

---

## ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ В InSb(Cu)

Л.Ф. ЛІННІК, Л.Г. ЛІННІК, С.В. СТАРИЙ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України  
(Пропл. Науки, 41, Київ 03680)

УДК 535.14  
© 2011

---

Показано, що легування вузькозонного напівпровідника InSb атомами міді спричиняє збільшення ефективності обертання хвильового фронту при малих інтенсивностях лазерного випромінювання.

---

Поява теплових лінз у потужних газорозрядних лазерах, а також розсіювання випромінювання на градієнті показника заломлення активного середовища в потужних газодинамічних CO<sub>2</sub>-лазерах значно обмежує можливості їх широкого технічного застосування. Виправлення спотворень хвильового фронту, пов'язаних з температурними неоднорідностями показника заломлення активного середовища, можуть бути реалізовані за допомогою дзеркал, що обертають хвильовий фронт (ОХФ) дзеркал [1, 2]. Одним з найбільш перспективних матеріалів для створення таких дзеркал є напівпровідники. Дослідженням механізму ОХФ випромінювання твердотільних та CO<sub>2</sub>-лазерів у різних нелінійних середовищах та, зокрема, у вузькозонних напівпровідниках типу InSb та InAs приділяли велику увагу [3–5]. Як було показано, невелике значення коефіцієнта двофотонного поглинання, сильне поглинання випромінювання CO<sub>2</sub>-лазера нерівноважними дірками та швидке дифузне розтікання електронів і дірок в InSb значно знижує ефективність ОХФ [3]. При великих потужностях лазерного випромінювання, завдяки збільшенню коефіцієнта двофотонного поглинання, зменшенню часу життя та довжини дифузійного розбігання нерівноважних носіїв заряду, ефективність ОХВ значно зростає. Водночас, при малих інтенсивностях збудження, зокрема для CO<sub>2</sub>-лазерів з поздовжнім розрядом, ефективність ОВФ у вузькозонних напів-

провідниках InSb та InAs залишається малою і недостатньою для їх використання в ролі ОХВ дзеркал.

У даній роботі наведено результати досліджень, які показують, що вплив перерахованих факторів можна суттєво послабити та збільшити ефективність ОХФ при малих потужностях лазерів, якщо в InSb аналогічно з наведеними раніше роботами з легування багатозарядними глибокими домішками Ge [6] ввести, наприклад, мідь, що утворює одно- та двозарядні акцепторні рівні на невеликій відстані (23 і 56 меВ відповідно) від краю валентної зони InSb [7]. У цьому випадку монополярна провідність ( $\tau_n \gg \tau_p$ ,  $\tau_n$  – час життя електронів,  $\tau_p$  – час життя дірок) перешкоджає розтіканню нерівноважної ґратки, а домішкове поглинання значно збільшує коефіцієнт поглинання при малих інтенсивностях лазерів.

Досліджували монокристалічний нелегований InSb, а також плівки InSb *n*-типу як нелеговані, так і леговані міддю. Дослідження ОХФ проводили на установці, зображеній на рис. 1. Нерівноважну ґратку у зразках InSb створювали опорною хвилею I, генерованою ТЕА CO<sub>2</sub>-лазером (1) потужністю 2 МВт і тривалістю імпульсу 200 нс, а також відбитою від дзеркала (6) хвилею II. Пробну хвилю III, відбиту від просвітленого з одного боку Ge дзеркала (3), направляли на зразок (5) під кутом  $\approx 10^\circ$  і там вона формувала додаткову ґратку, яка генерувала обернену хвилю IV. Послаблення випромінювання CO<sub>2</sub>-лазера (1) здійснювалось фільтрами CaF<sub>2</sub> (2). Компенсацію різниці оптичних шляхів опорної I та пробної III хвиль здійснено товстою Ge пластиною (9). Реєстрацію випромінювання здійснювали Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te-приймачем (8). Методика вимірювання поглинання випромінювання одномодового CO<sub>2</sub>-лазера нерівноважними

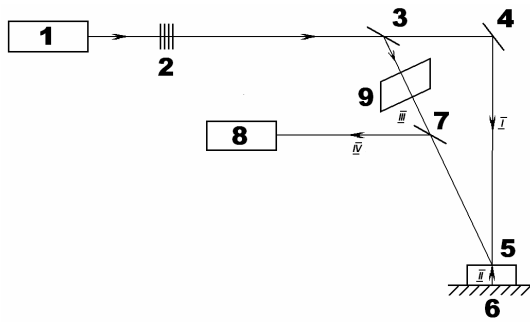


Рис. 1. Схема вимірювань ОХФ: 1 – CO<sub>2</sub>-лазер; 2 – фільтри CaF<sub>2</sub>; 3, 7 – напівпрозорі дзеркала; 4 – дзеркало 99%; 5 – зразок InSb; 6 – дзеркало 99%; напилене на InSb; 8 – приймач ГЧ-випромінювання; 9 – Ge пластина, I, II – опорні хвилі, III – пробна хвиля, IV – обернена хвиля

носіями заряду була аналогічна до методик, які застосовувались раніше для інших напівпровідників [8, 9].

На рис. 2 наведено результати досліджень монокристалічного нелегованого InSb (крива 1). Як видно, сигнал поглинання  $\Delta M = M(1 - \exp(-\sigma_{n+p}\Delta p d))$  при малих інтенсивностях випромінювання CO<sub>2</sub> лазера ( $I$ ) зумовлений двофотонним поглинанням, і концентрація нерівноважних носіїв  $\Delta n = \Delta p \sim I^2$ . Разом з тим, при великих інтенсивностях  $\Delta M$  прямує до сигналу  $M$ , одержаного при механічній модуляції випромінювання зондуєчого CO<sub>2</sub>-лазера.

Сигнал ОХФ (крива 2) у цьому ж зразку при “малих” інтенсивностях надлінійно зростає зі збільшенням  $I$  і насичується при тих же  $I$ , що і сигнал поглинання  $\Delta M = f(I)$  (крива 1). Це свідчить про те, що механізми насичення сигналів ОХФ ( $I$ ) і  $\Delta M = f(I)$  в нелегованих товстих ( $d \gg \lambda$ ) зразках InSb однакові і пов’язані не зі зміною механізму ОХФ та рекомбінації, а зі збільшенням коефіцієнта поглинання випромінювання CO<sub>2</sub>-лазера нерівноважними носіями заряду  $k = \sigma_{n+p}\Delta p$ , де переріз захоплення  $\sigma_{n+p} \approx 10^{-15}$  см<sup>2</sup> при  $T = 300$  К. Тому для розширення динамічного діапазону сигналу ОХФ по інтенсивності випромінювання основні вимірювання проводились на тонких зразках ( $d$  – товщина зразків кривих 1, 2  $\approx 0,8$  мм, кривої 4  $\approx 0,012$  мм), тобто в лінійній області закону Бугера–Ламберта, де  $\sigma_{n+p}\Delta p d \ll 1$ . На рис. 2 (криві 3, 4) наведено результати досліджень ОХФ в легovanому (крива 3) і нелегованому (крива 4) InSb. Легування проводили відомим методом дифузії атомів Cu при температурі  $\sim 400$  °С та часі відпаду 40 хв. Згідно з [10] гранична розчинність міді  $N_0$  в InSb за цих умов сягає  $\approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. При цьому енергетичний рі-

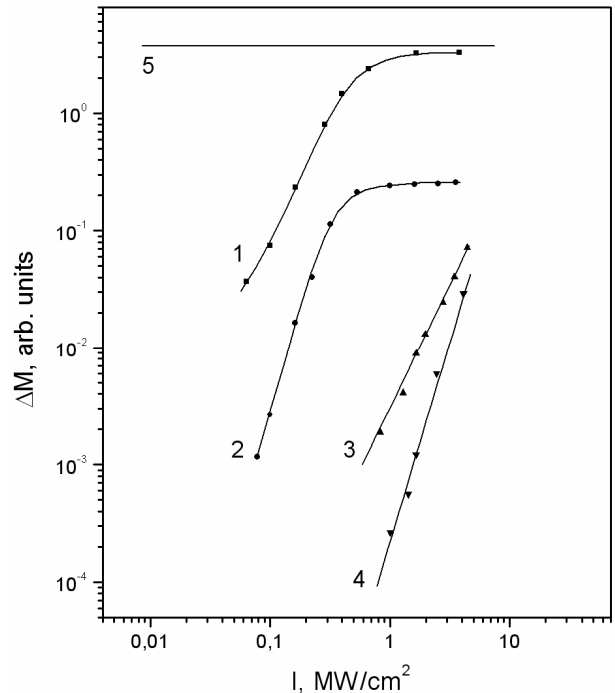


Рис. 2. Залежність сигналів ОХФ та  $\Delta M$  від інтенсивності при 300 К: 1 –  $\Delta M = f(I)$  в InSb  $d = 0,8$  мм, 2 –  $I_{IV} = f(I)$  в InSb  $d = 0,8$  мм, 3 –  $I_{IV} = f(I)$  в InSb (Cu)  $d = 12$  мкм, 4 –  $I_{IV} = f(I)$  в InSb, 5 –  $M$ -сигнал  $\Delta M$  при повному перекритті зондуєчого ІК-випромінювання

вень Cu<sup>-</sup> цілком заповнений електронами і за умови  $N_D \gg N_0$  захоплює ще електрони із зони провідності і переходить в рівень Cu<sup>2-</sup>. Для зведення результатів до одних і тих самих початкових умов плівку InSb ( $n \approx 7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $d \approx 0,012$  мм), вирощену на GaAs-підкладці ( $\varnothing 20$  мм), розрізали навпіл і одну з частин плівки легували міддю.

Як видно, нахил залежності сигналу ОХФ у плівці (крива 4) практично такий, як і в об’ємному InSb (крива 2), з тією лише різницею, що в об’ємному InSb реалізується нестационарний випадок збудження нерівноважних носіїв заряду при двофотонному поглинанні випромінювання CO<sub>2</sub>-лазера ( $\tau_{\text{ннз}} \gg t_u$ ) і сигнал ОХФ насичується при  $\sigma_{n+p}\Delta p d \gg 1$ , а у плівках InSb – стаціонарний ( $\tau_{\text{ннз}} \approx 10^{-8}$  с  $\ll t_u$ ) і сигнал ОХФ не насичується, оскільки  $\sigma_{n+p}\Delta p d \ll 1$ . Причому в обох випадках нахил залежності сигналу ОХФ від  $I$  у подвійному логарифмічному масштабі дорівнює 3, що відповідає в наведеній схемі вимірювання оберненню хвильового фронту при двофотонному поглинанні. У той же час нахил залежності сигналу ОХФ від  $I$  в InSb (Cu) (крива 3) становить 2, що

можливо при однофотонному поглинанні випромінювання в даній схемі вимірювань.

Дійсно, ширина забороненої зони InSb при  $T = 300$  К становить 0,167 еВ, енергія стану другого двозарядного рівня  $Cu^{2-} \sim 0,056$  еВ [7]. Тобто для однофотонного поглинання досить кванта з енергією 0,111 еВ, тоді як енергія кванта випромінювання  $CO_2$  лазера дорівнює 0,117 еВ. Таким чином, легування  $n$ -InSb атомами Cu, які утворюють два рівні в забороненій зоні, дозволяє суттєво впливати на властивості плівок, пов'язаних із процесами поглинання, рекомбінації та дифузії нерівноважних носіїв заряду, а, відповідно, і на ефективність ОХФ, особливо при малих потужностях лазерів. Це може бути використано при розробці ОХВ дзеркал для  $CO_2$ -лазерів, виготовлених на основі вузькозонних напівпровідників.

1. Б.Я. Зельдович, Т.В. Яковлева, Квантовая электроника **8**, 1891 (1981).
2. В.И. Кисленко, А.Д. Ломакин, Квантовая электроника **36**, 263 (2006).
3. Н.Г. Басов, В.И. Ковалев, Ф.С. Файзулов, Изв. АН СССР сер. физ. **48**, 1407 (1984).
4. В.И. Кисленко, В.Л. Стрижевский, Изв. АН СССР. Сер. физ. **45**, 976 (1981).
5. В.Д. Булаев, А.Э. Видавский, В.И. Ковалев, В.В. Куликова, Квантовая электроника **25**, 243 (1998).
6. К.Д. Глинчук, *Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов* (Вильнюс, 1969), с. 99.
7. Ю.Л. Ильин, И.Г. Пичугин, В.С. Сорокин, *Полупроводниковые соединения  $A^{III}B^V$ . Справочник по*

*электронно-техническим материалам* (Энергоатомиздат, Ленинград, 1988), т. 3, с. 488.

8. Л.Ф. Линник, *Полупроводниковая техника и микроэлектроника* (Наукова думка, Киев, 1975), с. 84.
9. Л.Ф. Линник, Л.Г. Линник, *Квантовая электроника* (Наукова думка, Киев, 1978), с. 106.
10. H.J. Stocker, Phys. Rev. **10**, 2160 (1963).

Одержано 09.10.10

#### ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В InSb(Cu)

*Л.Ф. Линник, Л.Г. Линник, С.В. Старый*

#### Резюме

Показано, что легирование узкозонного полупроводника InSb атомами меди ведет к увеличению эффективности обращения волнового фронта при малых интенсивностях лазерного излучения.

#### PHASE CONJUGATION IN InSb(Cu)

*L.F. Linnik, L.G. Linnik, S.V. Staryi*

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(41, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine)

#### Summary

It is shown that the doping of narrow-band semiconductor InSb by copper leads to an enhancement of the phase conjugation efficiency at low intensities of laser radiation.