

УДК: 621.382.2

СИМУЛЯЦІЯ ГЕНЕРАЦІЇ ЕЛЕКТРИЧНИХ КОЛИВАНЬ СУБМІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНУ ВАРІЗНИМ V_{INN}

Стороженко І.П.¹ д.ф.-м.н, професор, Сіренко П.О.² к.фіз.вих

¹Державний біотехнологічний університет, м. Харків

²Латвійська академія спортивної освіти, Ріга

Широке застосування переваг субмм діапазону електромагнітних хвиль для автоматизації процесів в АПВ стримує відсутність дешевих, малогабаритних джерел коливань. Для оптимізації таких приладів запропоновано гідродинамічну модель переносу носіїв заряду у варизонних напівпровідниках. За допомоги цієї моделі отримано та проаналізовано спектри потужності коливань приладів на основі варизонного V_{IN} у порівняння з InN -приладів. Показано, що застосування варизонного напівпровідника дозволяє на частоті 288 ГГц збільшити потужність коливань у 20 разів, а потужність постійного струму зменшити в 2 рази.

Основні напрямки використання субмм діапазону електромагнітних хвиль в АВП відомі та викликають значний інтерес [1–3]. Проблемою є відсутність ефективних активних джерел коливань для цього діапазону. Такі джерела або занадто дорогі для широкого застосування, або великі за розміром. Собівартість експериментальних досліджень є значно. Тому на перші позиції виходять числові експерименти. Одними з напівпровідникових приладів, який здатний генерувати коливання на частоті більше 100 ГГц є прилади, що працюють на ефекті міждолинного переносу електронів [4].

Найбільш точні розрахунки характеристик напівпровідникових приладів оснований на відшуканні функції розподілу електронів і дірок у різних долинах за допомогою розв'язання кінетичного рівняння Больцмана [5]. Для його розв'язання розроблено ряд приближень. Найбільш поширений – це метод Монте-Карло, який навидь для сучасної обчисленої техніки є дуже ресурсоємним [4]. Але на практиці нас цікавлять швидкість, концентрація, середня кінетична енергія носіїв заряду та інші макроскопічні характеристики. Щоб знайти їх достатньо перших членів ряду розкладення функції розподілу в ряд Лежандра [5]. Якщо розсіювання носіїв заряду квазіпружне та ізотропне, то визначення всіх макроскопічних значень величин забезпечується вже першим членом такого ряду. Тоді додаток до рівноважної функції розподілу носіїв буде таким самим, як при використанні зміщеної функції розподілу Максвела-Больцмана [5]. Цей розподіл справедливий, коли швидкість обміну імпульсом між носіями набагато більша швидкості обміну імпульсом між носіями та розсіюючими центрами. Отже, з урахування цієї особливості застосування розподілу Максвела-Больцмана дає можливість спростити методіку розв'язання кінетичного рівняння Больцмана та має гарну узгодженість з експериментальними даними та результатами, які отримані методом Монте-Карло [4].

Раніше при розв'язанні кінетичного рівняння Больцмана виключалися

силові поля, які впливають на потенціал кристалічних ґрат. У таких напівпровідниках енергетична діаграма просторово однорідна, дно зони провідності і стеля валентної зони паралельні, ширина забороненої зони постійна. Розглянемо напівпровідник, що піддається впливу як зовнішніх, так і внутрішніх силових полів, що спостерігається у варизонних напівпровідниках. Тоді, кінетичне рівняння Больцмана для електронів та дірок має вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_e}{\partial t} = & \frac{1}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} W_e \cdot \left(\frac{\partial f_e}{\partial n} \cdot \nabla n + \frac{\partial f_e}{\partial T_e} \cdot \nabla T_e + \frac{\partial f_e}{\partial m_e} \nabla m_e + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{k}_{e0i}} \frac{\partial \mathbf{k}_{e0i}}{\partial r_i} \mathbf{e}_i \right) - \\ & - \frac{1}{\hbar} \cdot (\nabla \varphi - \nabla \chi - W_e \cdot \nabla \ln m_e) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f_e + \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_g + \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_s; \quad (1) \\ \frac{\partial f_h}{\partial t} = & - \frac{1}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} W_h \cdot \left(\frac{\partial f_h}{\partial p} \cdot \nabla p + \frac{\partial f_h}{\partial T_h} \cdot \nabla T_h + \frac{\partial f_h}{\partial m_h} \nabla m_h + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}_{h0i}} \frac{\partial \mathbf{k}_{h0i}}{\partial r_i} \mathbf{e}_i \right) - \\ & - \frac{1}{\hbar} \cdot (\nabla \varphi - \nabla \chi - \nabla \mathcal{E}_g + W_h \cdot \nabla \ln m_h) \cdot \nabla_{\mathbf{k}} f_e + \left(\frac{\partial f_h}{\partial t} \right)_g + \left(\frac{\partial f_h}{\partial t} \right)_s, \quad (2) \end{aligned}$$

де f_e та f_h – функції розподілу електронів та дірок, W_e та W_h їх кінетична енергія, φ – потенціал зовнішніх сил, χ – електронна спорідненість, \mathcal{E}_g – ширина забороненої зони, $\nabla_{\mathbf{k}}$ – оператор Гамільтона в просторі імпульсу, індекси g та s позначають – генерацію та розсіювання носіїв заряду, m_e та m_h – ефективні маси електронів та дірок \mathbf{k}_{e0} та \mathbf{k}_{h0} – їх середній імпульс.

Отже, будемо вважати що функції розподілу електронів та дірок – зміщені функції розподілу Максвелла-Больцмана:

$$f_{e,h}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \frac{n_{e,h} \hbar^3}{(2\pi m_{e,h} k_B T_{e,h})^{3/2}} \exp \left\{ - \frac{\hbar^2 (\mathbf{k} - \mathbf{k}_{e,h0})^2}{2m_{e,h} k_B T_{e,h}} \right\}. \quad (3)$$

Для випадку, коли долини зони провідності та валентної зони сферично симетричні $W_e = \hbar^2 \mathbf{k}_e^2 / 2m_e$, $W_h = \hbar^2 \mathbf{k}_h^2 / 2m_h$, а також $\hbar^2 \mathbf{k}_{e0}^2 \ll k_B T_e$ та $\hbar^2 \mathbf{k}_{h0}^2 \ll k_B T_h$ можна розкласти $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ та $f_h(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ в степеневий ряд по \mathbf{k}_0 :

$$f_{eh}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) \approx \frac{\hbar^3 n_{e,h}}{(2\pi m_{eh} k_B T_{eh})^{3/2}} \exp \left\{ - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_{eh} k_B T_{eh}} \right\} \left(1 + \frac{\hbar^2}{m_{eh} k_B T_{eh}} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_{e0} \right); \quad (4)$$

Усреднення рівнянь (1) та (2) за концентрацією, імпульсом та кінетичною енергією дає рівняння неперервності, струму та балансу енергії:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \frac{\nabla \mathbf{J}_{ei}}{q} + \frac{\alpha}{q} J_e + \frac{\beta}{q} J_h + \frac{n_j}{\tau n_{ji}} + \frac{n_l}{\tau n_{li}} - \frac{n_i}{\tau n_{ij}} - \frac{n_i}{\tau n_{il}} + G - R, \quad i = 1, 2, 3; \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\nabla \mathbf{J}_h}{q} + \frac{\alpha}{q} J_e + \frac{\beta}{q} J_h + G - R; \quad (6)$$

$$\mathbf{J}_{ei} = n_i \mu_i (\nabla \chi_i - \nabla \varphi) - \mu_i k_B (\nabla n_i T_{ei} - 1,5 n_i T_{ei} \nabla \ln m_{ei}), \quad i = 1, 2, 3; \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_h = p \mu_h (\nabla \chi - \nabla \varphi + \nabla \mathcal{E}_g) + \mu_h k_B (\nabla p T_h - 1,5 p T_h \nabla \ln m_h); \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}k_B \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} &= \frac{J_{ei}}{q} (\nabla \chi_i - \nabla \varphi) + \frac{5k_B}{2q} (T_0(\alpha J_e + \beta J_h) - \nabla T_i J_{ei}) \\ &+ \frac{3}{2}k_B \left(\frac{n_j T_j}{\tau \varepsilon_{ji}} + \frac{n_l T_l}{\tau \varepsilon_{li}} + T_0(G - R) - \frac{n_i T_i}{\tau \varepsilon_i} \right); \quad (9) \\ \frac{3}{2}k_B \frac{\partial p T_h}{\partial t} &= -\frac{J_h}{q} (\nabla \chi + \nabla \varepsilon_g + \nabla \varphi) + \frac{5k_B}{2q} (T_0(\alpha J_e + \beta J_h) + \nabla T_h J_h) \\ &+ \frac{3}{2}k_B \left(T_0(G - R) - \frac{p T_h}{\tau \varepsilon_h} \right). \quad (10) \end{aligned}$$

Тут враховано три нееквівалентні долини зони провідності та одна у валентній зоні. Також для зручності додатним струмом вибрано потік електронів в електричному полі. Загальний струм провідності складається зі струму електронів в трьох нееквівалентних долинах зони провідності та струму дірок.

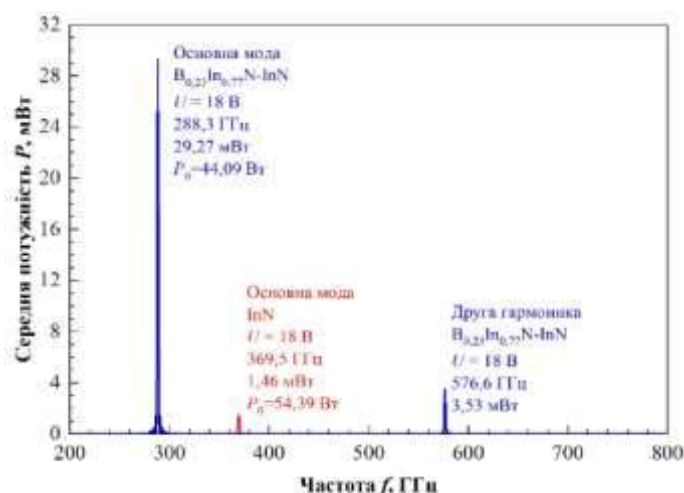
Щоб система (5) – (10) була повною застосовано рівнянням Пуассона:

$$\Delta \varphi = \nabla \varepsilon \mathbf{E} = 4\pi q(n - n_d - p + n_a), n = n_1 + n_2 + n_3. \quad (11)$$

Система рівнянь спрощується підстановкою рівняння струму у рівняння неперервності та балансу енергії. В результаті отримуємо систему нестационарних параболічних диференціальних рівнянь в частинних похідних, які апроксимуються різницевиими рівняннями з явною сіткою часу та розв'язуються методом Томсона (метод прогонки).

За допомоги описаної моделі досліджувався процес генерації електричних коливань $n^+ - n - n^+$ -структурою на основі $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ та InN . Варизонний напівпровідник $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ довжиною 0,1 мкм розташовано на початку n -області. Довжина n -області дорівнює 1,0 мкм та концентрація електронів в ній $9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 можна бачити, що генерація коливань в $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ та InN приладах відбувається в субмм діапазону. Прилад на основі InN перевищує за частотою $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ -прилад, но поступається йому у потужності, у тому числі потужності другої гармоніки. Отже, менша частота основної гармоніки $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ -приладу може бути компенсована генерацією другої гармоніки значно більшої частоти та більшої потужності, ніж основна мода коливань InN -приладу. Дуже корисною рисою варизонних приладів виявилось зменшення майже в двічі потужності постійного струму.

Таким чином, отримана модель для дослідження процесу генерації електричних коливань субмм-діапазону на основі варизонних напівпровідників. За її допомоги показано, що застосування варизонного шару $\text{V}_{0,23}\text{In}_{0,77}\text{N-InN}$ у порівнянні з InN -приладом дозволяє в 20 разів підвищити потужність власних коливань, але за рахунок зменшення їх частоти, яка склала 288 ГГц.

Рис. 1. Середня НВЧ-потужність $V_{0,23}In_{0,77}N-InN$ та InN приладів.

Список використаних джерел

1. Стороженко І. П. Огляд досягнень в терагерцових комунікаційних системах / І. М. Майборода, І. П. Стороженко, В. П. Бабенко, М. В. Кайдаш // Збірник наукових праць Національної академії Національної гвардії України. – 2016, – Т. 1, № 27. – С. 45 – 48
2. Стороженко І. П., Сіренко П. О. Терагерцова спектроскопія харчових продуктів. Всеукраїнська науково-практична конференція «Проблеми енергоефективності та якості в процесах сушіння харчової сировини». 8 червня 2023 р. Держ. біотехнол. ун-т. – Х. : ДБТУ, 2023. – С. 57.
3. P. O. Sirenko, I. P. Storozhenko, J. Zidens, A. Zusa, O. P. Yuzyk, D. Lietuviute, T. V. Kolesnyk, "Functional testing of the lower extremity muscles," *Medicini perspektivi*, Vol. 28, No 2, 2023. – С. 150–163.
4. V. Zozulia, O. Botsula, K. Prykhodko, S. Sanin, G. Katrich and S. Fedosova, "Planar GaAs-InGaAs Heterostructure for Generation in Long Wave Part of Terahertz Range," 2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), Kharkiv, Ukraine, 2022, pp. 1 – 4.
5. Esther Marley Conwell. High Field Transport in Semiconductors, 1967.

УДК 631.362

ЗАСТОСУВАННЯ МАТЕМАТИЧНОГО АПАРАТУ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ПРОЦЕСІВ СЕПАРАЦІЇ ПРИ ЧАСТИННОМУ КОВЗАНІ

Завгородній О.І. д.т.н., професор, Сіняєва О.В. ст.викл.,
Бакум М.В. к.т.н., доцент, Крекот М.М. к.т.н., доцент

Державний біотехнологічний університет

У роботі наведено результати математичного моделювання процесів сепарації з наявним частинним ковзанням при ударі часточки по робочій площині.

Найбільші складності виникають при дослідженні процесу удару. Для