL*-валіні в залежності від дози опромінення: 1 — 10^5 p; 2 — $5 \cdot 10^5$ p; 3 — 10^6 p; 4 — 10^8 p; 5 — 10^9 p; при температурі відпалу 160°C ; 6 — 10^9 p при температурі відпалу 130°C .

дефекти $+NH_3CHCOO^-$ -гліцину і $+NH_3CH[(CH_3)_2\dot{C}H]COO^-$ -валіну і особливо так званий дефект «прилипання» гістидину:



Цікаво додати, що сумарна доза накопичується речовиною незалежно від історії опромінення: зразки, що багаторазово опромінювалися неоднаковими дозами на протязі різних проміжків часу, завжди давали спектри з властивостями, характерними для сумарної дози опромінення.

Таким чином, стабілізуючі властивості ґраток, окрім їх власних параметрів, із збільшенням дози опромінення все більше визначаються концентрацією нейтральних дефектів, що накопичуються, а потім у ряді випадків, при достатніх дозах і часі прогрівання-продуктами «низькотемпературної» карбонації, що активно виділяються. Ці останні відповідні, очевидно, за різкий спад кривих відпалу із «сходинки», що часто спостерігається при тривалому прогріванні.

ЛІТЕРАТУРА

1. S. Prydz, T. Henriksen. *Acta. Chem. Scand.*, 1961, 15, 791.
2. Б. В. Макшанцев. «Химия высоких энергий», 1969, № 4, 349.
3. И. Н. Комарь, О. Т. Николов, С. С. Ангелов. «Тезисы докладов I Всесоюзной конференции молодых ученых по радиобиологии». Пушино, 1969.
4. И. М. Комарь, С. С. Ангелов, О. Т. Николов. 36. «Радиоспектроскопия молекулярных кристаллов и клеток». Вид-во ХДУ, Харьков, 1972.
5. А. И. Михайлов, Я. С. Лебедев, Н. Я. Бубен. «Кинетика и катализ», 1965, 6, 48.
6. Я. С. Лебедев. *Кинетика и катализ*. 1967, 8, 245.
7. А. А. Белый, А. С. Овчинников. *Химия высоких энергий*, 1967, 3, 346.
8. И. Н. Комарь, О. Т. Николов, И. Майер. *ТЭХ*, 1970, 6, 561.
9. С. В. Ландарь, О. Т. Николов, И. М. Комарь. 36. «Радиоспектроскопия молекулярных кристаллов и клеток». Вид-во ХДУ, Харьков, 1972.
10. И. М. Комарь, О. Т. Николов, С. С. Ангелов. 36. «Радиоспектроскопия молекулярных кристаллов и клеток». Вид-во ХДУ, Харьков, 1972.
11. J. W. Sinclair, M. W. Hanna. *J. Phys. Chem.*, 1967, 71, 84.
12. Ю. А. Кругляк, М. К. Пулатова, Е. В. Моздор, Е. Н. Судьбина, В. Г. Пасоян, Л. П. Каюшин. «Биофизика», 1968, 13, 401.

ІОНОСФЕРНІ ВИМІРЮВАННЯ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЗСІЮВАННЯ В КОМПЛЕКСНИХ РАДІОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕННЯХ ІОНОСФЕРИ

*В. О. Місюра, Ю. Г. Єрохін, Г. Н. Ткачов, М. Г. Трухан,
В. І. Новожилів, В. Я. Блудов, В. І. Іванов, Н. І. Нісневич,
Н. М. Бородін, Н. В. Мошняков, В. М. Лазаренко,
О. Г. Тижненко*

Частина перша

У комплексних і автономних іоносферних дослідженнях [1, 2, 3], проведених протягом 1965—1970 рр. на середніх широтах Радянського Союзу різними радіофізичними методами, важливе місце займає метод некогерентного розсіювання (НР) радіохвиль. Вимірювання методом НР постійно удосконалювалися, їх точність зростала. Використовувалися різні методики вимірювання і обробки та декілька установок НР з неоднаковими просторовим й часовим розв'язком і режимами роботи (зондування одним чи декількома променями похило і вертикально із рознесенням і скануванням та без них) [2, 3, 4]. Зокрема, від бінарного перейшли до амплітудного накопичення за допомогою ЕЦОМ, на яких здійснювалася і обробка. Наступні дослідження також показали, що методика одержання потужності шумів, запропонована в [3], призводить до значної загальної остаточної похибки у вимірюваннях. Тому було розроблено методи, коли інформація про потужність шумів $P_{\text{ш}}$ і розсіяного сигналу P_s береться з одного приймального каналу ($P_{\text{ш}}$ відбирається з фіксованої за висотою ділянки, що міститься нижче межі іоносфери). Інформація про P_s одержується одночасним стробуванням декількох ділянок z . Зокрема, для вимірювання тонкої структури нижньої іоносфери (установка з D_1 в [3]) стробуванню піддавалася ділянка висот від кількох десятків до кількох сотень кілометрів. Дискретність проходження цієї ділянки могла змінюватися в широких межах. Крім основної програми роботи, за якою одночасно визначалася електронна концентрація N , температура електронів T_e , іонів T_i та іонний вміст за вимірами потужності та спектрами розсіяного випромінювання градуванням за даними вертикального зондування (ВЗ) іоносферними станціями, застосувалися також інші підпрограми. Наприклад, при вимірюванні методом НР тільки N і наявності окремо проведеного градування установки НР вимірювання N за ВЗ чи за ефектом Фарадея (ЕФ) дозволяли визначати в деякому інтервалі відношення $\tau = \frac{T_e}{T_i}$ і вносити поправку на нього в профілі N , одержані за НР. Зокрема, навіть

при відсутності градування установки НР, але наявності ВЗ в області F і E одночасно вдавалося встановити τ до висоти $z_M F_2$ (вважаючи $\tau=1$ на висоті $z_M E$) і т. д. (див., наприклад, [4]).

До даного часу похибка вимірювання методом НР звичайно перебуває в межах кількох процентів в інтервалі порядку 150—700 км, але може бути $\geq 10\%$ поза цим інтервалом; похибка вимірювання T_e , T_i та іонного вмісту (особливо, коли $T_e > T_i$).

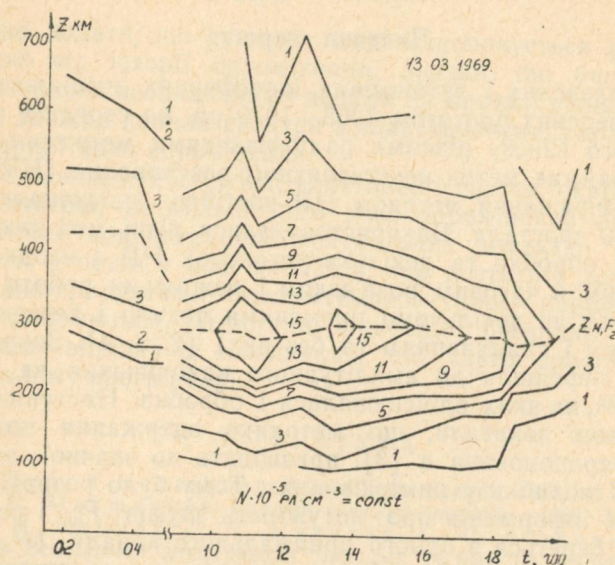


Рис. 1.

значно) може досягти десятків процентів. Верхні границі похибки вимірювання N методом НР (установка з D_3 в [3]) оцінювалися також експериментально, шляхом зіставлення одночасно вимірів, здобутих методом ВЗ, вимірів диференціального ефекту Доплера і ЕФ сигналів [2, 3]. Сукупно методом НР вдається одержати з достатньою точністю систематично (протягом не менше кількох діб за сезон) регулярні профілі N в інтервалі ~ 60 — 1000 км, температур та іонного вмісту — в інтервалі ~ 150 — 700 км [2, 3], а також несистематично визначити нестационарність і горизонтальні градієнти регулярних параметрів іоносфери, параметри великих випадкових неоднорідностей (в тому числі E_s — шару) та їх руху [2] і т. д.

Систематично одержувані висотно-часові залежності N , T_e , T_i дозволяють аналізувати фізичні процеси в іоносфері та її динаміку. Припустима точність цих залежностей дозволяє після

певного згладжування встановити «нестационарність» цих параметрів і, зокрема, обчислювати «константи» мікропроцесів і балансу іонізації.

У цій роботі ми обмежимося тільки ілюструванням висотно-часових залежностей N , можливості їх аналізу і розрахунку параметрів балансу іонізації (про температуру та неоднорідності див. [5, 6]).

1. На рис. 1 наведено характерний приклад висотно-часових залежностей електронної концентрації N при високій сонячній

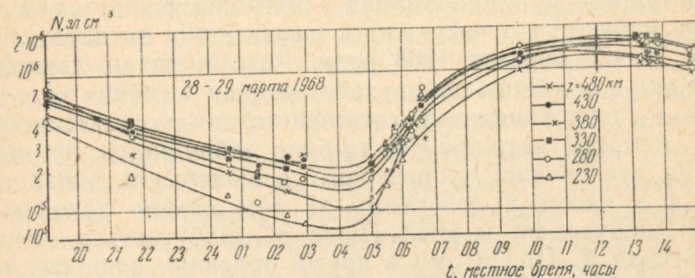


Рис. 2.

активності СА (рівні $N \cdot 10^{-5} = \text{const}$ залежно від місцевого часу 13 березня 1969 р. та для інших сезонів і років) (див. також рис. 3 в [3] і рис. 6 в [4]). На цих рисунках охоплено висоти (менші границь вимірювання, що наводяться для нижньої межі $z \geq 60$ км в [2, 6]), для яких ще достатньою є точність вимірювань.

На рис. 1, 2 добре простежуються відомі звичайні добові, сезонні й циклові зміни N всієї товщі іоносфери, в тому числі швидке формування іоносфери після сходу Сонця (СС), відносна незмінність протягом дня, мінімальні значення N перед СС тощо. Але спостерігається і ряд особливостей в поведінці N . Так, подекуди виявляється збільшення N , особливо помітне влітку близько максимуму $N_M F_2$ за рахунок руху плазми вниз, що звичайно корелює з швидким зменшенням T_e . Значна зміна висоти максимуму $z_M F_2$ звичайно корелює з вертикальним рухом товщі іоносфери. Вона простежується не тільки в перехідні періоди між днем і ніччю, але і в більш чистому вигляді посеред ночі й дня. Після опівночі в області F_2 часом спостерігається збільшення N , що вказує на існування нічної іонізації. В часи СС подекуди спостерігається короткочасне зростання N . Добовий хід $z_M F_2$ несиметричний. Типове запізнення зростання N у верхній частині F відносно СС підвищується із збільшенням z і свідчить про наявність при створенні F_2 дифузії електронів з нижчих висот. Мінімальне досвітне значення N у наших ви-

мірюваннях перебільшує відповідне значення на низьких широтах (Джікамарка, [7]). Розбіжність окремих вимірювань N (як і інших параметрів) того ж часу протягом кількох найближчих діб може досягати десятків процентів, що пов'язано очевидно, з фактичним варіюванням цих величин.

2. Застосовуючи кілька згладжених залежностей $N(t)$ на фіксованих z (одержуваних із залежностей типу на рис. 1) можна з деякими припущеннями розрахувати характеристики балансу іонізації. Так, шляхом використання ВВЗ N одержано $N(t)$ при $z = \text{const}$, а за ними розраховано ефективні коефіцієнти рекомбінації α_e і прилипання електронів β_e , а також інтенсивність іонізації q і часу життя τ електронів на висотах 230—480 км 28—29 березня 1968 року. Розглянемо це докладніше.

Вихідні дані. Якщо побудувати графіки істинних висот і значень $N_M F_2$, одержаних за висотно-частотними характеристиками (ВЧХ), а також методом НР, то буде добре видно, що відносні значення електронної концентрації в максимумі іонізації змінюються з часом в основному за тим самим законом, як і $N_M F_2(t)$, побудовані за ВЧХ. Після ЗС відбувається досить повільний спад N . При цьому в другій половині ночі спостерігається деяке аномальне зростання N , що характерно для F_2 [9—11] і вказує на існування нічної іонізації атмосфери, питання про походження якої тепер дискутується [12—14]. Потім знову спостерігається зменшення N , що досягає мінімуму десять хвилин за 15 до СС на Землі. При СС на Землі спостерігається нетривале зростання відносної концентрації в максимумі F_2 . Але стійке зростання N в максимумі F_2 (досить поступове) починається пізніше приблизно через 2 години після СС на висоті $z_M F_2$.

З аналізу кривих $z_M F_2(t)$ видно, що висота знаходження $N_M F_2$ після ЗС зростає; зменшення її починається незадовго перед СС. Це зменшення z_M спостерігається і після СС протягом 3 годин. Потім вона знову зростає, досягаючи найбільшої величини приблизно через 2 години після полудня. Але цей денний максимум значно менший за нічний. Таким чином, крива $z_M(t)$ так само, як і крива $N_M(t)$, має дещо несиметричний добовий хід.

На рис. 2 показано зміну N по t , визначену методом НР (переведення в абсолютні значення здійснено за даними АІС) на кількох висотах, в тому числі вище $z_M F_2$ *. Хоч залежності $N(t)$ знайдено за порівняно малим числом точок, характер зміни N на протязі доби виявляється досить чітко. Не зу-

* Експериментально здобуті точки (рис. 2) з'єднані плавними кривими з тією метою, щоб стало можливим використання рівняння неперервності (4) або (5) для розрахунку коефіцієнтів рекомбінації. Природно, що таким шляхом будуть одержані деякі згладжені значення цих коефіцієнтів.

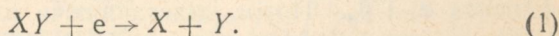
пняючись докладно на аналізі добового ходу $N(t)$ на різних z , відзначимо тільки деякі найбільш типові особливості, що впливають з цього аналізу, а саме: 1) електронна концентрація вище за $z_M F_2$ спадає порівняно повільно. Так, на висоті 430 км вночі вона становить приблизно 0,9 від значення в максимумі (24,00 $z_M \approx 385$ км), приблизно 0,8 — вранці (6,00 $z_M \approx 335$ км) та опівдні (12,00 $z_M \approx 320$ км). На висоті $z \approx 500$ км протягом доби N все ще дорівнює 0,6—0,7 від N_M ; 2) криві $N(t)$ на різних z мають приблизно однаковий добовий хід, подібний часовому ходові $N_M F_2$; 3) початки ранкового зростання N на фіксованих z , за винятком $z=230$ км, помітно запізнюються відносно СС на вказаних z . На висоті 280 км це запізнення незначне і становить близько 10—15 хвилин. Із збільшенням z воно зростає і на $z=330$ км дорівнює близько 20—25 хв, на $z=380$ км — близько 25—30 хв і на $z=480$ км — близько 40—45 хвилин.

Спостереження за моментами початку зростання іонізації на різних z цікаві з тієї точки зору, що можуть допомогти визначити природу іоносферного шару F_2 . Зокрема, наведені вище дані свідчать про те, що зростання N в F_2 після СС 29 березня 1968 р. відбувалося знизу, тобто тільки після того, як була освітлена основа шару. Дійсно, на висоті 230 км початок зростання N збігається з моментом СС на цій висоті, на інших z запізнення початку зростання N збільшується із зростанням z .

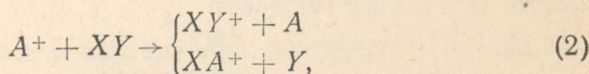
Отже, наші результати підтверджують відоме припущення [9, 10, 16] про те, що у створенні максимуму $N_M F_2$ значну роль відіграє дифузія електронів з нижчих шарів.

Ефективний коефіцієнт рекомбінації електронів

Відомо [10, 16], що головним процесом нейтралізації заряджених частинок у верхній атмосфері є дисоціативна рекомбінація молекулярних іонів з електронами:



Кількість молекулярних іонів в іонізованій атмосфері регулюється іонно-молекулярними реакціями



де A , X і Y — атоми; A^+ — атомарний іон; XY — молекули; XY^+ і XA^+ — молекулярні іони. Ефективний коефіцієнт рекомбінації цих процесів записується так [17]:

$$\alpha_e = \alpha_d \frac{[XY^+]}{N}. \quad (3)$$

Тут α_d — коефіцієнт дисоціативної рекомбінації молекулярних іонів; $[XY^+]$ — сумарна концентрація молекулярних іонів на даній висоті.

Рекомбінаційне рівняння балансу іонізації в атмосфері (без урахування дифузії і переносу) записуємо відомим способом [10] для $z < 200$ км:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha_e N^2, \quad (4)$$

і для $z \geq 200$ км, коли зникнення електронів відбувається в результаті «прилипання» їх до нейтральних частинок:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \beta_e N, \quad (5)$$

де q — інтенсивність іонізації. У (5) швидкість зникнення вільних електронів визначається іонно-молекулярними реакціями (2), які відбуваються повільніше, ніж дисоціативна рекомбінація (1).

У [10] пропонується емпірична формула

$$\beta_e = \beta_0 \exp\left(\frac{300 - z \text{ км}}{H}\right), \quad (6)$$

що описує висотний хід для еквівалентного коефіцієнта «прилипання» β_e вночі. У рівнянні (6) H — приведена висота однорідної атмосфери ≈ 50 км, $\beta_0 = 10^{-4}$ сек $^{-1}$. У [21] за $N(t)$ -профілями одержано значення для широти Москви: $H = 56$ км і $\beta_0 = 1,59 \cdot 10^{-4}$ — для спокійного стану іоносфери (листопад 1957 — січень 1958 року), $H = 50$ км і $\beta_0 = 2,27 \cdot 10^{-4}$ сек $^{-1}$ — для помірно збуреної іоносфери (листопад 1958 р.).

Щоб переконатися, який саме тип рівняння балансу іонізації має місце насправді, треба за допомогою виразів (4) і (5) обробити експериментально одержані криві $N(t)$ і знайти коефіцієнти α_e і β_e . Потім, підставляючи одержані α_e і β_e в (4) і (5), можна з'ясувати, яке з них більше відповідає іншим експериментальним даним. Для порівняно малих проміжків часу припускаємо $\alpha_e = \text{const}$, $\beta_e = \text{const}$ і $q = \text{const}$. Тоді для двох моментів часу t_1 і t_2 з (4) маємо

$$\alpha_e = \frac{\frac{\partial N}{\partial t} \Big|_{t_1} - \frac{\partial N}{\partial t} \Big|_{t_2}}{N^2(t_2) - N^2(t_1)}. \quad (7)$$

Аналогічно з виразу (5) маємо для коефіцієнта прилипання

$$\beta_e = \frac{\frac{\partial N}{\partial t} \Big|_{t_1} - \frac{\partial N}{\partial t} \Big|_{t_2}}{N(t_2) - N(t_1)}. \quad (8)$$

Обробивши за допомогою формул (7) та (8) всі криві $N(t)$ (рис. 2), добудемо залежності $\alpha_e(t)$ і $\beta_e(t)$ для досліджуваних висот. Після цього можна побудувати висотний хід α_e і β_e для різного часу доби.

Слід відзначити, що процес нейтралізації заряджених частинок задовільно описується рівняннями (4) або (5) тільки в тому випадку, коли можна знехтувати часовими змінами кількості молекулярних іонів. Як показано в [20], рівняння (4) може мати місце лише за умови $[XY^+] =$

$$= \text{const}, \text{ а (5) за } \frac{[XY^+]}{N} =$$

$$= \text{const}. \text{ Для опису часових змін } N \text{ в реальній атмосфері ні те, ні друге рівняння не}$$

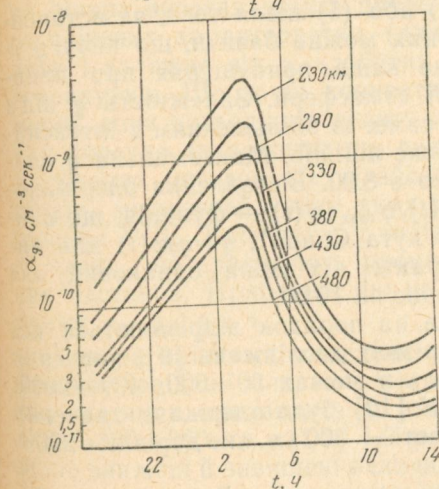
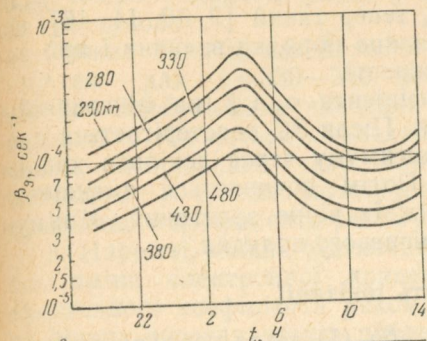


Рис. 3.

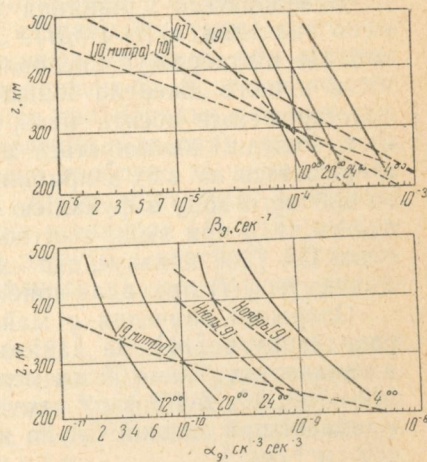


Рис. 4.

придатні. Але в нашому випадку при $\Delta t = t_2 - t_1$ — не більше 15 хв, величини $[XY^+]$ або $\frac{[XY^+]}{N}$ змінюються несуттєво.

Результати, одержані описаним вище способом, ілюструють рис. 3, 4, де пунктиром показано α_e і β_e з інших досліджень. З рис. 4 видно, що α_e і β_e здобуті різними методами істотно відрізняються між собою і так само від значень α_e і β_e , знайдених методом НР. При цьому, як видно з рис. 4, β_e змінюється

ся з висотою у всіх випадках згідно з експоненціальним законом (6), хоч і з різними значеннями параметрів H і β_0 . Слід, однак, мати на увазі, що дані різних авторів відповідають різним умовам експериментів. Оскільки ж коефіцієнти α_e і β_e залежать від складу і температури і значно змінюються з висотою, часом доби і року, з географічними координатами і СА, то вказана різниця в їх значенні не є несподіваною. Взагалі стан досліджень коефіцієнтів α_e і β_e тепер такий [9, 10, 14, 16], що достовірно можна судити тільки про порядки величин і про загальний характер висотної залежності.

З рис. 3, 4 видно, що коефіцієнти α_e і β_e на фіксованій z протягом доби різко змінюється. Після ЗС спостерігається зростання величин, що досягає максимуму через декілька хвилин після ЗС на розглядуваних z . Потім починається зменшення α_e і β_e , причому більш різке, ніж їх нічне зростання. Мінімум α_e і β_e спостерігається близько місцевого полудня.

Інтенсивність іонізації

Визначається з рівняння (4) або (5) після того, як встановлено значення $\alpha_e(t)$ і $\beta_e(t)$. З них можна бачити, що вночі $q \neq 0$. Це підтверджує висловлене вище припущення про наявність нічного джерела іонізації атмосфери. Залежність q від z спостерігається досить чітко, а саме: із збільшенням z інтенсивність іонізації зменшується майже лінійно. Максимальна q спостерігається на всіх z приблизно о 8.00. Зіставлення одержаного добового ходу з функцією $\varphi(t)/\varphi_{\max}$ ($\varphi(t)$ — функція, що описує зміни q при зміні зенітного кута Сонця), $q = q_0 \varphi(t)$ для високої СА [20] показує, що характер їх зміни однаковий, але максимум $\varphi(t)$ припадає приблизно на 10.00.

Одержані значення q майже на порядок відрізняються від розрахунку в [14]. За даними різних досліджень [9], значення q на висотах 300—400 км лежать у межах 50—800; 400—2000; 100—800; 40; $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. У [12] було одержано значення q опівдні при високій СА на висоті $\sim 300 \text{ км}$, яке дорівнює 290—460 $\text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

Дані [7, 9] близькі до наших результатів. Взагалі слід підкреслити, що результати різних досліджень і розрахунків не завжди узгоджуються. Наприклад, у [20] максимальне значення q на висоті 300 км у період високої СА становить $40 + 500 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$, а в [14] — $10^{3.5} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Мабуть, тільки накопичення достатньої кількості даних, одержаних різними методами (за однакових умов) дозволить зробити правильний висновок про величину та висотну залежність q .

Час життя електронів τ визначається відомим способом:

$$\tau = \frac{1}{2\alpha_e N}, \text{ або } \tau = \frac{1}{\beta}. \quad (9)$$

З аналізу видно, що характер зміни τ на всіх z приблизно однаковий. Зменшення τ , яке починається вночі, триває приблизно до полудня. Із збільшенням z час τ зростає. За розрахунками [22] середнє τ для F_2 дорівнює $5 \cdot 10^3$ — $5 \cdot 10^4$ сек, а це збігається з нашими даними. Згідно з [10] τ приблизно дорівнює часовому інтервалові Δt між максимальними значеннями $q_{\max}$ і N для заданої z (якщо q протягом дня змінюється повільно і поступово).

Можна бачити, що $\Delta t \approx 10^4$ сек для $z = 230$ — 280 км; $1,3 \cdot 10^4$ сек — для $z = 330$ — 380 км і $1,5 \cdot 10^4$ сек — для $z = 430$ — 480 км. Здобуті нами значення τ на досліджуваних z опівдні задовільно збігаються з наведеними вище значеннями Δt . Таким чином, вимірювання часу запізнення максимуму q відносно максимуму N опівдні можна використати для оцінки величини ефективного коефіцієнта рекомбінації електронів.

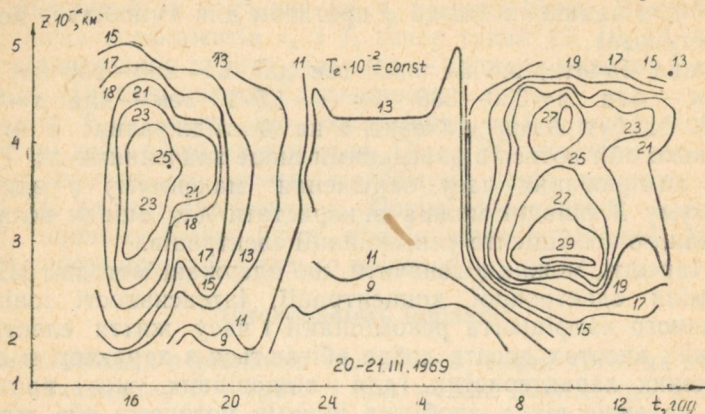
3. Нарешті, можна відзначити, що одержані методом НР добові зміни електронної концентрації, інтенсивності іонізації, ефективного коефіцієнта рекомбінації і часу життя електронів на різних висотах досить добре збігаються з характером зміни перелічених характеристик (для відповідних умов) протягом доби і залежно від z , здобутих іншими методами або шляхом розрахунків. Що ж до конкретних значень α_e , β_e , q і τ , то, напевно, вони дозволяють судити лише про порядки цих величин. Тут доречно зауважити, що переведення відносних значень N , одержаних методом НР, в абсолютні зроблено за даними іонозондів, місцеперебування яких не точно збігається з точкою стояння РЛС. Крім того, у вихідних рівняннях (4) і (5) відсутні члени, що враховують процеси дифузії і переносу заряджених частинок. Природно, що це впливає на результати розрахунку α_e , β_e , q і τ .

Так, за оцінками, виведеними в [21], нехтування в рівнянні балансу іонізації членами, що враховують різні рухи заряджених частинок, призводить до зниження коефіцієнтів β_e у межах висот 320—360 км в 1,6—1,9 раза. На стільки ж будуть відповідно знижені й завищені величини q і τ .

Частина друга

Для повноти і однозначності тлумачення фізичних процесів в іоносфері і екзосфері важливо, крім висотно-часових залежностей (ВЧЗ) електронної концентрації N , мати ще и ВЧЗ температури електронів T_e , іонів T_i та іонного вмісту. Поки єдиним методом, що дозволяє систематично одержувати ВЧЗ N , T_e , T_i та іонного вмісту, є метод некогерентного розсіювання (НР). У даному разі наводяться ілюстрації сучасних вимірювань ВЧЗ T_e , T_i і їх аналіз для високої сонячної активності (СА) (1966—1969 р.) на середніх широтах Радянського Со-

юзу методом НР як складової частини комплексних іоносферних досліджень радіофізичними методами. При одержанні ВЧЗ T_e , T_i використано попередню [3, 4, 5] методику обробки результатів вимірювань; оцінку точності вимірювань здійснено нами вище. ВЧЗ для N показано раніше [2, 3]. На рис. 5, 6 наведено приклади одержаних нами для весняного рівнодення



СС (на висотах 500—600 км більших, ніж на екваторі [7, 23]). У період розвитку максимуму T_e часто з'являється, очевидно, при досить високій СА, другий максимум на висотах звичайно $> z_M F_2$. Протягом певного проміжку часу ($\geq$ одної години) можливий перехід від розподілу T_e з одним до розподілу з двома максимумами (рис. 8 у [2, 3]). Таку поведінку T_e фізично

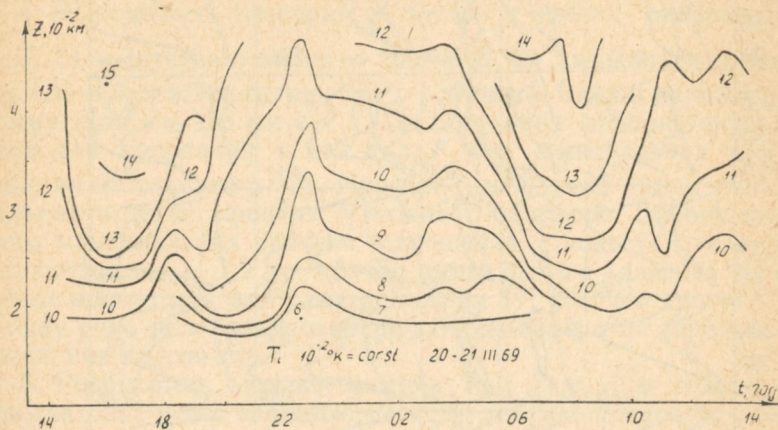


Рис. 6.

можна пояснити особливостями теплового балансу в області F_2 при високій СА [24].

2. У добовому ході T_e в області F_2 характерне для рівнодення зростання T_e , що виникає одразу після СС в магнітоспряженій точці; восени і взимку помітно незначне передранкове підвищення T_e , зумовлене, мабуть, переносом уздовж ліній геомагнітного поля нагрітих фотоелектронів з магнітоспряженої області (де СС настає раніше, ніж у точці спостереження). Якщо побудувати на фіксованих z (з використанням рис. 5) погодинну залежність T_e , то можна побачити, що досить гострий абсолютний максимум T_e — 3000°K припадає на час відразу після СС (з 8—10 години), потім у середньому T_e зменшується мало (або зовсім не зменшується) протягом дня і більш різко спадає перед ЗС. Проте, спад T_e перед ЗС звичайно дещо повільніший, ніж збільшення при СС, тобто простежується деяка асиметрія в добовому ході. Слід відзначити, що взимку і восени інколи в добовому ході T_e виникає менший другий максимум (чи плато), зсунутий проти рівноденного ближче до СС, що мабуть, також пов'язано з більш раннім у цьому сезоні освітленням магнітоспряженої точки Сонцем. Мінімальне значення $T_{e \max} \lesssim 1300$ має місце вночі, для інших $z = \text{const}$ цей спад

виражений не завжди так різко, особливо взимку. Нестационарність T_e найбільша близько СС ($\frac{\partial T_e}{\partial t} \lesssim 0,1^\circ \text{сек}^{-1}$).

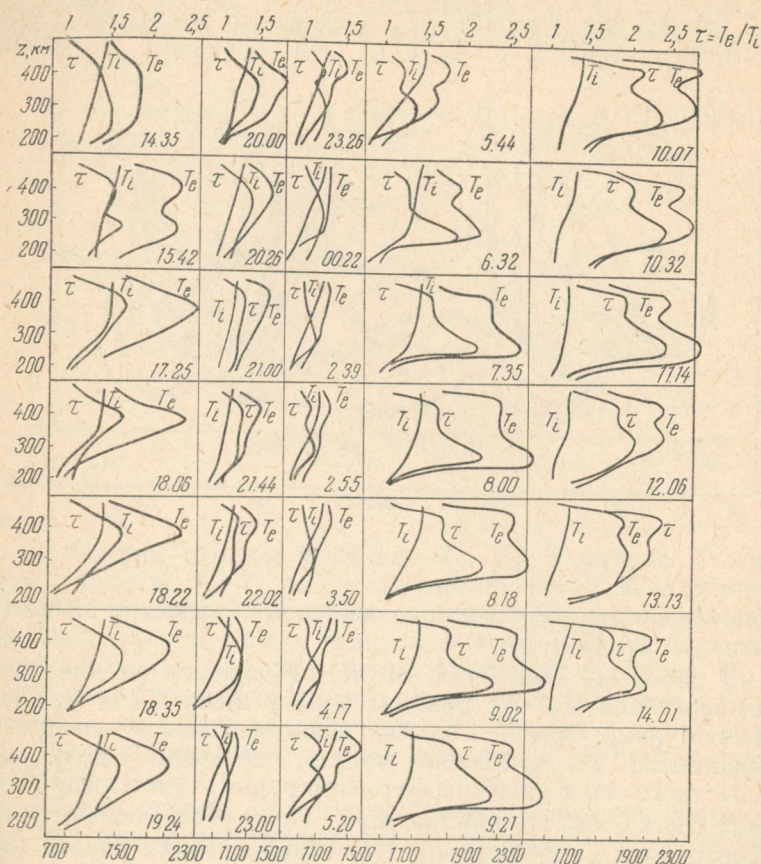


Рис. 7.

3. Для висотного ходу T_1 (рис. 6, 7) протягом цілої доби характерне в середньому монотонне зростання T_1 з висотою. Інколи в інтервалі 250—350 км T_1 майже не змінюється. Так, для березня 1969 р. (рис. 7) в інтервалі висот 200—500 км T_1 змінювалася від $-700+800^\circ\text{K}$ до $-1100+1200^\circ\text{K}$ (вночі) або до $-1400-1500^\circ\text{K}$ (вдень). Максимальний вертикальний градієнт T_1 ($\frac{dT_1}{dz} \lesssim 3^\circ\text{K км}^{-1}$) буде, як і у T_e , близько СС. Сезонні

й залежні від СА зміни T_1 незначні і відхилення від наведених вище значень на висоті 500 км лежать в межах десятка процентів. Якщо побудувати добову залежність T_1 за $z = \text{const}$, то легко побачити, що максимум і мінімум T_1 збігаються з T_e , але виражені слабше; нестационарність $\left| \frac{\partial T_1}{\partial t} \right| \lesssim 0,1^\circ \text{К сек}^{-1}$.

4. Відношення температур $\tau = \frac{T_e}{T_1}$ у наших вимірюваннях (рис. 3) в інтервалі висот ~ 200 —500 км змінюється в межах від 1,1—1,3 в нічні години до $\lesssim 3$ (вдень) і дещо залежить від сезону. Для $z \leq 150$ км $\tau \rightarrow 1$. Ця обставина використовувалася нами для одержання τ для $z \lesssim z_M F_2$ без спектральних вимірювань, як це описано в [5]. Профілі τ дозволяли більш точно обчислювати деталі профіля N нижньої іоносфери. Добова залежність максимальних значень відношення τ показує, що вночі τ змінюється від $\sim 1,2$ до 1,5. Ця зміна більше властива для середніх широт, ніж для екваторіальних [7, 23], що свідчить про більшу роль нелокального нагрівання іоносфери на середніх широтах, ніж на низьких.

5. Розбіжність окремих вимірів T_e і T_1 у ті ж години найближчих діб може звичайно досягти десятка процентів, що пов'язано, мабуть, з фактичним варіюванням цих величин. Наприклад, вдень 20—21 березня 1969 р. значення τ_{max} помітно різні, хоч умови магнітного збурення були в ці дні практично однакові.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Мисюра. «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, 9, 3, 453.
2. В. А. Мисюра и др. В сб. «IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн», ч. II, стор. 61, 65; ч. I, стор. 84, Изд. АН СССР и АН УССР, Харьков, 1969.
3. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин, В. И. Новожилов, В. Я. Блудов, Н. И. Нисневич, Н. В. Мошняков. «Космические исследования», 1968, 6, 5, 726.
4. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов, Ю. Г. Ерохин. В сб. «Ионосферные исследования», 1969, № 18, 136—163; 1972, № 20, 21.
5. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин, В. И. Иванов, Н. И. Нисневич, Н. М. Бородин. «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, 9, 1, 75; 1967, 7, 2, 535.
6. В. А. Мисюра, В. И. Новожилов, Ю. Г. Ерохин, М. Г. Трухан, А. Ф. Белый, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов. Измерение неоднородностей структуры и случайных неоднородностей ионосферы методом некогерентного рассеяния. «Изв. вузов, Радиофизика», 1972.
7. Д. Т. Фарли. Распределение электронов в верхней атмосфере. «Мир», 1964, 346.
8. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин, В. И. Новожилов, Н. И. Нисневич, Н. М. Бородин. «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, 9, 1, 75; 1967, 7, 2, 535.

9. Я. Л. Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд. АН СССР, 1960.
10. Дж. А. Ратклиф, К. Уилкс. Физика верхней атмосферы. Перевод с англ. М., 1963.
11. Х. Ришбет. Зависящая от времени модель слоя F_2 ионосферы. В сб. «Диффузия в слое F_2 ». Перевод с англ. «Мир», М., 1963.
12. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. Перевод с англ. Изд-во иностр. лит-ры, М., 1955.
13. Л. А. Антонова, Г. С. Иванов-Холодный. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1961, 1, 1, 164.
14. Г. С. Иванов-Холодный. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1966, 6, 2, 382.
15. А. Обер и Ф. Лале. Ионизация слоя F_2 при восходе Солнца. В сб. «Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере». Перевод с англ. «Мир», М., 1966.
16. А. Д. Данилов и Г. С. Иванов-Холодный. УФН, 1965, 85, 2, 260.
17. А. Д. Данилов. В сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 15. Изд. АН СССР, 1963.
18. Дж. Хастед. Физика атомных столкновений. Перевод с англ. «Мир», М., 1965.
19. Г. Нестеров. «Геомагнетизм и аэронавигация». 1965, 5, 5, 835.
20. В. М. Поляков, Т. Б. Щукина. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1966, 6, 5, 858.
21. М. Н. Фаткуллин, А. Д. Легенька. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1968, 8, 3, 432.
22. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», М., 1967.
23. D. T. Farley, K. L. Bowles, NBS Report, 1964, 8489.
24. Дж. В. Эванс. УФН, 1967, 92, 2, 229.

ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ІОНОСФЕРИ ТА ЕКЗОСФЕРИ ЗА ДОПОМОГОЮ «ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДА»

*В. О. Місюра, Г. М. Зінченко, В. А. Поднос, І. І. Капанін,
В. Д. Стасенко, В. М. Мокрий, Ю. Г. Єрохін*

В іоносферних і екзосферних вимірюваннях, виконаних в жовтні 1967 р. в декількох пунктах на середніх широтах Радянського Союзу [1], проводилася реєстрація ефекту Фарадея (ЕФ) і різницевого ефекту Доплера (ЕД) сигналів на когерентних частотах 48 і 144 мгц, як частина комплексних досліджень іоносфери та екзосфери різними радіофізичними методами [1, 2]. У [1] показано збіжність результатів, одержаних за допомогою ЕФ і ЕД.

Оскільки, крім цього, по ЕФ здійснювалася безперервна реєстрація за весь час руху випромінювача В вгору (до ~4500 км) і вниз, то ми тут використовуємо тільки реєстрації ЕФ.

У результаті первинної обробки реєстрацій ЕФ одержано залежності кута, створеного поворотом площини поляризації Φ_ϕ , і частоти фарадеївських загасань $F_\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_\phi}{dt}$ від висоти В над поверхнею Землі для двох пунктів спостережень ХДУ (див. пункти 6 і 7 на рис. 1 в [1]). Завдяки одержаній реєстрації за весь час руху В вгору і вниз виявилось можливим:

1) досить точно визначити момент зміни напрямку обертання площини поляризації, що значною мірою полегшило інтерпретацію здобутих результатів; 2) встановити профілі нестационарності інтегрального електронного змісту у вертикальному (N_0) стовпі між пунктами спостереження і В.

Результати експерименту оброблялися за допомогою різних методик з урахуванням горизонтальних градієнтів і нестационарності параметрів іоносфери і екзосфери. Останнє обумовлене тим, що експеримент проводився на протязі приблизно однієї

години в період заходу Сонця при досить великому рознесенні пунктів спостереження, а також при не строго вертикальній траєкторії В (див. докладніше про це в [1]).

Вторинна обробка результатів експерименту з одержанням профілів електронного змісту в похилому і вертикальному стовпах іоносфери і екзосфери від пункту спостереження до $B(N_L$ і N_0), профілів електронної концентрації N , нестационарностей

$$\left(\frac{\partial N_0}{\partial t}, \quad \eta_0 = N_0^{-1} \frac{\partial N_0}{\partial t}, \quad \frac{\partial N}{\partial t}, \quad \eta = N^{-1} \frac{\partial N}{\partial t} \right)$$

і профілів горизонтальних градієнтів $\left(\frac{\partial N_0}{\partial l}, \quad \gamma_0 = N_0^{-1} \frac{\partial N_0}{\partial l}, \quad \frac{\partial N}{\partial l}, \quad \gamma = N^{-1} \frac{\partial N}{\partial l}, \quad \gamma_0, \gamma_{0\partial} \right)$ (рис. 1,2) з використанням відомих методик [1—5] проводилася в такому порядку.

1. Безпосередньо із залежності від t кута $\Phi_{\Phi}(t)$, одержаної з того чи іншого пункту, за методикою [3, 4, 5] встановлювалися залежності електронного змісту в похилому стовпі $N_L(z_B, x, y, t)$, де індекс В відноситься до В, x і y — горизонтальні координати, z — вертикальна координата.

2. Здобуті залежності N_L перерахувалися в деякі еквівалентні профілі $N_0(z_B, x, y, t)$ множенням N_L на $\sin \beta$, що визначається за [3, 4, 5].

3. З $N_0(z_B, x, y, t)$ для двох пунктів (пункти 6 і 7 на рис. 1 в [1]) встановлювалися горизонтальні градієнти за методикою [3, 5] $\frac{\partial N_0}{\partial l}$ і γ_0 з урахуванням їх залежності тільки від z ; тут горизонтальний напрямок l лежить у вертикальній площині, що проходить через пункти спостереження і В. Азимути цих площин дещо змінюються в дослідженні через неточну перпендикулярність траєкторії В і вплив обертання Землі.

4. Одержані профілі горизонтальних градієнтів $\gamma_0(z)$ перераховували у вертикальні профілі довготних градієнтів $\gamma_{0\partial}$ (рис. 1), вважаючи, що в умовах дослідження останні приблизно збігаються з повними горизонтальними градієнтами (шляхом множення $\gamma_0(z)$ на $\cos \delta$, де δ — кут між вертикальними площинами, що проходять через відповідну паралель та пункт спостереження і В).

5. З одержаних градієнтів „еквівалентні“ профілі $N_0(z_B, x, y, t)$ перераховувалися за методикою [1] в $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t)$ (у площині траєкторії В).

6. Для виключення залежності $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t)$ від t з використанням методики [1] визначалися середні за період

польоту В вертикальні профілі нестационарності $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ і η_0 (рис. 1) за різницею значень $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t)$ при підніманні й спуску В на кожній висоті. Звичайно, одержані профілі нестационарності $\left(\frac{\partial N_0}{\partial t}, \frac{\partial N}{\partial t}\right)$ мають і самостійне значення, наприклад, при дослідженні балансу іонізації і для знаходження відповідних пара-

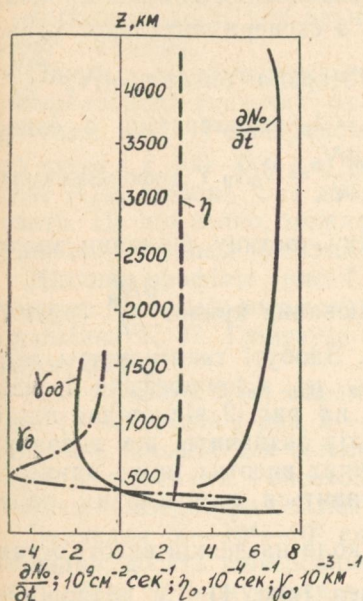


Рис. 1. Вертикальні профілі нестационарностей $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ і

$\eta_0 = N_0^{-1} \frac{\partial N_0}{\partial t}$ і довготних горизонтальних градієнтів $j_{0d} = N_0^{-1} \frac{\partial N_0}{\partial l}$, $j_0 = N^{-1} \frac{\partial N}{\partial l}$.

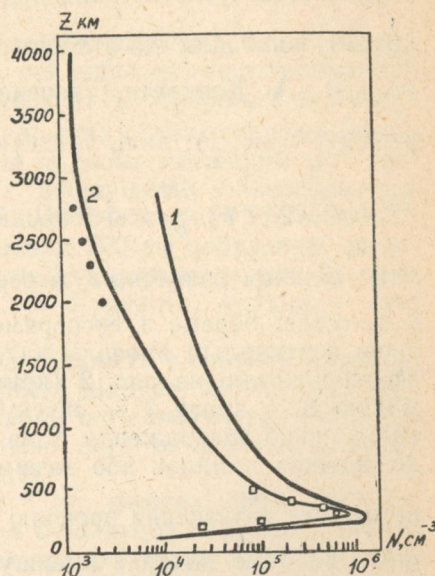


Рис. 2. Вертикальні профілі $N(Z_B t_0)$, одержані в досліді (1 — в момент перетину випромінювачем висоти максимуму $Z_M F_2$ при підйомі, 2 — при спуску), ● — дані Алуєт-2 (9), □ — вимірювання К. Й. Грінгауза.

метрів мікропроцесів. Профілі $\frac{\partial N}{\partial t}$ і η здобуваємо шляхом диференціювання за z профілей $\frac{\partial N_0}{\partial t}$.

7. За профілями нестационарності та еквівалентними профілями $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t)$ методом [1] встановлювалися «істинні» вертикальні профілі $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t_0)$, віднесені до тих чи ін-

ших миттьових вертикальних площин перетину, коли В відповідно перетинав висоту максимуму іонізації при підніманні й спуску і коли він досягав максимальної висоти піднімання.

8. І, нарешті, «істинні» вертикальні профілі електронної концентрації $N(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t)$ визначалися різними способами: шляхом диференціювання за z_B одержаних істинних вертикальних профілів $N_0(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t_0)$ і шляхом [2] вирішення відомого інтегрального рівняння, що зв'язує F_ϕ з N_B . На достатньо великих висотах (≥ 2000 км) для визначення ділянок профілів $N(z)$ застосовувався такий прийом: з експериментальної кривої

(рис. 1) виходить, що в широкому інтервалі висот $\eta_0 = N_0 \cdot \frac{\partial N_0}{\partial t} \cong \cong \text{const} = A_0$. Конкретне значення $\eta_0 = A_0$ визначається з експерименту (рис. 1), далі, записуючи $\frac{\partial N_0}{\partial t} = N_0 A_0$ і диференціюючи

по z , одержимо $\frac{\partial N}{\partial t} = A_0 N(z)$, де ліву частину рівняння знахо-

димо шляхом графічного диференціювання кривої $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ (рис. 1)

і $A_0 = \text{const}$ беремо з експерименту. Здобуті таким чином миттьові вертикальні профілі $N(z_B, x_{B0}, y_{B0}, t_0)$ іоносфери і екзосфери показані на рис. 2 (крива 1 на рис. 2 відповідає підніманню В, а крива 2 — спуску). Слід зазначити, що вказаний вище спосіб знаходження N на великих висотах може привести до значних помилок або зовсім виявиться неможливим через

неточність визначення профілю $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ коли на деякій висоті останній з висотою починає зменшуватися (рис. 1) (N , відповідно, буде тут від'ємним, що втрачає сенс). Для проведення більш

точного розрахунку $\frac{\partial N_0}{\partial t}, \frac{\partial N}{\partial t}$, а відповідно і $N(z)$, на великих висотах вносилися поправки на вплив горизонтальних градієнтів через незбіжність траєкторії В при підніманні й спуску. Можна,

звичайно, ще спробувати врахувати нелінійність залежності $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ від t за час дослідження [1], залежність градієнтів γ_0 і γ а також нестаціонарності η_0 і η від t і горизонтальних координатів і т. п., вдаючись, наприклад, до методу ітерацій і використовуючи дані інших вимірювань (див., напр., [1, 3, 5]).

Цікава у вертикальному профілі градієнта $\gamma_{0\partial}$ (рис. 1) зміна знаку на деякій висоті. Це зв'язано з особливостями динаміки і балансу іонізації в іоносфері та екзосфері при заході Сонця (піднімання всієї товщини іоносфери, запізнення з висотою зниження іонізації, короткочасне зростання N через зниження

температури, а також явища переносу), які найбільш повно досліджуються за висотно-часовими залежностями по всій товщині іоносфери, одержаними методом некогерентного розсіювання (НР) [6]. Але на початку дослідження, коли вся іоносфера була ще освітлена Сонцем і горизонтальний графієнт значною мірою визначався зенітним кутом Сонця, вертикальний профіль міг і не змінювати знаку [1], а вказані вище фактори переважали далі.

Розглянуті вертикальні профілі горизонтальних градієнтів і нестаціонарності для великих висот, вперше описані в даній роботі і в [1—5].

Одним з цікавих результатів дослідження одержання досить універсального висновку про те, що відносна нестаціонарність $\eta_0 \approx \text{const}$ (рис. 1) в широкому інтервалі іоносферних і екзосферних висот (≤ 400 — 500 км) при будь-яких станах сонячної активності (СА), сезони, часі доби, але із своїм значенням цієї константи. Це пов'язано, можливо, з відповідною універсальністю динаміки і балансу іонізації зовнішньої іоносфери і екзосфери.

Ділянки профілів (рис. 1, 2) нижче 200 км побудовані за допомогою вертикального зондування. Квадратики на рис. 2 — вимірювання К. Й. Грінгауза і В. О. Рудакова, крапки — дані «Алуєт-2» [9].

Для профілів $N(z)$ характерна наявність у верхній іоносфері двох (а на кривій 1 рис. 2 — і трьох) ділянок майже постійної крутизни, більшої для більших висот, що пояснюється головним чином зменшенням з висотою атомної ваги іонів, а також підвищенням температури плазми [10, 11].

Значення $N \sim 10^4$ — 10^3 ел. см $^{-3}$ на висотах 3000 — 4000 км, очевидно, досить універсальні для будь-якого часу доби, сезону і СА. Вони узгоджуються з першими для таких висот систематичними вимірюваннями N вздовж шляху В методом диференціального ЕД [12, 4, 7] при низькій СА для будь-якого часу доби і сезону, а також з результатами зондування іоносфери зверху [9], НР [13] та ін. при високій СА.

Спосіб рознесення у вимірюваннях вертикальних профілів N виявився досить ефективним навіть при несприятливих умовах дослідження (захід Сонця). Вертикальні профілі N в одному і тому самому ж перерізі, знайдені за ефектами Фарадея і Доплера з декількох пунктів з урахуванням горизонтальних градієнтів і нестаціонарності, добре узгоджуються між собою [2]. Отже, метод рознесення в іоносферних вимірюваннях по ЕФ і ЕД сигналів В з вертикальною або майже вертикальною траєкторією дозволяє, крім вимірювання вертикальних профілів N , а з достатньою точністю ще знаходити (на відміну від спостереження тільки в одній точці) профілі N_z горизонтальних градієнтів і нестаціонарностей N і N_0 , а також ряд іоносферних ефектів при розповсюдженні радіохвиль [1, 2]. Природно, що наявність серед

пунктів спостереження пункту в місці старту, а також вертикального зондування в ряді тих чи інших пунктів є цілком бажаною.

В одержанні даних для проведення розрахунків роботи брали участь Г. К. Солодовников, В. М. Мігунов і Є. Б. Крохмальников.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Мисюра. «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, 9, 3, 453.
2. Сб. «IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн». Авторефераты докладов. Харьков, АН СССР и АН УССР, 1969, ч. II, 51, 84.
3. В. А. Мисюра, Д. Д. Осипов, Е. Б. Крохмальников, Г. К. Солодовников. «Космические исследования», 1965, 3, 4, 604.
4. В. А. Мисюра, Е. Б. Крохмальников, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов. В сб. «Исследования космического пространства», 1965, М., «Наука», 138.
5. В. А. Мисюра, Е. Б. Крохмальников, Г. Н. Зинченко, А. С. Фирсаков, С. М. Слуцкер. «Геомagnetизм и аэрономия», 1970, 10, 2, 244.
6. В. А. Мисюра и др. Ионосфера средних широт по данным исследования методом некогерентного рассеяния. Доклад на XIII сессии КОСПАР. Л., 1970.
7. В. А. Мисюра. В сб. «Ионосферные исследования», № 18. «Наука», 1969, 120.
8. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткаченко, Ю. Г. Ерохин, В. И. Новожилов, В. Я. Блудов, Н. И. Нисневич, Н. В. Мошняков. «Космические исследования», 1968, 6, 5, 726.
9. T. Ondoh, N. Natuura, T. Koseki, K. Nishisaki, M. Kajikawa. Journal of the Radio Research Laboratories, Japan, 1968, 15, 78, 59—68.
10. Дж. В. Эванс. УФН, 1967, 92, 2, 229.
11. М. А. Кутимская, В. М. Поляков. В сб. «Исследование ионосферы», Новосибирск, 1970, 64.
12. Я. Л. Альперт, В. М. Синельников. «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, 9, 3, 407.
13. Распределение электронов в верхней атмосфере, М., «Мир», 1969, 396.

ДО ТЕОРІЇ ВІДКРИТОГО РЕЗОНАТОРА, ЗАПОВНЕНОГО РУХОМОЮ ПЛАЗМОЮ

С. С. Калмикова, В. А. Слюсарський, В. Д. Бахтін

У роботі, виходячи з методу Л. А. Вайнштейна [1], перш за все розглядається ключова задача про відбиття хвилі відкритим кінцем хвильоводу, через який рухається плазма. На основі одержаного рішення знаходиться спектр власних частот та ширина ліній відповідного резонатора.

Напівнескінченний відкритий хвильовод створений двома нескінченно тонкими ідеально провідними пластинами ($z < 0$, $x = \pm a$, $-\infty < y < \infty$). Однорідна плазма концентрації n_p рухається вздовж його осі з швидкістю v_0 так, що після виходу

з хвильоводу швидкість, концентрація і геометричні розміри плазми не змінюються.

Монохроматична E -хвиля, що характеризується частотою ω і поздовжнім хвильовим числом γ_m набігає з $z = -\infty$ на відкритий кінець хвильоводу ($z=0$) і розсіюється на ньому. Треба знайти розсіяне поле, зокрема, встановити коефіцієнти трансформації падаючої хвилі в інші типи хвиль, які й визначають спектр відповідного відкритого резонатора.

При цьому будемо розглядати окремо випадки сильного і слабого магнітного поля H_0 , паралельного потоку плазми.

Падаюча хвиля при дифракції на краях пластин збуджує поля, амплітуди яких зменшуються із зростанням відстані по обидва боки від розриву. Тому розсіяні поля можна представити у вигляді суперпозиції плоских хвиль. Для симетричної хвилі, наприклад, $|x| < a$:

$$H_y^I = \frac{\cos g_m x}{\cos g_m a} + \int_{-\infty}^{\infty} H_1(t) \frac{\cos [k_{\perp}(t)x]}{\cos [k_{\perp}(t)a]} e^{itz} dt; \quad (1)$$

$$k_{\perp}^2(t) = k^2 - t^2 - \frac{\omega_{p\perp}^2 \omega^*}{c^2(\omega^* + i\nu)} \quad \text{при } H_0 \rightarrow 0; \quad (2)$$

$$k_{\perp}^2(t) = (k^2 - t^2) \varepsilon_{\parallel}^{\infty}(t) \quad \text{при } H_0 \rightarrow \infty; \quad (3)$$

$$H_y^{II} = \int_{-\infty}^{\infty} H_2(t) \exp \{itz + i\nu(t)|x - a|\} dt, \quad |x| > a; \quad (4)$$

$$v^2(t) \equiv k^2 - t^2; \quad g_m \equiv k_{\perp}(\gamma_m).$$

Тут прийнято такі позначення:

$$\varepsilon_{II}^{\infty}(t) = 1 - \frac{\omega_{pII}^2}{\omega^*(\omega^* + i\nu)}; \quad \omega_{pII}^2 = \omega_{pe}^2 (1 - \beta_0^2)^{3/2};$$

$$\omega^* = \omega - tv_0; \quad \omega_{p\perp}^2 = \omega_{pe}^2 (1 - \beta_0^2)^{1/2}; \quad \omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_0};$$

$$\beta_0 = \frac{v_0}{c}; \quad k = \frac{\omega}{c};$$

ν — ефективна частота співударів у плазмі;

m_0 — маса електрона в системі, де вони знаходяться в спокої.

Перше складове в (1) являє собою падаючу хвилю, друге — дифраговане поле. Враховуючи граничні умови і леми Вінера—

Пелі—Рапопорта [2, 3] для визначення $H_1(t)$ і $H_2(t)$, одержимо граничну задачу:

$$\Phi^+(t) = \frac{Z_1(t) - Z_0(t)}{Z_1 C_1} \cdot \Phi^-(t) + \frac{\left(1 + \frac{t}{k}\right)^{1/2}}{2\pi i (t - \gamma_m)}; \quad (5)$$

$$H_1(t) = \Phi^-(t) \left(1 - \frac{t}{k}\right)^{1/2} \frac{1}{C_1 Z_1}; \quad H_2(t) = \frac{Z_1(t)}{Z_0(t)} H_1(t);$$

$$C_1 = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1}; \quad Z_0 = -\frac{v(t)}{k};$$

$$Z_1 = -\frac{ik_{\perp}(t)}{k\epsilon_{11}(t)} \operatorname{tg}[k_{\perp}(t)a] \text{ — для симетричних хвиль};$$

$$Z_1 = \frac{ik_{\perp}(t)}{k\epsilon_{\perp}(t)} \operatorname{ctg}[k_{\perp}(t)a] \text{ — для асиметричних хвиль}.$$

Умові Майкснера поблизу ребер $x = \pm a$; $z = 0$ відповідають зникаючі на нескінченності рішення (5). Точне вирішення цієї задачі існує і єдине, коли індекс її дорівнює нулю. Останнє буде справедливим у випадку, коли відносний рух плазових потоків і обумовлене ним посилення електромагнітного поля відсутні. Відповідний доказ цього наведений в роботі [4].

Підставляючи рішення (5) в інтеграл (1) і враховуючи його значення в області $z < 0$, знайдемо коефіцієнти трансформації T_{mn} , падаючої хвилі з номером m у хвилю з номером n :

$$T_{mn} = \frac{iX^-(\gamma_n^-) \epsilon_{11}(\gamma_n^-) \left(1 - \frac{\gamma_n^-}{k}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma_m^+}{k}\right)^{1/2}}{C_1 X^+(\gamma_m^+) \left(\frac{\gamma_m^+}{k} - \frac{\gamma_n^-}{k}\right) B(H_0)}, \quad (6)$$

$$\text{де} \quad B(H_0 \rightarrow 0) = \gamma_n^- a - \frac{iv}{2C} \omega_{p\perp}^2 \beta_0 a (\omega + iv - \gamma_n^- v_0)^{-2};$$

$$B(H_0 \rightarrow \infty) = \gamma_n^- a \epsilon_{11}(\gamma_n^-) + \omega_{p11}^2 v_0 [\omega^*(\gamma_n^-)]^{-2} [\omega^*(\gamma_n^-) + iv]^{-1} v^2(\gamma_n^-);$$

X — рішення однорідної задачі сполучення, відповідне (5), обмежене на нескінченності;

$\gamma_n^{\pm}$ — корені дисперсійного рівняння

$$k_{\perp}(\gamma_n) a = n\pi, \quad (7)$$

абсолютні значення яких набагато менші k .

Припишемо коефіцієнту T_{mn} знак «+», якщо трансформація відбувається на тому кінці хвилеводу, де плазма з нього виходить, і знак «-» — на протилежному.

Перейдемо до відшукування спектра власних частот резонатора, створеного двома паралельними провідними пластинами довжиною $2l$, розташованими на відстані $2a$. Рівняння, що визначають цей спектр, можна одержати з таких міркувань. Позначимо індексами « $\pm$ » хвильові числа $\gamma_m^\pm$ і амплітуди $A_m^\pm$ хвиль, що розповсюджуються вздовж і проти руху плазми. Тоді з визначення коефіцієнтів T_{mn}

$$A_n^- = \sum_{m,j} T_{mn}^+ T_{m,j}^- A_j^+ e^{2il(\gamma_m^+ - \gamma_j^-)} \quad (8)$$

Умова рівності нулю визначника цієї системи дає рівняння, що встановлює спектр власних частот резонатора.

Враховуючи, що коефіцієнти взаємної трансформації хвиль зменшуються із зростанням різниці номерів цих хвиль (для $s_j \gg 1$, як $s_0 s_j^{-2}$, $\gamma_j^2 = \frac{\omega}{2acV\epsilon_0}$, де ϵ_0 — діелектрична проникність плазми, що перебуває в спокої), обмежимося тільки нульовими членами системи (8):

$$1 - T_{00}^+ T_{00}^- \exp \{2il(\gamma_0^+ - \gamma_0^-)\} = 0. \quad (9)$$

Підставляючи $T_{00}^\pm$ з (6), можна переконатися в тому, що у випадку $H_0 = 0$, коли залежність поперечного хвильового числа від швидкості плазми знаходиться лише в малих поправках, пропорціональних частоті співударів, вплив плазми на положення і ширину резонансних ліній однозначно обумовлюється еквівалентною діелектричною проникністю плазми, що перебуває в спокої, тієї ж концентрації ϵ_0 . При цьому власні частоти коливань задовольняють співвідношенню $\frac{\omega a}{c} V \epsilon_0^- = \pi \left(\frac{q}{2} + P_D \right)$, де q — ціле число, суттєво більше одиниці, а P_D з відносною точністю

порядку $\frac{\omega_{pe}^2 \gamma_0^2 \omega^{-3}}{V 2ka}$ збігається з виразом, знайденим в [1].

У випадку сильного магнітного поля

$$T_{00}^\pm = - \frac{\exp \left\{ (i-1) \left(0,824 + \frac{\Omega_{pII}^2}{\pi \sqrt{2}} \right) \sqrt{4\pi P} \right\}}{1 + 3\Omega_{pII} \beta_0^2 \pm 3\Omega_{pII}^2 \beta_0 \cdot \sqrt{2ka} \left(\frac{\Omega_{pII}^2 \beta_0^2 - i}{2\omega} \right)}. \quad (10)$$

Тут $4\pi P = \Omega_{pII}^4 \beta_0^2 \cdot 2ka\epsilon_0^{-\frac{3}{2}} + 4\pi P_D$;

$\Omega_{pII}^2 = \frac{\omega_{pII}^2}{\omega^2}$; P_D — невідома величина.

Підставляючи (10) в (9) і враховуючи той факт, що

$$s_0^{\pm} = -\Omega_{pII}^2 \beta_0 \sqrt{2\kappa a} \cdot \varepsilon_0^{-\frac{3}{4}} \pm \sqrt{4\pi P}, \quad (11)$$

дістанемо для зсуву власної частоти резонатора ($\text{Re } P_D$) і відповідної ширини лінії ($\text{Im } P_D$) такі рівняння:

$$4\pi \text{Re } P_D + \Omega_{pII}^4 \beta_0^2 2\kappa a = \frac{\pi^2 m^2}{M^2}, \quad (12)$$

$$4\pi \text{Im } P_D = -\frac{2\pi m}{M^3} (0,824 \pi m + 3\Omega_{pII}^2 \beta_0^2 M), \quad (13)$$

$$M = \sqrt{\frac{2\kappa l^2}{a\varepsilon_0^{1/2}}}; \quad m = 1, 2, \dots$$

Оскільки при виведенні цих формул істотним є припущення про незначні дифракційні втрати і зсуви частоти ($4\pi P \ll 1$), то додаткове розширення лінії, обумовлене винесенням енергії хвилі плазмою, є малим в порівнянні з дифракційним. Таким чином, основним ефектом наявності плазми в резонаторі у випадку, який ми тут розглядаємо, є зсув резонансних частот, що, на відміну від слабого магнітного поля, суттєво залежить від швидкості плазми.

ЛІТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., «Сов. радио», 1966.
2. Н. Винер, Р. Пэли. Преобразование Фурье в комплексной области. М., «Наука», 1964.
3. И. М. Рапопорт. ДАН СССР, 59, 1403.
4. С. С. Калмыкова, В. И. Курилко. ПММ, 33, 1969, 638:

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАГАСАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМОВИХ ЗГУСТКАХ

В. Д. Бахтін, Л. Г. Мартиненко, О. Г. Нерух, В. А. Слюсарський

При вивченні взаємодії електромагнітних хвиль з плазмою становить інтерес визначення впливу плазових згустків, що генеруються джерелами різних типів, на розповсюдження поля. Такі дослідження мають значення для вирішення ряду технічних задач і можуть бути корисні при з'ясуванні механізму взаємодії електромагнітних хвиль з плазмою.

У даній роботі викладаються результати експериментального дослідження загасання електромагнітних хвиль субмілі-