

Marian NOWAK

ROZKŁAD NATĘŻENIA ŚWIATŁA W PŁASKO-RÓWNOLEGŁEJ PŁYTCIE PÓŁPRZEWODNIKA

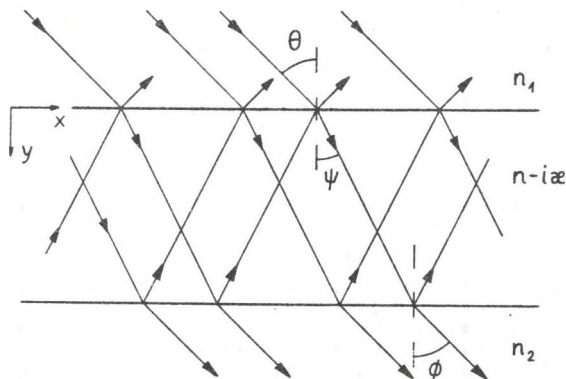
Streszczenie. W pracy wyprowadzono wzór na rozkład natężenia światła w płasko-równoległej płytce półprzewodnika, przy uwzględnieniu nieprostokątnego padania światła. Interferencja promieniowania ulegającego wielokrotnym odbiciom wewnątrz próbki powoduje dużą niejednorodność rozkładu jego natężenia. Efekt ten ma duże znaczenie dla wytłumaczenia zjawisk fotoelektrycznych w cienkich warstwach, jak i dla optymalizacji konstrukcji detektorów promieniowania.

WSTĘP

Rozkład natężenia światła w półprzewodniku ma istotne znaczenie dla przebiegu zjawisk fotoelektrycznych, a zwłaszcza dla zjawiska fotomagnetoelektrycznego [1, 2]. Szczególnie interesujący jest wpływ interferencji światła, ulegającego wielokrotnym, wewnętrznym odbiciom w płasko-równoległej próbce na rozkład jego natężenia. W takim przypadku zarówno rozkład jak i natężenie światła wnikającego do próbki silnie zależą od jej grubości oraz od długości fali promieniowania [1]. Efekty te muszą być brane pod uwagę przy optymalizacji konstrukcji detektorów promieniowania, np. przy optymalizacji konstrukcji cienkowarstwowych, fotomagnetoelektrycznych detektorów promieniowania podczerwonego [2]. Do tej pory rozważenia w optyce cienkich warstw ograniczały się głównie do badania efektów związanych z przepuszczaniem lub odbiciem promieniowania przez warstwę [3]. Celem niniejszej pracy jest wyprowadzenie wzorów określających rozkład natężenia światła wewnątrz warstwy półprzewodnika oświetlonej promieniowaniem padającym nieprostokątnie na nią. Stanowi to kontynuację rozważań zawartych w pracy [1].

2. OPIS TEORETYCZNY

Rozpatrzmy rozkład natężenia promieniowania w płasko-równoległej, jednorodnej, izotropowej warstwie półprzewodnika o grubości w i zespolonym współczynniku załamania $n-i\kappa$. Warstwa ta jest nieograniczona w płaszczyźnie XZ oraz jest ograniczona w kierunku y przez dwa półnieskończone, nieabsorbujące ośrodki o współczynnikach załamania n_1 i n_2 (ryc. 1). Promieniowanie o długości fali λ , które propaguje w płaszczyźnie XY , pada na półprzewodnik pod kątem θ . W wyniku nieprostokątnego padania-pła-



Rys. 1. Schemat eksperymentu

sko-równoległej fali promieniowania na ośrodek pochłaniający, w ośrodku tym propaguje fala niejednorodna. Kierunek największego spadku natężenia tej fali jest prostopadły do jej powierzchni granicznej, natomiast kąt pomiędzy tym kierunkiem a kierunkiem propagacji fali jest określony przez [4]

$$\begin{aligned}\sin\psi &= n_1 \sin\theta (n_1^2 \sin^2\theta + a^2)^{-1/2}, \\ \cos\psi &= a (n_1^2 \sin^2\theta + a^2)^{-1/2},\end{aligned}\quad (1)$$

gdzie

$$a^2 = \frac{1}{2}(n^2 - n_1^2 - n_1^2 \sin^2\theta) + \left[\frac{1}{4}(n^2 - n_1^2 - n_1^2 \sin^2\theta)^2 + n_1^2 \sin^4\theta \right]^{1/2}.$$

Za każdym razem, gdy promieniowanie dociera do powierzchni międzyfazowej ulega ono podziałowi na części odbitą i przechodzącą. Całkowite natężenie pola elektrycznego promieniowania obliczamy, sumując natężenia pól pochodzących od wielokrotnie odbitych jego części, tak jak pokazano na rys. 1

$$E = t_{\nu} E_0 \exp\left(i \frac{2\pi c t}{\lambda}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi x n_1 \sin\theta}{\lambda}\right) \frac{\exp\left(-\frac{k_e + i\gamma}{2} y\right) + r_{2\nu} \exp\left[-\frac{k_e + i\gamma}{2} (2w - y)\right]}{1 + r_{1\nu} r_{2\nu} \exp(-k_e w) \exp(-i\gamma w)} \quad (2)$$

gdzie $k_e = 4\pi\kappa n/\lambda$ jest współczynnikiem efektywnej absorpcji promieniowania [5], $\Gamma = \gamma w = 4\pi\kappa w/\lambda$ jest zmianą fazy przy przejściu promieniowania przez warstwę o grubości $2w$, c jest prędkością światła w próżni, t oznacza czas, E_0 jest amplitudą pola elektrycznego promieniowania padającego na próbkę, $i = \sqrt{-1}$; t_{ν} , $r_{1\nu}$, $r_{2\nu}$ są współczynnikami Fresnela transmisji i odbicia dla liniowo spolaryzowanej fali, przy czym in-

deks v musi być zastąpiony przez indekсы p lub s w przypadku promieniowania o wektorze pola elektrycznego równoległym lub prostopadłym do płaszczyzny padania [3]

$$\begin{aligned}
 t_p &= \frac{2n_1 \cos \theta}{n_1 \cos \phi_1 + (n-1\kappa) \cos \theta}, & t_s &= \frac{2n_1 \cos \theta}{n_1 \cos \theta + (n-1\kappa) \cos \phi_1}, \\
 r_{1p} &= \frac{n_1 \cos \phi_1 - (n-1\kappa) \cos \theta}{n_1 \cos \phi_1 + (n-1\kappa) \cos \theta}, & r_{1s} &= \frac{n_1 \cos \theta - (n-1\kappa) \cos \phi_1}{n_1 \cos \theta + (n-1\kappa) \cos \phi_1}, \\
 r_{2p} &= \frac{(n-1\kappa) \cos \theta - n_2 \cos \phi_1}{(n-1\kappa) \cos \theta + n_2 \cos \phi_1}, & r_{2s} &= \frac{(n-1\kappa) \cos \phi_1 - n_2 \cos \theta}{(n-1\kappa) \cos \phi_1 + n_2 \cos \theta}, \\
 \sin \phi_1 &= \frac{n_1 \sin \theta}{n-1\kappa}, & \sin \theta &= \frac{n_1}{n_2} \sin \phi.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Korzystając z (2) obliczamy zgodnie z określeniem wektora Poyntinga natężenie promieniowania w fotonach wewnątrz próbki

$$I = I_v \left[\exp(-k_y y) + r_v^2 \exp(k_y y - 2K) + 2r_v \exp(-K) \cos(\eta y + \varphi_v - \Gamma) \right], \tag{4}$$

gdzie

$$K = k_y w, \quad \cos \varphi_v = g_{2v} / r_v, \quad \sin \varphi_v = h_{2v} / r_v, \quad r_v^2 = g_{2v}^2 + h_{2v}^2,$$

$$g_{1s} = \frac{n_1^2 \cos^2 \theta - a^2 - b^2}{(n_1 \cos \theta + a)^2 + b^2}, \quad g_{1p} = \frac{n_1^2 (a^2 + b^2) - (n^2 - \kappa^2) \cos^2 \theta}{[n_1 a + (n^2 - \kappa^2) \cos \theta]^2 + (n_1 b + 2n\kappa \cos \theta)^2},$$

$$h_{1s} = \frac{2bn_1 \cos \theta}{(n_1 \cos \theta + a)^2 + b^2}, \quad h_{1p} = \frac{[2na\kappa - b(n^2 - \kappa^2)] 2n_1 \cos \theta}{[n_1 a + (n^2 - \kappa^2) \cos \theta]^2 + (n_1 b + 2n\kappa \cos \theta)^2},$$

$$g_{2s} = \frac{a^2 + b^2 - n_2^2 \cos^2 \phi}{(n_2 \cos \phi + a)^2 + b^2}, \quad g_{2p} = \frac{(n^2 - \kappa^2) \cos^2 \phi - n_2^2 (a^2 + b^2)}{[(n^2 - \kappa^2) \cos \phi + n_2 a]^2 + (n_2 b + 2n\kappa \cos \phi)^2},$$

$$h_{2s} = \frac{-2bn_2 \cos \phi}{(n_2 \cos \phi + a)^2 + b^2}, \quad h_{2p} = \frac{2n_2 \cos \phi [b(n^2 - \kappa^2) - 2na\kappa]}{[(n^2 - \kappa^2) \cos \phi + n_2 a]^2 + (n_2 b + 2n\kappa \cos \phi)^2},$$

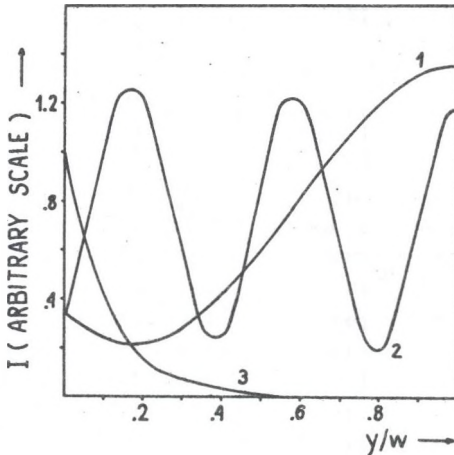
$$T_p = \frac{4n_1^2 \cos^2 \theta \left\{ [n_1(na + b\kappa) + (n^2 + \kappa^2) \cos \theta]^2 + [n_1(nb - a\kappa) + (n^2 + \kappa^2) \kappa \cos \theta]^2 \right\}}{\left\{ [n_1 a + (n^2 - \kappa^2) \cos \theta]^2 + (n_1 b + 2n\kappa \cos \theta)^2 \right\}^2}$$

$$T_s = \frac{4n_1^2 \cos^2 \theta}{(n_1 \cos \theta + a)^2 + b^2}, \quad b = \kappa n / a, \quad I_v = \frac{\lambda}{hc} \frac{\varepsilon}{\mu} I_1 T_v \left\{ 1 + r_v^2 (g_{1v}^2 + h_{1v}^2) e^{-2K} + 2e^{-K} [(g_{1v} g_{2v} - h_{1v} h_{2v}) \cos \Gamma + (g_{1v} h_{2v} + g_{2v} h_{1v}) \sin \Gamma] \right\}^{-1}.$$

Symbole ε , μ , h mają swoje zwykłe znaczenie, I_1 oznacza natężenie promieniowania padającego na próbkę, I_v oznacza natężenie (w fotonach) promieniowania wnikającego do próbki. Indeks v musi być zastąpiony przez indeksy p lub s w przypadku liniowo spolaryzowanego promieniowania o wektorze pola elektrycznego, równoległym lub prostopadłym do płaszczyzny padania.

Wzór (4) opisuje w sposób ogólny natężenie promieniowania w płasko-równoległej próbce jako funkcję odległości od oświetlonej powierzchni, wartości kąta padania oraz polaryzacji promieniowania. W przypadku prostopadłego padania światła na próbkę, wzór (4) redukuje się do wzoru przedstawionego w [1]. Jeżeli wewnętrzne odbicia światła w próbce mogą być pominięte ($r_v \ll 1$), to wzór (4) przechodzi w wyrażenie wykorzystane w [5] dla przypadku bardzo cienkiej lub w ogóle braku warstwy powierzchniowej na próbce półprzewodnikowej. W przypadku prostopadłego padania i pomijalnych odbić wewnętrznych światła, wzór (4) przyjmuje znaną postać wzoru Bouguera-Lamberta. W celu ułatwienia analizy dosyć złożonego wyrażenia na rozkład natężenia promieniowania w półprzewodniku (4), wykonano obliczenia odpowiadające pewnym typowym przypadkom eksperymentalnym. Rys. 2 przedstawia zależność rozkładu natężenia promieniowania $\lambda = 6,6 \mu\text{m}$ w prostopadle oświetlonej próbce InSb od jej grubości. Odpowiadające temu przypadkowi wartości parametrów $n = 4,01$ oraz $\kappa = 0,059$ przyjęte z pracy [6]. Założono, iż oświetlona powierzchnia próbki styka się z powietrzem, a powierzchnia nieoświetlona przylega do szklanego podłoża.

W grubej próbce, w której promieniowanie jest stosunkowo silnie pochłaniane, natężenie światła maleje eksponencjalnie ze wzrostem odległości od powierzchni oświetlonej (krzywa 3 na rys. 2). W cienkiej próbce część promieniowania dociera do jej nieoświetlonej powierzchni i ulega wewnętrznemu odbiciu. Gdy cienka próbka przylega do ośrodka o mniejszej gęstości optycznej ($n_2 < n$), natężenie promieniowania przy nieoświetlonej powierzchni jest stosunkowo duże i może być znacznie większe od natężenia przy powierzchni oświetlonej (krzywe 1 i 2 na rys. 2). Taki rozkład natężenia światła ma szczególne znaczenie w warunkach obserwacji zjawiska fotomagneto-elektrycznego (FME) [1, 2], gdyż może wywołać przeciwny znak mierzonego napięcia w stosunku do zjawiska FME w próbce, w której promieniowanie

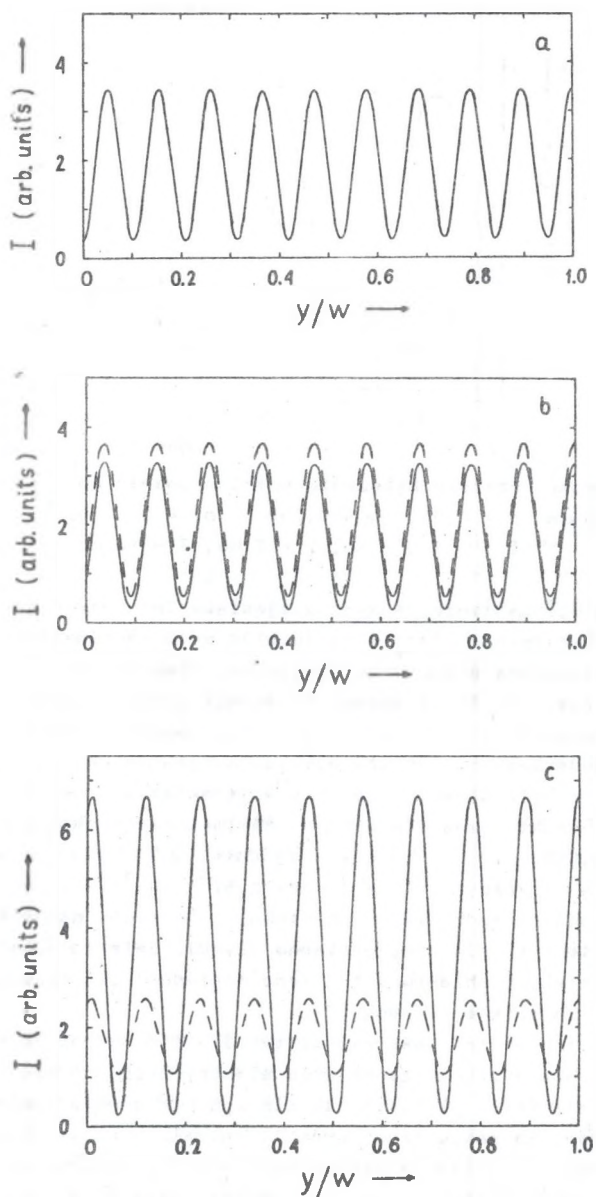


Rys. 2. Zależność rozkładu natężenia promieniowania od grubości próbki (InSb, $\lambda = 6,6 \mu\text{m}$, $n = 4,01$, $\kappa = 0,059$, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,5$, $\theta = 0^\circ$)
 1 - $w = 0,5 \mu\text{m}$, 2 - $2 \mu\text{m}$, 3 - $80 \mu\text{m}$

ulega silnemu pochłonięciu. W wyniku zjawiska interferencji wielokrotnie odbitego promieniowania, natężenie światła może oscylować w funkcji odległości od powierzchni próbki, osiągając na przemian duże i małe wartości (krzywa 2 na rys. 2). Okres zmiany natężenia promieniowania wzrasta ze wzrostem długości fali oraz ze wzrostem kąta padania ($w_1 = \lambda/2\alpha$).

Rys. 3 przedstawia zależność rozkładu natężenia promieniowania po grubości próbki od kąta padania i polaryzacji światła. Obliczenia wykonano dla cieniokiej próbki GaSb ($w = 1 \mu\text{m}$) oświetlonej promieniowaniem lasera He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$), przyjmując zgodnie z [7] następujące wartości współczynników optycznych: $n = 3$, $\kappa = 1,51 \cdot 10^{-4}$. Selenek galu jest łatwo łupliwym półprzewodnikiem warstwowym, z którego można stosunkowo łatwo uzyskać cienkie, równoległoboczne płytki. Światło lasera He-Ne jest w nim bardzo słabo pochłaniane i z tego względu jest stosowane w badaniach zjawisk interferencyjnych [8].

Efekt interferencyjny jest silniejszy dla liniowo spolaryzowanego promieniowania o wektorze natężenia pola elektrycznego, prostopadłym do płaszczyzny padania (rys. 3). Jest tak dlatego, iż promieniowanie to jest silniej odbijane od powierzchni próbki, aniżeli promieniowanie o innej polaryzacji. Wraz ze wzrostem kąta padania światła na próbkę wzrasta odległość w_1 pomiędzy ekstremalnymi wartościami natężenia promieniowania po grubości próbki. Stąd natężenie promieniowania przy oświetlonej powierzchni próbki osiąga na przemian większe i mniejsze wartości w miarę wzrostu kąta padania światła na próbkę (rys. 3). Całkowite natężenie promieniowania, które wnika do próbki, także silnie zależy nie tylko od grubości



Rys. 3. Zależność rozkładu natężenia promieniowania od polaryzacji oraz kąta jego padania na próbkę (GaSe, $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $n = 3, \kappa = 1,51 \cdot 10^{-4}$, $n_1 = n_2 = 1$, $w = 1 \mu\text{m}$, krzywe przerywane i ciągłe odpowiadają światłu liniowo spolaryzowanemu o wektorze natężenia pola elektrycznego równoległym lub prostopadłym do płaszczyzny padania)

a) $\theta = 0^\circ$, b) 30° , c) 60°

ci próbki oraz długości fali promieniowania, lecz również od jego polaryzacji oraz kąta padania na próbkę.

PODSUMOWANIE

Grubość próbki, kąt padania, polaryzacja oraz długość fali wpływają zarówno na natężenie promieniowania wnikającego do próbki, jak i na jego rozkład w jej wnętrzu. W przypadku słabego pochłaniania światła w próbce, zależności wartości i rozkładu natężenia promieniowania od grubości próbki, kąta padania oraz długości fali światła mogą mieć oscylacyjny charakter. Efekty te, związane z interferencją promieniowania wewnątrz odbijanego w próbce, są silniejsze dla światła liniowo spolaryzowanego o wektorze pola elektrycznego prostopadłym do płaszczyzny padania.

Ponieważ fotoprzewodnictwo półprzewodników jest proporcjonalne do całkowitej liczby nośników ładunku generowanych światłem, a zjawisko FME silnie zależy od rozkładu przestrzennego koncentracji nośników nadmiarowych, interesujące jest wykorzystanie uzyskanego wyrażenia (4) do opisu tych zjawisk w cienkich próbkach. Wyniki doświadczalne badań fotoprzewodnictwa w różnych półprzewodnikach warstwowych, zarówno w funkcji grubości próbek jak i długości fali światła oraz kąta jego padania na próbkę [8], są zgodne jakościowo z przewidywaniami wynikającymi ze wzoru (4).

Uwzględnienie za pomocą wzoru (4) wpływu interferencji na wielkość oraz rozkład natężenia promieniowania w cienkich próbkach półprzewodników, powinno być przydatne do optymalizacji fotoelektrycznych detektorów promieniowania.

LITERATURA

- [1] Nowak M.: Phys. stat. sol. (a) 74, 313 (1982).
- [2] Nowak M.: Infrared Phys. 23, 35 (1983).
- [3] Heavens O.S.: Optical Properties of Thin Solid Films, Dover Publ., New York 1965.
- [4] Suffczyński M.: Elektrodynamika. PWN, Warszawa 1980, s. 228.
- [5] Nowak M.: Phys. stat. sol. (a) 74, 603 (1982).
- [6] Seraphin B.O., Bennett H.E.: w: Semiconductors and Semimetals, t.3, Academic Press, Nowy Jork 1967, s. 499.
- [7] Balzerotti A., Piacentini M.: Sol. State Commun. 10, 421 (1972).
- [8] Bielenkij G.L., Nejsan-zade I.K., Salsaw E.Ju.: Fiz. Tsch. Poluprow. 15, 1240 (1981).

Recenzent: doc. dr hab. inż. Józef Piotrowski

Wpłynęło, listopad 1983 r.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ СВЕТА В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛИТКЕ ПОЛУПРОВОДНИКА

Резюме

В работе даётся вывод формулы для распределения силы света в плоскопараллельной плитке полупроводника, с учётом неперпендикулярного падения света. Интерференция излучения с многократным отражением внутри опытного образца ведёт к большой неоднородности распределения силы света. Замеченный эффект имеет большое значение для объяснения фотоэлектрических явлений в тонких слоях а также для оптимизации конструкций детекторов излучения.

ILLUMINATION DISTRIBUTION IN FLAT PARALLEL SEMICONDUCTOR LAMINA

Summary

A distribution of illumination in flat parallel semiconductor lamina taking into account nonperpendicular light direction is found. A radiation interference causes anisotropic distribution of the illumination. The phenomena enables the understanding of photo-electric effects in thin lamina and the optimization of radiation detectors.