

Marian NOWAK

OPIS TEORETYCZNY FOTOPRZEWODNICTWA W CIENKIEJ WARSTWIE PÓŁPRZEWODNIKOWEJ NA GRUBEJ PŁYTCE

Streszczenie. Podano opis matematyczny liniowego rozkładu natężenia światła w cienkiej warstwie na grubym podłożu z uwzględnieniem gausowskiego rozkładu zmian fazy promieniowania przechodzącego przez tę warstwę. Uwzględniając ten rozkład przestrzenny oraz związane z nim efektywne natężenie światła absorbowanego w cienkiej warstwie wprowadzono wzór na natężenie prądu fotoprzewodnictwa w tej warstwie. Opisuje on zarówno piki interferencyjne w widmowych charakterystykach prądu fotoprzewodnictwa, jak i ich zanik w przypadku niekoherencyjności promieniowania wewnątrz odbitego w cienkiej warstwie.

THEORETICAL DESCRIPTION OF PHOTOCONDUCTIVITY IN A THIN FILM ON A THICK SUBSTRATE

Summary. Formulae describing spatial distribution of radiation in thin film on thick substrate are given taking into account gaussian distribution of the change in phase of radiation traversing the film. This spatial distribution and effective intensity of radiation was used to describe intensity of photoconductivity current in the thin film. The appropriate formula describes the interference fringes in spectral characteristics of photoconductivity as well as the decay of them in the case of incoherent radiation internally reflected in thin film.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ НА ТОЛСТОЙ ПОДЛОЖКЕ

Резюме. Математически описано линейное разложение интенсивности света по толщине тонкой пленки на толстой подложке учитывая гауссовское разложение смены фазы излучения проходящего через пленку. Принимая во внимание это разложение и следовательно эффективную интенсивность излучения математически описано напряжение тока фотопроводимости в тонкой пленке. Оно способно для описания интерференционных осцилляций в спектральных характеристиках фотопроводимости и их затухания в случае некогерентности излучения внутренне отраженного в тонкой пленке.

1. Wstęp

Cienkie warstwy materiałów półprzewodnikowych znajdują liczne zastosowania w optoelektronice i mikroelektronice. Do realizacji tych zastosowań konieczna jest znajomość między innymi wartości czasów życia i ruchliwości unoszenia nośników ładunku, oraz widmowej zależności współczynnika efektywnej wydajności kwantowej fotonów generujących w półprzewodniku swobodne nośniki ładunku. Informacji tych mogą dostarczyć pomiary fotoprzewodnictwa elektrycznego. Jednak do ich interpretacji konieczne jest stosowanie opisu teoretycznego adekwatnego do warunków, w jakich zostały one przeprowadzone.

Jednym z najważniejszych warunków eksperymentalnych określających badania zjawiska fotoprzewodnictwa w cienkich warstwach jest występowanie w nich interferencji promieniowania wewnątrz odbitego. Efekt tym wywołany nazywany jest fotoprzewodnictwem interferencyjnym [1, 2]. Jego pierwszy opis teoretyczny został opublikowany w pracy [1]. W opisie tym założono, iż cienka warstwa materiału półprzewodnikowego występuje samodzielnie, tzn. bez płytki podłożowej. W pracy [2] rozwinięto opis fotoprzewodnictwa interferencyjnego na przypadek, w którym warstwa półprzewodnika przylega do innych warstw płaskorównoległych. Wzięto przy tym pod uwagę występowanie efektów interferencyjnych we wszystkich warstwach. Tymczasem w prowadzonych badaniach najczęściej występuje przypadek, w którym płaskorównoległa, cienka, jednorodna, izotropowa warstwa półprzewodnika o grubości w przylega do grubej płaskorównoległej płytki podłożowej nie absorbującej fali elektromagnetycznej. Określenie cienka warstwa związane jest ze spełnieniem warunku

$$w \ll \frac{\lambda^2}{2\pi\Delta\lambda} \quad (1)$$

($\Delta\lambda$, λ – szerokość i środkowa wartość przedziału długości fal promieniowania elektromagnetycznego padającego na półprzewodnik, n – część rzeczywista współczynnika załamania promieniowania w półprzewodniku). Z warunku (1) wynika konieczność uwzględnienia interferencji promieniowania wielokrotnie wewnątrz odbitego w warstwie półprzewodnika [3].

Określenie gruba płytki podłożowa związane jest ze spełnieniem warunku

$$w_2 \gg \frac{\lambda^2}{2n_2\Delta\lambda} \quad (2)$$

(w_2 – grubość płytki podłożowej, n_2 – współczynnik załamania promieniowania w materiale tej płytki). Nierówność (2) jest warunkiem pomijalności zjawiska interferencji promieniowania wielokrotnie wewnątrz odbitego we wnętrzu tej płytki [3].

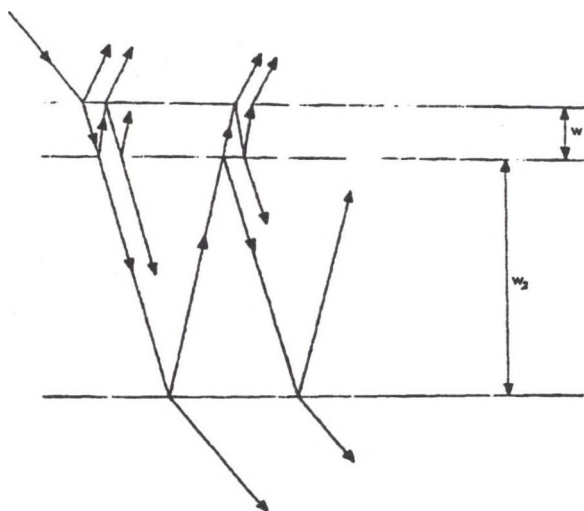
Występowanie płytki podłożowej, do której przylega rozpatrywana warstwa półprzewodnika (rys. 1), powoduje, iż część promieniowania przechodzącego przez warstwę zostaje odbita od tylnej powierzchni płytki podłożowej i pada na warstwę od strony jej tylnej powierzchni. Dla ułatwienia dalszego opisu nazwiemy tę część promieniowania oświetleniem wtórnym. Promieniowanie to „oświetla” warstwę od tyłu. Ze względu na warunek (2) nie interferuje ono z promieniowaniem „pierwotnym” oświetlającym warstwę od przodu. W związku z tym, obliczając całkowite natężenie promieniowania w warstwie półprzewodnika, musimy dodawać do siebie natężenia dwóch składowych. Przy tym dla każdej z tych składowych traktowanych oddzielnie zachodzi zjawisko interferencji promieniowania w warstwie półprzewodnika.

Tego typu konfiguracja geometryczna próbki została po raz pierwszy uwzględniona w opisie fotoprzewodnictwa w pracy [4]. Jednak w zacytowanej pracy uwzględniono jedynie półempiryczną aproksymację rozkładu natężenia światła w warstwie półprzewodnika. Poza tym w pracach [1, 2, 4] rozpatrywano fotoprzewodnictwo jedynie w przypadkach, w których koncentracja nadmiarowych nośników ładunku generowanych w półprzewodniku światłem jest znacznie mniejsza od tzw. koncentracji nośników równowagowych występujących w półprzewodniku nieoświetlonym. Sytuacja ta jest niezgodna z warunkami eksperymentów prowadzonych np. na cienkich warstwach wysokooporowego amorficznego krzemu.

W związku z powyższym celem niniejszej pracy jest uściślenie opisu teoretycznego zjawiska fotoprzewodnictwa, tak aby odpowiadał on warunkom prowadzonych eksperymentów.

2. Rozkład natężenia promieniowania w cienkiej warstwie na grubej płytce

Założymy, iż płaskorównoległa, cienka, jednorodna, izotropowa warstwa półprzewodnika przylega do grubej płasko równoległej płytki podłożowej nie absorbującej fali elektromagnetycznej (rys. 1). Grubość w warstwy półprzewodnika oraz grubość w_2 płytki podłożowej spełniają odpowiednio warunki (1) i (2). Jakościowy opis propagacji światła w próbce został przedstawiony we Wstępie. Założymy, iż promieniowanie jednorodnie oświetlające powierzchnię XZ próbki pada na nią prostopadłe i jest pochłaniane w kierunku osi Y . Współczynnik absorpcji promieniowania w warstwie półprzewodnika wynosi $k_1 = k$. Próbka przylega do półnieskończonego, absorbującego promieniowanie ośrodka o części rzeczywistej współczynnika załamania n_3 i współczynnika absorpcji k_3 (w szczególnym przypadku może występować $k_3 = 0$, $n_3 = n_1 = 1$, gdzie n_1 oznacza współczynnik załamania gazu lub próżni, z których światło pada na próbkę).



Rys. 1. Schemat propagacji promieniowania w strukturze dwuwarstwowej (w – grubość cienkiej warstwy, w_2 – grubość grubej płytki)

Fig. 1. Scheme of radiation propagation in a doublelayer structure (w – thicknesses of a thin film, w_2 – thicknesses of a thick plate)

Nateżenia kolejnych wiązek promieniowania padającego od tyłu na warstwę półprzewodnika wskutek odbić od tylnej powierzchni płytki podłożowej wynoszą

$$I_1^- = I_0 T_f R_3, \quad I_2^- = I_1^- R_f R_3, \quad \dots, \quad I_m^- = I_{m-1}^- R_f R_3 \quad (3)$$

gdzie m – numer kolejnej wiązki, I_0 – natężenie oświetlenia pierwotnego, R_3 – energetyczny współczynnik odbicia promieniowania od tylnej powierzchni płytki podłożowej

$$R_3 = |r_3|^2, \quad (4)$$

T_f – energetyczny współczynnik transmisji promieniowania przez warstwę półprzewodnika

$$T_f = \frac{(1 - |r_1|^2)(1 - |r_2|^2)e^{-K}}{1 + |r_1|^2|r_2|^2e^{-2K} + 2|r_1||r_2|e^{-K} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \Gamma_2)}, \quad (5)$$

R_f – energetyczny współczynnik odbicia promieniowania padającego na warstwę półprzewodnika od strony jej tylnej powierzchni

$$R_f = \left| \frac{-r_2 - r_1 e^{-K} \exp(-i\Gamma_2)}{1 - r_1 r_2 e^{-K} \exp(-i\Gamma_2)} \right|^2, \quad (6)$$

gdzie Fresnelowskie współczynniki odbicia i transmisji są wyrażone wzorami

$$r_j = \frac{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1}) - (n_j - i\kappa_j)}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1}) + (n_j - i\kappa_j)} = |r_j| \exp(i\varphi_j), \quad (7)$$

$$t_j = \frac{2(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1}) + (n_j - i\kappa_j)} = |t_j| \exp(i\beta_j), \quad (8)$$

w których j oznacza numer kolejnej powierzchni międzyfazowej,

$$\Gamma_2 = \frac{4\pi n w}{\lambda} \quad (9)$$

jest zmianą fazy fali przy jej dwukrotnym przejściu przez warstwę o grubości w .

Sumując natężenia (3) obliczamy wypadkowe natężenie oświetlenia wtórnego

$$I_0^- = \sum_{m=1}^{+\infty} I_m^- = \frac{T_f R_3}{1 - R_f R_3} I_0. \quad (10)$$

Korzystając ze wzoru opisującego rozkład natężenia promieniowania w pojedynczej warstwie [1], otrzymujemy następujące wzory:

- dla oświetlenia pierwotnego

$$I^+ = \frac{e^{-ky} + |r_2|^2 e^{-k(w-y)} + 2|r_2|e^{-k} \cos(\gamma y - \Gamma + \varphi_2)}{1 + |r_1|^2|r_2|^2 e^{-2K} + 2|r_1||r_2|e^{-K} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \Gamma_2)} (1 - |r_1|^2) I_0 \quad (11)$$

- dla oświetlenia wtórnego

$$I^- = \frac{e^{-k(w-y)} + |r_1|^2 e^{-ky} e^{-K} - 2|r_1| e^{-K} \cos(\gamma y - \varphi_1)}{1 + |r_1|^2 |r_2|^2 e^{-2K} + 2|r_1||r_2| e^{-K} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \Gamma_2)} (1 - |r_1|^2) I_0^-. \quad (12)$$

Stąd całkowite natężenie promieniowania w badanej warstwie wyraża się wzorem

$$I_f = I_{f0} [g_1 e^{-ky} + g_2 e^{ky-K} + 2g_3 e^{-K} \cos(\gamma y + \psi)], \quad (13)$$

gdzie

$$I_{f0} = \frac{(1 - |r_1|^2) I_0}{1 + |r_1|^2 |r_2|^2 e^{-2K} + 2|r_1||r_2| e^{-K} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \Gamma_2)} \quad (14)$$

oznacza efektywne natężenie promieniowania wnikającego do cienkiej warstwy,

$$g_1 = [1 + D|r_1|^2 e^{-K}], \quad (15)$$

$$g_2 = [|r_2|^2 e^{-K} + D], \quad (16)$$

$$g_3 = \{[|r_2|^2 + D^2|r_1|^2 - 2D|r_1||r_2| \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - \Gamma_2)]^{1/2}, \quad (17)$$

$$\sin \psi = [-|r_2| \sin(\varphi_2 - \Gamma_2) - D|r_1| \sin \varphi_1] g_3^{-1}, \quad (18)$$

$$\cos \psi = [|r_2| \cos(\varphi_2 - \Gamma_2) - D|r_1| \cos \varphi_1] g_3^{-1}, \quad (19)$$

$$D = \frac{T_f R_3 (1 - |r_2|^2)}{(1 - |r_1|^2)(1 - R_f R_3)} \quad (20)$$

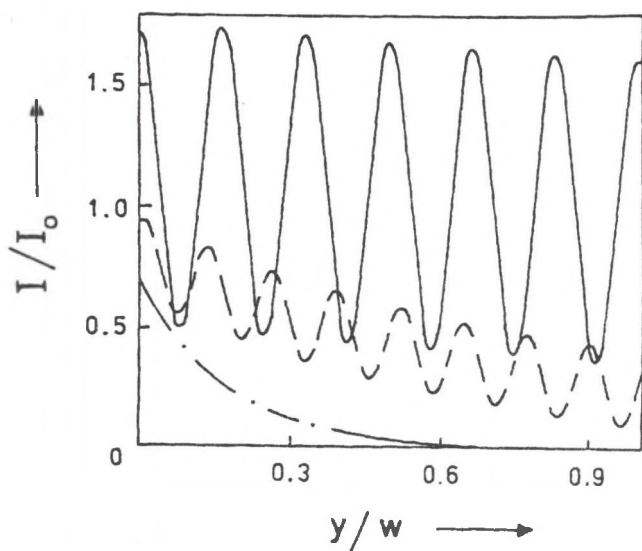
W przypadku silnego pochłaniania promieniowania w półprzewodniku ($kw \gg 1$) wzór (13) przyjmuje klasyczną postać wzoru Boguera-Lamberta opisującego zmianę natężenia promieniowania w ośrodku absorbującym. W przypadku gdy $r_3 = 0$, czyli gdy zamiast płytki podłożowej występuje ośrodek półnieskończony, to brak wówczas tzw. oświetlenia wtórnego i wzór (13) przyjmuje postać wzoru podanego w pracy [1].

Rysunek 2 przedstawia rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w cienkiej warstwie na grubej płytce (rys. 1) dla różnych długości fali promieniowania. W przypadku światła silnie pochłanianego (krzywa łańcuchowa na rys. 2) natężenie promieniowania maleje eksponencjalnie wraz z odległością od oświetlonej powierzchni warstwy zgodnie z prawem Boguera-Lamberta. W przypadku promieniowania słabo pochłanianego w badanej warstwie powstaje w niej stojąca fala świetlna (krzywe ciągła i przerywana na rys. 2) wskutek interferencji promieniowania wewnątrz odbitego. Amplituda zmian interferencyjnych maleje ze wzrostem współczynnika pochłaniania światła (porównaj krzywe ciągłą

i przerywaną na rys. 2). Liczba pików interferencyjnych w rozkładzie przestrzennym natężenia światła po grubości warstwy rośnie ze wzrostem wartości ilorazu współczynnika załamania i długości fali promieniowania (porównaj krzywe ciągłą i przerywaną na rys. 2) oraz ze wzrostem grubości warstwy (rys. 3). Przy czym dla grubszych warstw następuje silniejsze pochłanianie światła przechodzącego przez nie i w konsekwencji zanik efektów interferencyjnych (rys. 3).

W przypadku oświetlenia próbki o niejednakowej grubości cienkiej warstwy lub niejednorodnej pod względem optycznym lub w przypadku wykorzystywania promieniowania o długościach fal ze skończonego przedziału $\Delta\lambda$ względna zmiana fazy przy dwukrotnym przejściu (tam i z powrotem) promieniowania przez warstwę półprzewodnika wyraża się wzorem

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_2} = \frac{\Delta w}{w} + \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (21)$$



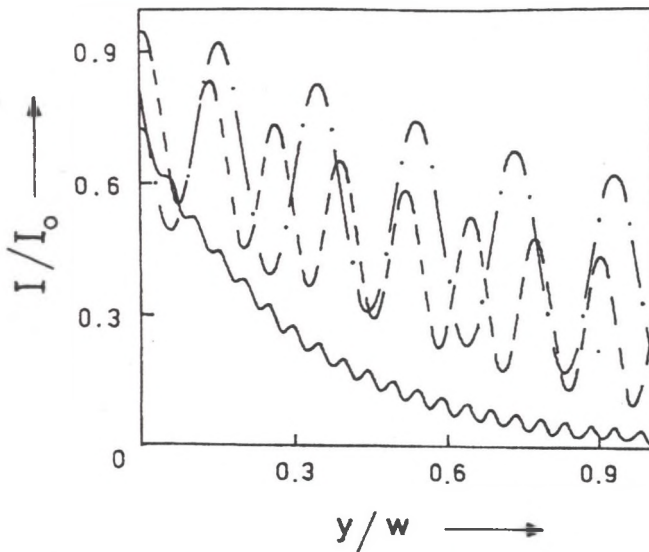
Rys. 2. Rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w cienkiej warstwie na grubej płytce (rys. 1) dla różnych długości fali promieniowania (krzywa ciągła - $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $n = 3.17$, $k = 2.48 \cdot 10^5$ [1/m]; krzywa przerywana - $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6$ [1/m]; krzywa łańcuchowa - $\lambda = 0.528 \mu\text{m}$, $n = 3.45$, $k = 7.7 \cdot 10^6$ [1/m]; $w = 0.76 \mu\text{m}$, $n_2 = 1.51$)

Fig. 2. Spatial distribution of radiation intensity in a thin film on thick plate (fig. 1) for different wavelengths of the radiation (solid curve - $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $n = 3.17$, $k = 2.48 \cdot 10^5$ [1/m]; broken curve - $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6$ [1/m]; chain curve - $\lambda = 0.528 \mu\text{m}$, $n = 3.45$, $k = 7.7 \cdot 10^6$ [1/m]; $w = 0.76 \mu\text{m}$, $n_2 = 1.51$)

gdzie Δw – niepewność grubości warstwy półprzewodnika, Δn – niepewność części rzeczywistej współczynnika załamania promieniowania w badanej warstwie półprzewodnika.

Wówczas wskutek niepełnej koherencyjności promieniowania wewnątrz odbitego w warstwie zanikają w niej efekty interferencyjne, podobnie jak w przypadku zaniku efektów interferencyjnych obserwowanych w badaniach transmisji optycznej takiej warstwy (patrz np. [5, 6]).

Można oczekiwać (podobnie jak w [5, 6]), iż zmiany grubości i współczynnika załamania promieniowania w badanej warstwie są przypadkowe oraz że rozkład natężenia promieniowania po długościach fali wokół środkowej wartości λ przedziału $\Delta\lambda$ długości fal promieniowania elektromagnetycznego padającego na próbkę ma charakter gaussowski. W takim przypadku rozkład zmian fazy Γ_2 powinien także mieć charakter gaussowski. W konsekwencji wypadkowe natężenie promieniowania w badanej warstwie powinno być obliczone zgodnie ze wzorem:



Rys. 3. Rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w cienkiej warstwie na grubej płytce (rys. 1) dla różnych grubości warstw (krzywa ciągła - $w = 2 \mu\text{m}$; krzywa przerywana - $w = 0.76 \mu\text{m}$; krzywa łańcuchowa - $w = 0.5 \mu\text{m}$; $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6 \text{ [1/m]}$, $n_2 = 1.51$)

Fig. 3. Spatial distribution of radiation intensity in a thin film on thick plate (fig. 1) for different thicknesses of the film (solid curve - $w = 2 \mu\text{m}$; broken curve - $w = 0.76 \mu\text{m}$; chain curve - $w = 0.5 \mu\text{m}$; $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6 \text{ [1/m]}$, $n_2 = 1.51$)

$$I = \int_{\Gamma_2=0}^{+\infty} \frac{I_f}{\sigma_{\Gamma_2} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Gamma_{20} - \Gamma_2)^2}{2\sigma_{\Gamma_2}^2} \right] d\Gamma_2 \quad (22)$$

gdzie $\Gamma_{20} = \frac{4\pi n w}{\lambda}$ – najbardziej prawdopodobna zmiana fazy promieniowania przy przejściu w warstwie półprzewodnika drogi równej dwukrotnej grubości tej warstwy, σ_{Γ_2} – wariancja rozkładu zmian fazy Γ , I_f – natężenie promieniowania określone wzorem (13).

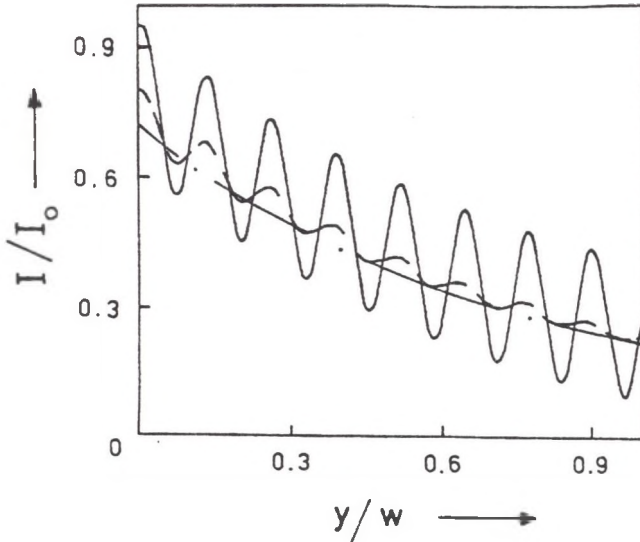
Wzrost odchylenia standardowego σ_{Γ_2} w gaussowskim rozkładzie zmiany fazy Γ_2 promieniowania przy dwukrotnym przejściu przez cieką warstwę na grubej płycie powoduje zanik pików interferencyjnych w rozkładzie przestrzennym natężenia promieniowania w tej warstwie (rys. 4). Przy tym efekt ten jest silniejszy w pobliżu tylnej powierzchni warstwy. Jednocześnie liczba pików interferencyjnych w rozkładzie przestrzennym natężenia promieniowania nie zależy od wartości σ_{Γ_2} .

Istotnym parametrem determinującym np. fotoprzewodnictwo elektryczne próbki jest stosunek liczby fotonów pochłoniętych do liczby fotonów padających na nią. Stosunek ten można zapisać w postaci

$$F = \frac{1}{I_0} \int_0^w k I dy, \quad (23)$$

gdzie I jest natężeniem światła określonym wzorem (22), k – współczynnik pochłaniania promieniowania w materiale badanej warstwy.

Rysunek 5 przedstawia widmowe zależności F obliczone dla różnych grubości cienkiej warstwy na grubej płycie oraz dla różnych odchylen standardowych σ_{Γ_2} w gaussowskim rozkładzie zmiany fazy Γ_2 promieniowania przy dwukrotnym przejściu przez tę warstwę. Obliczenia wykonano wykorzystując charakterystyki widmowe $n(\lambda)$ oraz $k(\lambda)$ wyznaczone dla a-Si:H w [4]. Charakterystyczne dla widmowych zależności F są piki interferencyjne występujące w przypadku małych wartości σ_{Γ_2} (rys. 5). Liczba tych pików w danym zakresie energii fotonów jest proporcjonalna do grubości analizowanej warstwy. Ich amplituda maleje ze wzrostem energii fotonów promieniowania wskutek wzrostu wartości współczynnika pochłaniania k . Wraz ze wzrostem grubości warstwy maleje udział efektów interferencyjnych w charakterystyce widmowej $F(\lambda)$. Wzrost wartości σ_{Γ_2} (odzwierciedlający stopień niekoherencyjności promieniowania w cienkiej warstwie) powoduje zanik pików interferencyjnych (rys. 5).



Rys. 4. Wpływ odchylenia standardowego σ_{Γ_2} w gaussowskim rozkładzie zmiany fazy Γ_2 promieniowania przy dwukrotnym przejściu cienką warstwę na grubej płytce (rys. 1) na rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w warstwie (krzywa ciągła - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; krzywa przerywana - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.01$ ($\sigma_{\Gamma_2} = 1.49$); krzywa łańcuchowa - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.5$ ($\sigma_{\Gamma_2} = 24.8$); $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6$ [1/m], $w = 0.76 \mu\text{m}$, $n_2 = 1.51$)

Fig. 4. Influence of standard deviation σ_{Γ_2} in Gaussian distribution of the change Γ_2 in phase of a beam traversing thin film on a thick plate (fig. 1) on spatial distribution of radiation intensity (solid curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; broken curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.01$ ($\sigma_{\Gamma_2} = 1.49$); chain curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.5$ ($\sigma_{\Gamma_2} = 24.8$); $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 3.29$, $k = 1.7 \cdot 10^6$ [1/m], $w = 0.76 \mu\text{m}$, $n_2 = 1.51$)

3. Opis zjawiska fotoprzewodnictwa

W warunkach stacjonarnych równania ciągłości dla prądów elektronowego i dziurowego w półprzewodniku można zapisać w postaci

$$0 = G_e - R_e + \frac{1}{e} \text{div } \vec{I}_e \quad (24)$$

$$0 = G_h - R_h - \frac{1}{e} \text{div } \vec{I}_h \quad (25)$$

gdzie e - ładunek elementarny, \vec{I}_e , \vec{I}_h - wektory gęstości natężenia odpowiednio prądów elektronowego i dziurowego, G_e , G_h - szybkość fotogeneracji swobodnych elektronów

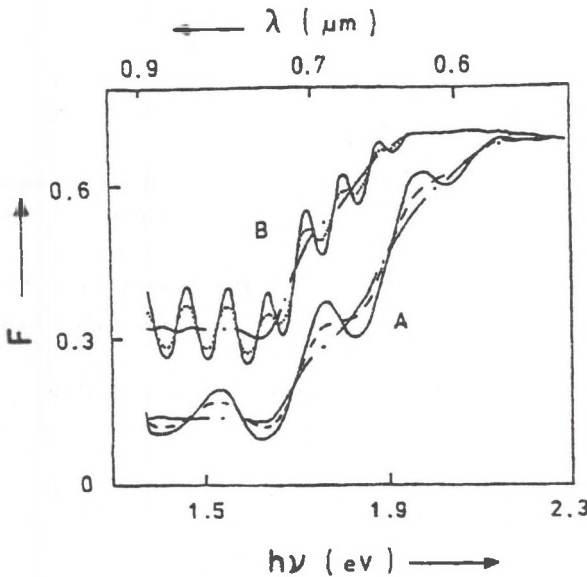
i dziur, R_e , R_h - szybkość rekombinacji elektronów i dziur. Przy tym

$$G_e = \beta_e k I \quad (26)$$

$$G_h = \beta_h k I \quad (27)$$

gdzie I - natężenie promieniowania generującego swobodne nośniki, k - całkowity współczynnik absorpcji tego promieniowania, β_e , β_h - efektywne współczynniki wydajności kwantowej określone wzorami:

$$\beta_e = \frac{k_e}{k} \eta \quad (28)$$



Rys. 5. Widmowa zależność stosunku liczb pochłoniętych do padających fotonów dla różnych grubości cienkiej warstwy na grubej płytce (rys. 1) oraz dla różnych odchyżeń standardowych σ_{Γ_2} w gaussowskim rozkładzie zmiany fazy Γ_2 promieniowania przy dwukrotnym przejściu przez tę warstwę (A - $w = 0.76 \mu\text{m}$, krzywa ciągła - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; krzywa przerywana - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.03$ krzywa łańcuchowa - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.1$; B - $w = 2 \mu\text{m}$, krzywa ciągła - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; krzywa przerywana - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.01$ krzywa łańcuchowa - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.03$; $n(\lambda)$ oraz $k(\lambda)$ wg [4])

Fig. 5. Spectral dependence of the ratio of absorbed to incident photons for different thicknesses of thin film on thick plate (fig. 1) and different standard deviations σ_{Γ_2} in Gaussian distribution of the change Γ_2 in phase of a beam traversing the film (A - $w = 0.76 \mu\text{m}$, solid curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; broken curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.03$ chain curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.1$; B - $w = 2 \mu\text{m}$, solid curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0$; broken curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.01$ chain curve - $\sigma_{\Gamma_2}/\Gamma_2 = 0.03$; $n(\lambda)$ and $k(\lambda)$ taken from [4])

$$\beta_h = \frac{k_h}{k} \eta \quad (29)$$

określają, jaka część zaabsorbowanego w półprzewodniku promieniowania powoduje fotogenerację odpowiednio swobodnych elektronów i dziur (k_e, k_h – współczynniki absorpcji promieniowania związanej z fotogeneracją swobodnych elektronów i dziur, η – liczba nośników generowanych przez jeden foton).

Szybkość rekombinacji elektronów i dziur można w pierwszym przybliżeniu wyrazić wzorami

$$R_e = \frac{\Delta n_e}{\tau_e} \quad (30)$$

$$R_h = \frac{\Delta n_h}{\tau_h} \quad (31)$$

gdzie $\Delta n_e, \Delta n_h$ – koncentracje nadmiarowych elektronów i dziur, τ_e, τ_h – czasy życia elektronów i dziur.

W ogólnym przypadku czasy życia τ_e i τ_h są zależne od koncentracji nadmiarowych elektronów i dziur, jednak gdy uściślimy warunki, w jakich badany jest półprzewodnik, np. określimy natężenie I_0 promieniowania padającego na niego, to parametry te jednoznacznie opisują własności półprzewodnika. W niektórych pracach wyznacza się eksperymentalnie zależności tych parametrów od I_0 , aby określić dominujący mechanizm rekombinacji swobodnych nośników ładunku.

Gdy założymy, iż wartości dywergencji wektorów natężenia prądów elektronowego i dziurowego są pomijalne w porównaniu z wartościami odpowiednich szybkości fotogeneracji, to na podstawie równań (24) i (25) otrzymujemy

$$\Delta n_e = \beta_e \tau_e k I \quad (32)$$

oraz

$$\Delta n_h = \beta_h \tau_h k I. \quad (33)$$

Wektory gęstości natężenia prądów elektronowego i dziurowego są określone równaniami

$$\vec{I}_e = e\mu_e (n_{e0} + \Delta n_e) \vec{E} + eD_e \text{grad } \Delta n_e \quad (34)$$

$$\vec{I}_h = e\mu_h (n_{h0} + \Delta n_h) \vec{E} + eD_h \text{grad } \Delta n_h \quad (35)$$

gdzie μ_e, μ_h – ruchliwość unoszenia elektronów i dziur, n_{e0}, n_{h0} – równowagowe koncentracje swobodnych elektronów i dziur w nieoświetlonym półprzewodniku, \vec{E} – wektor natężenia pola elektrycznego.

Założmy, iż zewnętrzne pole elektryczne o natężeniu E_x zostało przyłożone do próbki w kierunku osi X , a promieniowanie jednorodnie oświetlające powierzchnię XZ próbki jest pochłaniane w kierunku osi Y . Wówczas całkowite natężenie prądu płynącego przez próbkę

w kierunku osi X , będącego sumą natężenia I_{co} prądu płynącego w próbce nieoświetlonej oraz natężenia I_{pc} prądu fotoprzewodnictwa, wyraża się równaniem

$$I_c = \int_0^l \int_0^w (I_{ex} + I_{hx}) dy dz = I_{co} + I_{pc} \quad (36)$$

gdzie

$$I_{co} = e(\mu_e n_{eo} + \mu_h n_{ho}) E_x l w, \quad (37)$$

$$I_{pc} = e E_x l \int_0^w (\mu_e \Delta n_e + \mu_h \Delta n_h) dy = e E_x l (\mu_e \tau_e \beta_e + \mu_h \tau_h \beta_h) \int_0^w k I dy. \quad (38)$$

l , w – szerokość i grubość próbki.

Wykorzystując wzór (23) natężenie I_{pc} prądu fotoprzewodnictwa możemy przedstawić w postaci

$$I_{pc} = e E_x l (\mu_e \tau_e \beta_e + \mu_h \tau_h \beta_h) F I_0. \quad (39)$$

Tym samym charakterystyka widmowa natężenia I_{pc} prądu fotoprzewodnictwa jest odzwierciedleniem dyskutowanej poprzednio zależności widmowej F .

4. Wnioski

Wzór (39) w sposób jakościowo poprawny opisuje obserwowane eksperymentalnie zależności natężenia prądu fotoprzewodnictwa od długości fali promieniowania oświetlającego cienkie warstwy amorficznego krzemu naniesione na grube podłoża. Przewiduje on mianowicie wystąpienie tzw. pików interferencyjnych na widmowych charakterystykach prądu fotoprzewodnictwa. Piki te nie mogą być zaobserwowane w przypadku niewielkiego stopnia koherencyjności promieniowania wewnątrz odbitego w badanej warstwie. Ten ostatni przypadek zachodzi, m.in. gdy badana warstwa posiada niejednakową grubość (gdy jest naniesiona na nierówne podłoże), gdy jest niejednorodna pod względem optycznym lub gdy jest oświetlona promieniowaniem o długościach fal ze zbyt szerokiego przedziału $\Delta\lambda$. Także w przypadku gdy padająca na próbkę wiązka światła nie jest równoległa, może nastąpić różnica faz promieniowania wewnątrz odbitego i w konsekwencji zanik efektów interferencyjnych.

Założenia przyjęte przy wyprowadzaniu wzoru określającego fotoprzewodnictwo powodują, iż przewidywane teoretycznie natężenia prądu fotoprzewodnictwa mogą być znacznie większe od natężeń prądów płynących przez nieoświetlone, wysokoomowe, cienkie warstwy półprzewodnikowe (porównaj wzory (37) i (38)). Sytuacje takie są obserwowane eksperymentalnie.

Niedogodnością przedstawionego opisu zjawiska fotoprzewodnictwa jest fakt, iż nie uwzględnia on występowania tzw. powierzchniowej rekombinacji nośników ładunku, a jedynie wprowadza uśrednione po całej objętości i powierzchni próbki czasy rekombinacji nośników ładunku.

Aby zweryfikować ilościową przydatność zaprezentowanego opisu teoretycznego zjawiska fotoprzewodnictwa, prowadzi się obecnie badania własności optycznych i fotoprzewodnictwa cienkich warstw amorficznego krzemu. Ich wyniki zostaną opublikowane w następnym artykule.

Niniejszy artykuł powstał w ramach pracy BK-545/RMF-1/92 na Politechnice Śląskiej.

Literatura

- [1] M. Nowak, *Phys. Stat. Sol. (a)* **80**, **2** (1983), 691.
- [2] M. Nowak, *Zjawisko fotomagnetoelektryczne w półprzewodnikach i jego zastosowania*, *Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz.* **50** (1985), 130.
- [3] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, London 1970.
- [4] V. Augelli, R. Murri, M. Nowak, *Phys. Rev. B* **39**, **12** (1989), 8336.
- [5] M. Nowak, *Wpływ niejednorodności cienkich warstw i niepełnej koherencyjności promieniowania na transmisję optyczną*, *Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz.* (w tym tomie).
- [6] M. Nowak, *Metoda wyznaczania optycznych i geometrycznych parametrów cienkich warstw na podstawie badań transmisji optycznej*, *Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz.* (w tym tomie).

Recenzent: Prof. dr hab. Sławomir Kończak

Wpłynęło do redakcji 20.04.1994 r.

Abstract

Photoconductivity in semiconductors is very sensitive to the intensity of radiation that enters a semiconductor sample as well as to its distribution in the sample. In this paper the formulae describing spatial distribution of radiation intensity in thin semiconductor film on thick, parallel-sided, transparent substrate are given. Internal reflection and interference of radiation in the film makes its intensity very sensitive to geometrical and material parameters of the structure and wavelength of radiation. The influence of radiation wavelength range and uncertainties of film thickness and refractive index on the spatial distribution of radiation intensity is discussed taking into account gaussian distribution of the change in phase of radiation traversing the film. The obtained spatial distribution and effective intensity of radiation is used to describe intensity of photoconductivity current in the thin film. The appropriate formula describes the interference fringes in spectral characteristics of photoconductivity as well as the decay of them in the case of incoherent radiation internally reflected in thin film. The presented description applies carrier lifetimes dependent on illumination intensity and can be used also for the experimental cases of strong photoexcitation of the semiconductor.