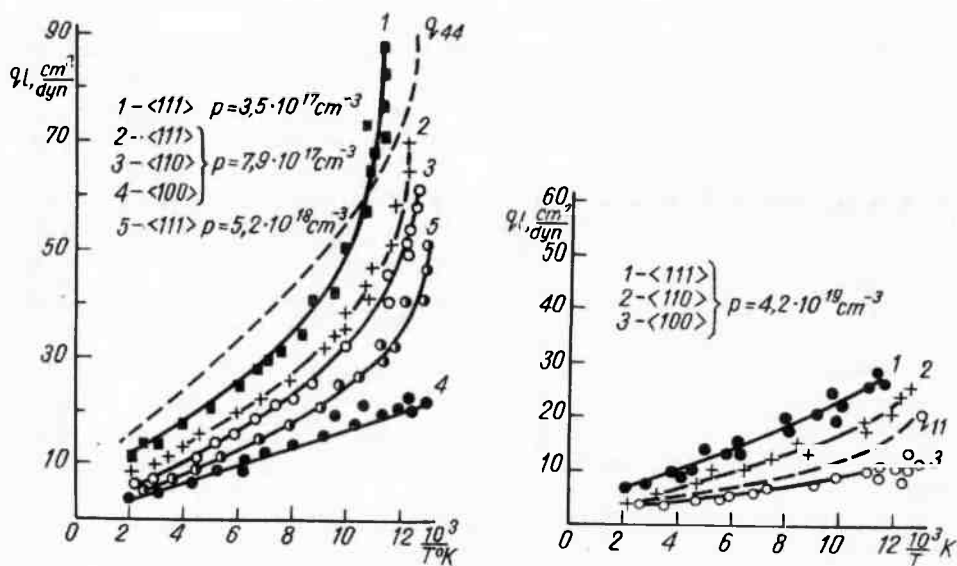


Siła piezotermoelektryczna w arsenku galu typu p

Badania siły piezotermoelektrycznej w deformowanych próbkach arsenku galu umożliwiają uzyskanie informacji dotyczących widma energetycznego nośników ładunku, a także pozwalają ocenić wpływ różnych mechanizmów rozpraszania na współczynniki kinetyczne.

W niniejszej pracy opisane są badania nad wpływem mechanicznej deformacji na współczynnik siły termoelektrycznej w próbkach arsenku galu o koncentracji dziur $p=10^{17}$ - 10^{18}cm^{-3} i orientacji krystalograficznej $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$.

W przeprowadzonych badaniach zwrot kierunku deformacji był zgodny ze zwrotem kierunku gradientu temperatury. Badania przeprowadzono w zakresie temperatur 78 - 500 K. Mechaniczne naprężenia w próbkach były nie większe niż $2,5 \cdot 10^8 \text{dyn/cm}^2$ przy gradientie temperatur $\Delta T = 8 \pm 0,5^\circ\text{C}$.



Rys. 1 i 2. Temperaturowe zależności współczynników siły piezotermoelektrycznej $\square \times \odot \ominus \oplus$ - zależności eksperymentalne, linia przerywana - zależność teoretyczna

Na rys. 1 i 2 przedstawiono otrzymane eksperymentalne zależności współczynników q_{11} od temperatury. Brak możliwości pomiaru "poprzecznej" siły elektromotorycznej

nie pozwolił jednak na bezpośrednie wydzielenie stałych siły piezotermoelektrycznej a_{11}, a_{44} .

Wielkość siły piezotermoelektrycznej w GaAs typu p zależy od kierunku krystalograficznego, koncentracji swobodnych nośników większościowych i temperatury. Anizotropia siły piezotermoelektrycznej jest analogiczna do anizotropii efektu piezorezystywnego.

Współczynnik siły piezotermoelektrycznej w zakresie temperatur 100 - 500 K zależy w sposób liniowy od temperatury. Okazało się, że wraz ze zmniejszeniem temperatury następuje liniowy wzrost "podłużnych" współczynników a_{11}/T . W próbkach o mniejszej koncentracji swobodnych dziur zjawisko to następuje wcześniej tj. w obszarze niższych temperatur. Przeprowadzenie bardziej dokładnej analizy zmian w funkcji temperatury "podłużnych" stałych a'_{11} jest trudne ze względu na złożony charakter zależności szeregu parametrów lekkich i ciężkich dziur od temperatury i koncentracji.

Zgodnie z podanymi w [1] zależnościami

$$Z_{11}^{\sigma} = \pm \frac{3 B b}{5 \bar{B} [(r+5/2)K_0 T - \mu^*] (r+3/2)} \quad /1/$$

$$Z_{44}^{\sigma} = \pm \frac{3 D d}{20 \bar{B} [(r+5/2)K_0 T - \mu^*] (r+3/2)} \quad /2/$$

przeprowadziliśmy obliczenia zależności "podłużnych" współczynników a_{11} od temperatury dla arsenku galu typu p o koncentracji dziur $p = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ oraz współczynników a_{44} dla arsenku galu o koncentracji dziur $p = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. W równaniach /1/ i /2/ znak \pm odpowiada odpowiednio ciężkim i lekkim dziurom.

Otrzymane zależności "podłużnych" współczynników a'_{11} przedstawione są na rys. 1 i 2 liniami przerywanymi. Dla przeprowadzenia obliczeń przyjęto, że dla próbek GaAs o koncentracji $p = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zasadniczym mechanizmem rozpraszania ciężkich i lekkich dziur jest rozpraszanie na jonach domieszek i na akustycznych drganiach siatki krystalicznej.

Dla drugiej pary próbek GaAs o koncentracji dziur $p = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ uznano, że rozpraszanie zachodzi tylko na jonach domieszek. Znaczenia stałych b i d występujących w równaniach /1/ i /2/ użyto na podstawie pracy [1].

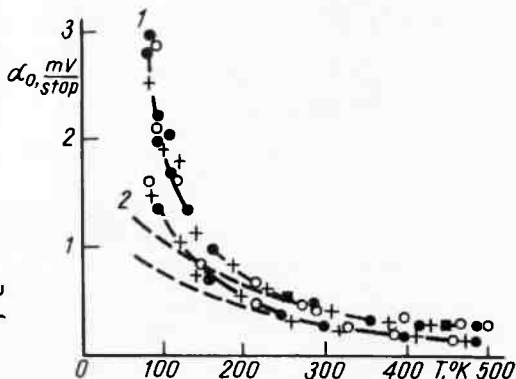
Jak widać z rys. 1 i 2 teoretyczne /obliczone zgodnie z powyższymi uwagami/ zależności a_{11}/T mają identyczny kształt z otrzymanymi eksperymentalnie zależnościami współczynników siły piezotermoelektrycznej.

Jak wykazały obliczenia, nieliniowy wzrost wielkości a'_{11} występujący przy obniżaniu temperatury związany jest ze zmianą położenia poziomu Fermiego. Wynika to także z analizy równań /1/ i /2/. Jednak gwałtowny wzrost uzyskanych w wyniku wartości "podłużnych" współczynników siły piezotermoelektrycznej dla próbek GaAs typu p o koncentracji dziur $p = 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ w zakresie temperatur azotowych nie jest zgodny z teorią.

Interpretacja tego zjawiska jest możliwa przy uwzględnieniu m.in. wpływu "unoszenia fononowego" na siłę termoelektryczną deformowanych próbek.

Jak widać z rys. 1 i 2, gwałtowny wzrost współczynników a'_{11} w zakresie temperatur $T < 90 \text{ K}$ występuje tylko w próbkach arsenku galu o koncentracji dziur $p = 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, przy czym im mniejsza jest koncentracja nośników prądu, tym wyższa jest temperatura, w której rozpoczyna się opisywane zjawisko.

Rys. 3 przedstawia eksperymentalne zależności różniczkowej siły termoelektrycznej $\alpha_0 = \dot{f}/T$ dla opisywanych wyżej próbek. Także i tutaj nie można wyjaśnić charakteru zależności α_0 w zakresie temperatur $T < 100$ K bez uwzględnienia zjawiska "unoszenia fononowego". Zależności teoretyczne $\alpha_0 = \dot{f}/T$ przy $m_p^* = 0,7 m_0$ [2] przedstawione są na rys. 3 liniami przerywanymi.



Rys.3. Zależność różniczkowej siły termoelektrycznej od temperatury dla arseniku голу typu p, $\circ \bullet \times \square$ - zależności eksperymentalne, linia przerywana - zależność teoretyczna

W zakresie niskich temperatur współczynnik siły termoelektrycznej dla jednego typu dziur można zapisać w postaci:

$$\alpha_{1,h} = \alpha_{1,h}^p + \alpha_{1,h}^f, \quad /3/$$

gdzie $\alpha_{1,h}^f$ jest składową fononową siły termoelektrycznej, którą można wyrazić zależnością podaną w [1]:

$$\alpha_{1,h}^f = \frac{K_0}{e} \left[\frac{m_{1,h}^* C_{\lambda}^2 \langle \tau f \rangle_{1,h}}{K_0 T \langle \tau \rangle_{1,h}} \right], \quad /4/$$

gdzie $\tau_{1,h}$ jest czasem relaksacji ciężkich i lekkich dziur na "podłużnych" długo - falowych fononach, C jest szybkością podłużnych fal dźwiękowych, a wielkość $\langle \tau f \rangle$ czasem relaksacji fononów długofalowych, określanych w szczególności częstotliwością drgań [3]:

$$\tau_{1,h} = \tau_{0,1,h} E^{3/2}, \quad /5/$$

Wartość $\tau_{0,1,h}$ obliczono opierając się na rezultatach pracy [4], przyjmując wartości m_h^* i m_l^* zgodnie z [5, 6] jako równe odpowiednio $0,12 m_0$ i $0,68 m_0$.

Wiadomo, że przy deformacji próbki część fononów zmienia się, a zmianę tę można zapisać w postaci równania

$$\omega_{ij} = \omega_0 / \gamma + \delta_{ijkl} \cdot \epsilon_{ki} + \dots, \quad /6/$$

Zgodnie z [7] przy "podłużnej" deformacji kryształu zmiana średniej częstotliwości fononów jest wprost proporcjonalna do pierwszej potęgi tensora deformacji:

$$\langle \delta_{ijkl} \rangle = - \frac{C_{ijkl} \beta_{kl}}{N D} \quad /7/$$

gdzie C_{ijkl} - stałe sprężystości kryształu, β_{kl} - stałe rozszerzalności termicznej, N - ilość molekuł, γ - pojemność cieplna odniesiona do średniej cząsteczki.

Wartość $\langle \delta_{ijkl} \rangle$ dla arseniku galu, zgodnie z równaniem /7/ może wynosić około 3.

Przy deformacji kryształu występuje zmiana rozkładu częstotliwości fononów, co powoduje zmianę czasu relaksacji fononów długofalowych. Oprócz tego wielkość τ^f ulega zmianie także ze względu na zmianę energii oraz masy efektywnej ciężkich i lekkich dziur. Tak więc przy deformacji w równaniu /4/ ulega zmianie cały mnożnik, tj.

$$\frac{\tau_{l,h} \cdot \tau^f / \tau'_{l,h}}{\langle \tau_{l,h} \rangle}$$

Zgodnie z całym szeregiem prac w równaniu /4/ przy deformacji pomijając zmianę szybkości dźwięku C_λ .

Z równania /4/ widać, że zmiana fononowej składowej siły termoelektrycznej zależy od zmiany trzech wielkości $\tau_{l,h}$, τ^f , $\tau'_{l,h}$. W danym przypadku trudno jest określić ilościowy wpływ każdej z tych trzech składowych na współczynnik $\alpha_{11} / T / \text{GaAs}$. W tym celu należałoby przeprowadzić cały szereg szczegółowych badań dla określenia rozkładu widma fononowego GaAs.

Korzystając z otrzymanych eksperymentalnie wartości współczynników siły piezotermoelektrycznej /rys. 1,2/ określono wielkości zmian masy efektywnej gęstości stanów przy deformacji. Po pewnych przekształceniach [1] równanie /1/, określające różniczkową siłę termoelektryczną próbek GaAs typu p o koncentracji swobodnych dziur $p = 3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, można przedstawić w postaci:

$$\alpha_o = \frac{K_o}{e} \left[\frac{r}{r + \frac{5}{2}} + \ln \frac{2 \sqrt{2\pi} m_p^* K_o T^{3/2}}{h^3 p} \right], \quad /8/$$

Podobnie dla arsenku galu o koncentracji dziur $p = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ równanie /1/ można napisać w postaci:

$$\alpha_o = \frac{2 K_o^2 T}{eh^2} \frac{r}{r + \frac{3}{2}} \left[\frac{\pi^{3/2} m_p^*}{3^{5/2} p^{2/3}} \right], \quad /9/$$

ZMIANA WARTOŚCI MASY EFEKTYWNEJ DLA RÓŻNYCH KIERUNKÓW KRystalOGRAFICZNYCH W DEFORMOWANYM ARSENKU GALU TYPU p.

| Nr | T, K | Orientacja krystalograficzna | $\Delta m_p^* / \%$ | |
|----|------|------------------------------|---|---|
| | | | $p = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | $p = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ |
| 1 | 300 | <111> | 0,214 | 0,128 |
| | | <110> | 0,184 | 0,082 |
| | | <100> | 0,091 | 0,074 |
| 2 | 220 | <111> | 0,285 | 0,201 |
| | | <110> | 0,210 | 0,140 |
| | | <100> | 0,105 | 0,083 |
| 3 | 255 | <111> | 0,334 | 0,251 |
| | | <110> | 0,259 | 0,175 |
| | | <100> | 0,148 | 0,098 |

W tabelicy podano obliczone na podstawie równań /8/ i /9/ względne zmiany efektownej masy gęstości stanów przy deformacji arsenku galu typu p dla różnych orientacji krystalograficznych.

Jak widać z tablicy, ze względu na symetrię osi deformacji przy ściskaniu w kierunku $\langle 100 \rangle$ w stosunku do "garbów" izoenergetycznej powierzchni pasma ciężkich dziur, konfiguracja izoenergetycznej powierzchni zmienia się nieznacznie, a zatem wielkość efektu α_{ij} w tym kierunku dla arsenku galu powinna być minimalna.

Największy efekt powinien występować w kierunku $\langle 111 \rangle$. Deformacja kryształu w tym kierunku prowadzi do znacznej zmiany konfiguracji izoenergetycznej powierzchni pasma ciężkich dziur. Efektywna masa dziur zmniejsza się, rośnie ruchliwość i zwiększa się wpływ ciężkich dziur na przewodnictwo elektryczne w kierunku $\langle 111 \rangle$.

Literatura

1. Семенов А.И.: Автореферал Кандидатской диссертации НЭТИ, Новосибирск, 1970
2. Свиридов И.Ф., Ирешнов В.А.: Известия АНССР, 6, 487, 1971
3. Ансолям А.И.: Введение в теорию полупроводников, физматгиз М.-Л, 1962.
4. Бир Г.Л., Нормантас Е., Никус Т.Е.: ФТТ, 4, 1180, 1962
5. R. Braunstein, L. Magid, Phys. Rev. 11, 480 1958
6. R. Braunstein, J. Phys. Chem. Sol., 8, 280 1959
7. Тиман Б.Л.: ФТТ, 1279, 1966.

Wojciech JAKUBICKI, Jan WEYHER

WAT

Łukasz KACZYŃSKI

ONPMP

Badania faz wzrostu monokryształów krzemu otrzymywanych metodą VLS z zastosowaniem złota i platyny

WSTĘP

W ramach pracy badawczej nad krystalizacją krzemu metodą VLS podjęto próbę określenia wpływu różnych pierwiastków, tworzących fazę ciekłą, na prawidłowy wzrost kryształów. Do badań porównawczych wybrano złoto i platynę, które spełniają wszystkie wymagania stawiane pierwiastkom, tworzącym fazę ciekłą [1], a także działają katalitycznie na redukcję czterochloru krzemu wodorem. Dla określenia czynników warunkujących prawidłowy wzrost według mechanizmu VLS zaistniała konieczność wykonania analiz ilościowych i jakościowych pierwiastków biorących udział w procesie wzrostu. Z tego punktu widzenia istotna jest faza procesu A i D [2], tj. faza odpowiadająca zakończeniu stopienia pierwiastka tworzącego ciecz z materiałem podłoża oraz zakończeniu wzrostu kryształu według mechanizmu VLS.

Ze względu na 1/ małe rozmiary obszarów analizowanych /średnica do kilkuset mikrometrów/, 2/ konieczność kontroli składu chemicznego końcówek kryształów po poszcze-