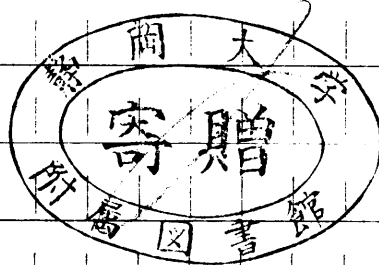


改良微分光電流法によるショットキー  
フォトダイオード中の吸収係数と拡散長の測定

静岡大学図書



提出年月 昭和60年2月9日

指導教官 助川徳三 教授

提出者 静岡大学大学院

電子科学研究科

電子材料科学専攻

長谷川 茂

## ABSTRACT

Measurement of absorption coefficient and diffusion length in Schottky photodiode by the improved differential photocurrent method

This thesis describes that the absorption coefficient  $\alpha$  and the hole diffusion length  $L_p$  for n-GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> Schottky-barrier photodiodes (SBPDs) were precisely measured by the differential photocurrent (DPC) method.

To perform the accurate measurement, the method was improved as follows. First, the photocurrent in an actual SBPD was analyzed by taking into account the effects of the interfacial layer, the surface recombination and the thermionic emission. This analysis reveals that the logarithm of the DPC  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  vs the depletion-layer width  $W$  and the photocurrent  $I_p$  vs the DPC  $\Delta I_p/\Delta W$  plots fall on straight lines similar to an ideal SBPD. The slope of  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  vs  $W$  gives  $\alpha$  at the incident photon energy. The photocurrent-to-DPC ratio  $(I_p)_{W=0}/(\Delta I_p/\Delta W)_{W=0}$  is dependent on  $\alpha$  and the other device parameters and gives the apparent hole diffusion length  $L_p^*$ . The true  $L_p$  can be obtained by fitting the theory to the  $1/L_p^*$  vs  $\alpha$  plot for the actual SBPD. Second, the basic measurement circuit was reconstructed by introducing the circuit which divides the  $\Delta I_p/\Delta W$  signal from the  $I_p$  signal. And the feedback circuit which generates a signal proportional to  $W$  and keeps the amplitude of  $\Delta W$  constant was added to the DPC system.

The measured absorption coefficients of GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> with  $x=0.0$ ,  $0.23$  and  $0.38$  show the expected steep decrease below the gap energy and shift to the higher-energy side as the composition increases. Measured values are close to those on the low carrier concentration side. This suggests  $\alpha$  measured by the DPC method is in the depletion region. And also the measured spectra are successfully explained with the optical-absorption theory due to the exciton formation. The true  $L_p$  not affected by the effects at the interface can be obtained for the first time. The values obtained are more reliable compared with the other measurements.

These results indicate that the improved DPC method can propose the accurate measurement of the optical-absorption coefficient and the minority-carrier diffusion length for the actual SBPD.

## 概 要

フォトダイオードを設計・製作するうえで、半導体中の光吸収係数および少数キャリア拡散長を精密に測定することが必要不可欠である。微分光電流法は半導体結晶がデバイスに加工された後、動作状態で、これらの値を測定するため有効な方法である。本研究は、この微分光電流法を用いてGa(As, P)混晶ショットキーフォトダイオードの光吸収係数・少数キャリア拡散長を精密に測定することを目的としている。具体的には、測定原理を実際のショットキーフォトダイオードに拡張すると共に、測定の高精度化のため装置の改良をおこなった。

まず、実際のショットキーフォトダイオードに流れる光電流の解析において、従来の微分光電流法では考慮しなかった金属-半導体間に存在する界面介在層および表面再結合と熱電子放出効果を導入した。そして、求めた光電流の式を本方法の測定原理に適用した。この結果、光吸収係数は微分光電流対空乏層幅の片対数プロットの勾配より求められ、少数キャリア拡散長は光電流と微分光電流における空乏層の寄与分が零となる各々の外挿値の比に対する測定結果と理論とのフィッティングから求められることが分かった。

測定装置においては、試料直後に光電流信号と微分光電流信号とを分離する分波器を設けて基本測定回路を改

良し、測定精度を従来の回路に比べ10~100倍向上させた。また試料の空乏層幅を測定する回路を製作し、測定装置に組み込むことにより測定原理から必要な直線関係をレコーダ上に直接・自動的に得られるようにした。

そして、実際に種々の混晶組成をもつGa(As, P)ショットキーバリアフォトダイオードに対して測定をおこなった。得られた光吸収係数および少数キャリア拡散長を他の測定例と比較し、また理論的に検討した結果、充分精度が高い測定値が得られた。特に、拡散長測定においては従来の測定法では得られなかった界面状態の影響を排除した真の値を求めることができた。

目 次

ABSTRACT

概 要

目 次

第1章 序 論 ----- 1

第1章の参考文献 ----- 6

第2章 改良微分光電流法 ----- 9

2-1 ショットキーフォトダイオード  
の光電流 ----- 9

2-2 測定原理 ----- 20

第2章の参考文献 ----- 27

第3章 二周波相互変調法による  
光電流および微分光電流測定 ----- 29

第3章の参考文献 ----- 33

第4章 測定回路 ----- 34

4-1 改良型基本測定回路 ----- 34

4-1-1 回路構成 ----- 36

4-1-2 回路の特性および精度 ----- 39

	4-2	空乏層幅測定回路	- - - - -	48
	4-2-1	測定原理	- - - - -	48
	4-2-2	測定精度	- - - - -	52
	4-3	全測定装置	- - - - -	53
5		第4章の参考文献	- - - - -	60
		第5章 測定結果および検討	- - - - -	61
	5-1	Ga(As, P)ショットキー		
		フォトダイオード	- - - - -	61
10	5-2	光電流および微分光電流の測定結果	-	68
	5-3	光吸収係数	- - - - -	78
	5-3-1	光吸収係数に及ぼす電界の影響	- -	81
	5-3-2	光吸収係数の理論的検討	- - - - -	86
	5-4	少数キャリア拡散長	- - - - -	92
15		第5章の参考文献	- - - - -	106
		第6章 結論	- - - - -	109
		謝辞	- - - - -	112
20				
		発表論文ならびに講演リスト	- - - - -	114

## 第1章 序 論

近年、光学ならびに電子工学の両分野にまたがるオプトエレクトロニクス分野において、発光素子<sup>1~10)</sup>(レーザーダイオード, 発光ダイオード)および受光素子<sup>11~15)</sup>(フォトダイオード)などの光半導体デバイスに関する技術が目覚しく発展している。これらデバイスは、光通信の分野のみならず、情報機器・光学機器などへの機能部品として応用され始めているが、<sup>16)</sup>これらの動向に対応して光半導体デバイスをより一層高性能・高効率化することが強く求められている。

光半導体デバイスを設計・製作および特性評価する上で、デバイスを構成する半導体の光吸収係数および少数キャリア拡散長などのパラメータを精密に測定することが必要不可欠である。特に、半導体結晶をデバイスに加工する過程においてその素材の性質が変化することが考えられるので、これらパラメータはデバイス状態にした後の値が重要である。さらには、フォトダイオードなどでは逆バイアスされた空乏層領域で光が主に吸収されるので、デバイスが動作状態にあるときの値が重要となってくる。

従来から、光吸収係数や少数キャリア拡散長を求めるために下記に示すような測定方法が用いられてきた。

◎光吸収係数

透過法<sup>17,18)</sup>反射法<sup>19)</sup>

◎少数キャリア

電子ビーム励起電流法<sup>20,21)</sup>

(E B I C 法)

拡散長

光電子放出法<sup>22)</sup>光電流法<sup>23~25)</sup>

半導体の光吸収係数を測定する透過法は、薄く研磨した試料に光を入射させ、透過した光の量と試料の厚みから光吸収係数を求める方法である。この方法で測定する場合、試料の厚みを変化させることが要求されるばかりでなく、光吸収係数の大きな波長領域では半導体試料の厚みを十分薄くする必要がある。したがって、試料となる半導体結晶を薄く加工する技術限界によって測定できる波長範囲が制限される。また、多重反射も考慮しなければならないから、表面仕上げの状態にも影響される。一方、光吸収の大きな波長領域で光学定数の測定によく用いられる反射法は広い波長範囲で反射率を測定するので透過法と同様、表面の状態に影響されるばかりでなく、Kramers-Kronigの関係式<sup>19)</sup>を用いて解析する必要があり面倒である。また、これら両方法とも受光素子にした状態では測定できず、別に測定用の試料を準備する必要があった。



半導体中の少数キャリア拡散長の測定に関して、E B I C 法は、走査型電子顕微鏡を用いて半導体の p-n 接合やショットキー接合などの接合に垂直な方向に電子ビームを走査させ、そのとき流れる接合電流と電子ビームが当たった場所と接合間の距離との関係から拡散長を導く方法である。光電子放出法は、半導体表面に光を照射したときに表面から放出される光電子の量子効率と別の測定から得られた光吸収係数とから拡散長を求める方法である。両測定とも、表面での反射率等表面処理条件の影響を受けるため問題があった。加えて、光電子放出法で測定できる試料は、表面を負の電子親和力状態、すなわち NEA ( Negative Electron Affinity ) 状態にしなければならないという制約を受けた。従来の光電流法においては、光吸収係数を別の方法、例えば上述の透過法や反射法で測定しておく必要があり、また入射光量や反射率などの光学定数の影響を考慮する必要があった。さらに近年、光電流法に対する測定上の制限や限界が指摘されている。<sup>26, 27)</sup>

これらの問題点を解決できる測定方法として、助川らは微分光電流法<sup>28)</sup> ( Differential Photocurrent Method, D P C 法 ) と称する測定方法を開発した。この方法は、フォトダイオードに流れる光電流とその光電流が空乏層幅の微小変化により受ける変化分、つまり微分光電流とを測定し、これら両電流のバイアス電圧依存

性から光吸収係数および少数キャリア拡散長を同時に求めるというものである。本微分光電流法の特徴は、光透過性電極をもつショットキーバリアダイオード、拡散型ダイオードおよび窓効果をもつヘテロ接合ダイオードなどのフォトダイオードそのものに対する測定から、またダイオードにバイアスを印加し動作状態にあるときの測定から光吸収係数および少数キャリア拡散長が測定できるということである。また、試料の表面仕上げ状態に関係なく測定でき、光学的パラメータの補正を一切必要としないなどの特長を持つ。

本研究では、この微分光電流法を用いてGa(As, P)混晶ショットキーフォトダイオード中の光吸収係数および少数キャリア拡散長測定をおこなった。このとき、真の値を高精度に測定できるようにするため、実際のショットキーフォトダイオードに流れる光電流に対するより厳密な解析をおこない、測定原理を検討した。また、測定回路の改良も併せておこなった。

本文は、6章よりなっている。第2章では、まず理想的なショットキーフォトダイオードでは考慮していない透明金属電極層-半導体界面に存在する界面介在層、表面再結合および表面における電子放出効果を導入した光電流解析をおこなう。そして、得られた光電流の式を微分光電流法の測定原理に適用する。第3章では、光電流および微分光電流を具体的に測定する二周波相互変調法

について述べる。第4章では、従来の微分光電流法測定回路の問題点を解決した改良型基本測定回路および試料ダイオードの空乏層幅を測定する回路について述べる。また、これらの回路を組み込んだ微分光電流法的全測定装置について述べる。第5章では、Ga(As, P)ショットキーフォートダイオードに対する光吸収係数および少数キャリア拡散長の測定結果について述べ、他の測定例との比較、理論的検討をおこなう。そして、第6章は結論である。

## 第1章の参考文献

- 1) T.P. Pearall, B.I. Miller and R.J. Capik :  
Appl. Phys. Lett., 28 (1976) 499.
- 2) K. Oe, S. Ando and K. Sugiyama : Jpn. J. Appl.  
Phys., 16 (1977) 1963.
- 3) S. Yamakoshi, M. Abe, O. Wada, S. Komiya and  
T. Sakurai : IEEE J. Quantum Electron., QE-17  
(1981) 167.
- 4) K. Iga, T. Kambayashi, K. Wakao, C. Kitahara and  
K. Moriki : IEEE Trans. Electron Devices, ED-26  
(1979) 1227.
- 5) O. Wada, S. Yamakoshi, M. Abe, Y. Nishitani and  
T. Sakurai : IEEE J. Quantum Electron., QE-17 (1981) 174.
- 6) S. Arai, M. Asada, T. Tanbun-ek, Y. Suematsu,  
Y. Itaya and K. Kishino : IEEE J. Quantum Electron.,  
QE-17 (1981) 640.
- 7) M. Yano, H. Imai, K.I. Hori and M. Takusagawa :  
IEEE J. Quantum Electron., QE-17 (1981) 619.
- 8) S. Yamamoto : 14th Conf. on Solid State Devices (1982).
- 9) W. T. Tsang and S. Wang : Appl. Phys. Lett.,  
28 (1976) 596.
- 10) 古池, 和田, 藤原 : オプトロニクス, 36 (1984) 78.

- 11) H. Ando, H. Kanbe, T. Kimura, T. Yamaoka and T. Kaneda : IEEE J. Quantum Electron., QE-14 (1978) 804.
- 12) C. A. Burrus, A. G. Dentai and T. P. Lee : Electron. Lett., 15 (1979) 665.
- 13) T. Takanashi and Y. Horikoshi : Jpn. J. Appl. Phys., 17 (1978) 2065.
- 14) T. Mizuki, Y. Sugimoto, A. Tanaka and T. Sukegawa : Proc. 11th Conf. (1979 Int.) on Solid State Devices, Tokyo, 1979 : Jpn. J. Appl. Phys., 19 (1980) Suppl. 19-1 383.
- 15) Y. Sugimoto, T. Torikai, K. Makita, H. Ishihara, K. Minemura and K. Taguchi : Electron. Lett., 20 (1984) 653.
- 16) 例えば、末松安晴編著；“半導体レーザーと光集積回路” オーム社 1984.
- 17) W. C. Dash and R. Newman : Phys. Rev., 99 (1955) 1151.
- 18) T. P. Mclean : Progress in Semiconductors, (Heywood and Company, Ltd., London, 1960) Vol. 5, p. 53.
- 19) H. R. Philipp and H. Ehrenreich, Semiconductors and Semimetals, Ed. R. K. Willardson and A. C. Beer, (Academic Press, New York and London) Vol. 3, pp. 93-124.

- 20) W. H. Hackett : J. Appl. Phys., 42 (1971) 3249.
- 21) D. L. Partin, A. G. Milness and L. F. Vassamillet :  
J. Electrochem Soc., 126 (1979) 1581.
- 22) S. Grabe : Solid-State Electron., 12 (1969) 893.
- 23) W. E. Philips : Solid-State Electron., 15 (1972) 1097.
- 24) H. C. Casey, B. I. Miller and E. Pinkas : J. Appl.  
Phys., 44 (1973) 1281.
- 25) S. S. Li : Appl. Phys. Lett., 29 (1976) 126.
- 26) J. P. Stagg : J. Appl. Phys., 53 (1982) 3680.
- 27) A. K. Ghosh, J. I. Haberman and T. Feng :  
J. Appl. Phys., 55 (1984) 280.
- 28) T. Sukegawa, T. Watanabe, T. Mizuki and  
A. Tanaka : IEEE Trans. Electron. Dev., ED-27  
(1980) 1251.

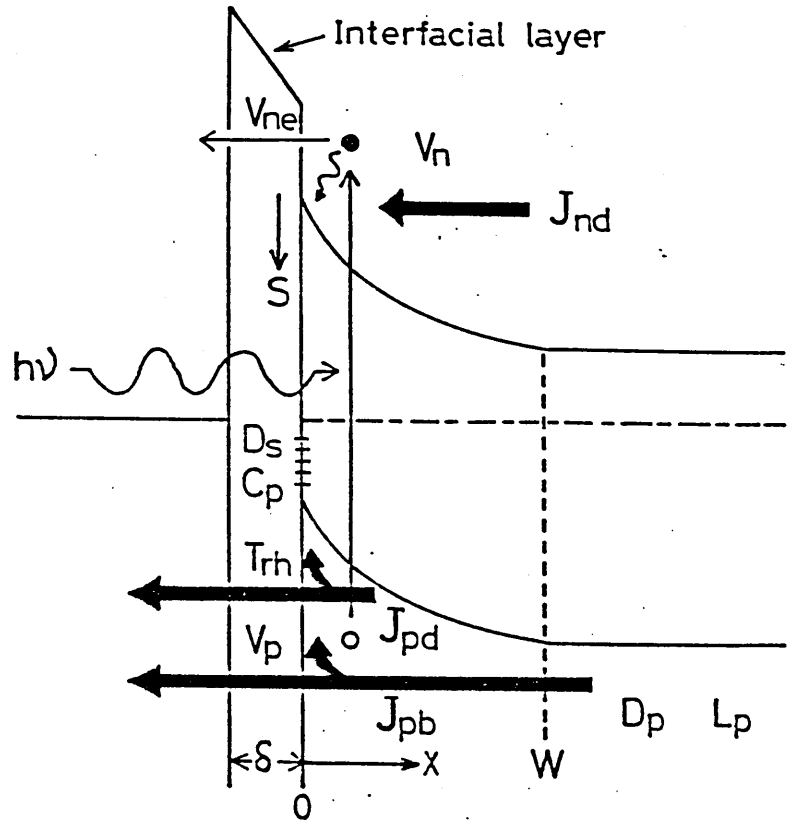
## 第2章 改良微分光電流法

従来の微分光電流法は、理想的なショットキーバリア  
 フォトダイオードに対して測定原理を展開している。し  
 かし、実際に製作したショットキーバリアは理想的なコ  
 ンタクトとは言えない。<sup>1,2)</sup>このため、従来からショッ  
 トキー構造を持つフォトダイオードおよび Solar cell  
 に対する光電流の解析がいくつかのモデルの提案により  
 成されてきた。<sup>3~9)</sup>ここでは、ショットキーフォトダイ  
 オードの透明金属電極層-半導体界面に界面介在層、表  
 面再結合および熱電子放出の効果を導入したより厳密な  
 光電流の解析をおこなう。そして、その結果を微分光電  
 流法の測定原理に適用し、測定法の拡張をおこなう。

### 2-1 ショットキーフォトダイオード の光電流

化学エッチ等不潔にした半導体表面に、室温でも短  
 時間のうちに数Å~数十Åの薄い自然酸化膜が生成する  
 ことが知られている。<sup>10,11)</sup>この上に金属を蒸着して製作  
 したショットキーバリアに対して、このような表面酸化  
 膜が界面介在層 ( Interfacial layer , 以下介在層と記  
 す ) として振舞う。また、この介在層と半導体との間に

界面準位が形成され、それがキャリアの表面再結合を引き起こす効果をもたらす。さらに半導体表面近傍で吸収された電子が放出されることも無視できない。図2-1は、n型半導体-透明金属電極界面に厚み $\delta$ の介在層を



もつ実際のショットキーバリアフォトダイオードのバンド図

図2-1 実際のショットキーバリアフォトダイオードのバンド図  
 イオード (Schottky-Barrier Photodiode, SBPD) のエネルギーバンド図を示すものである。なお、ここでは半導体表面での鏡像力によるポテンシャル変形(ショットキー効果)<sup>12)</sup>は無視した。

さて、このダイオードの透明電極表面側からエネルギー $h\nu$ 、光束密度 $\Phi$ の単色光を照射する。光励起によるキャリアが介在層中では発生せず全て半導体中によるものとする。一次元的な片接合を考えれば介在層-半導体界面からの距離 $x$ と $x + \Delta x$ でのキャリアの発生割合 $g(x) dx$ は、フォトン1個に対してキャリアとしての電子-正孔の1対が発生するならば、



$$g(x) = \Phi(1-R)T\alpha \exp(-\alpha x) \quad (2,1)$$

となる。<sup>13)</sup>ここで、 $R$ は透明電極表面での反射率、 $T$ は透明電極の透過率、 $\alpha$ は光吸収係数である。

このときに、接合に流れる光電流は、図2-1に示すごとく、

$$J_p = J_{pd} + J_{nd} + J_{pb} \quad (2,2)$$

で表わすことができる。ここで、 $J_{pd}$ は空乏層中で発生した正孔による電流成分、 $J_{nd}$ は同様に空乏層中で発生した電子による電流成分、そして $J_{pb}$ はバルク領域で発生した正孔による電流成分である。このように、それぞれの電流を誘起するキャリアの移動メカニズムが、各領域で違うので、以下のように分けて光電流の解析をおこなう。

### <空乏層領域>

#### (I) 正孔電流 $J_{pd}$

図2-1に示すように空乏層領域は、 $0 \leq x \leq W$ である。この領域では、光によって励起された正孔は再結合せず、全て半導体表面に到達するものと考えられる。したがって、発生したキャリアを空乏層全域にわたって積分することにより、次式のように与えられる。

$$J_{pd} = -q (T_{rh} + D_s C_p) \int_0^W g(x) dx$$

$$= -q \Phi (1-R) T (T_{rh} + D_s C_p) \{1 - e^{-\alpha W}\}$$

(2,3)

ここで、 $q$ は電子の電荷、 $T_{rh}$ は介在層を通過する正孔の透過率、 $D_s$ は表面準位に局在する電子密度、 $C_p$ は正孔の捕獲断面積である。<sup>8)</sup>つまり、 $D_s C_p$ 積は正孔の捕獲割合である。(2,3)式において、空乏層中で発生した正孔は、全て介在層を透過するかまたは界面準位に捕獲されるかするので、 $T_{rh} + D_s C_p = 1$ とおける。

## (II) 電子電流 $J_{nd}$

空乏層内で発生した電子による光電流は、次の二式を連立させて解くことで得られる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{q} \frac{dJ_{nd}}{dx} + \frac{\Delta n_d}{\tau_{nd}} = g(x) \end{array} \right. \quad (2,4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{nd} = q D_n \frac{d\Delta n_d}{dx} - q v_n \Delta n_d \end{array} \right. \quad (2,5)$$

ただし、 $\Delta n_d$ : 空乏層中で発生した過剰電子密度

$\tau_{nd}$ : 電子のライフタイム

$D_n$ : 空乏層中での電子の拡散係数

である。また、 $v_n$ は空乏層中での電子のドリフト速度で、負電荷をもつ電子の走行する方向を考慮すると、 $v_n = -\mu_n E$  ( $\mu_n$ : 電子の移動度,  $E$ : 電界) で表わされる。

(2,4)式はキャリアの連続の式で、光励起により発生したキャリアは光電流になるものと再結合で失われるものがあることを示す。また、(2,5)式は伝導電流は拡散電流と電界によるドリフト電流より成り立っていることを示す。

ところで、境界条件は

$$\left\{ \begin{array}{l} D_n \frac{d\Delta n_d}{dx} - v_n \Delta n_d = (S + V_{ne}) \Delta n_d : x=0 \quad (2,6) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta n_d}{dx} = 0 \quad : x=W \quad (2,7) \end{array} \right.$$

で与えられる。ここで、 $S$ は表面に到達した電子と表面準位に捕獲された正孔との表面再結合速度である。介在層厚み $s$ が非常に薄いとすると、 $S$ は逆バイアス電圧によらず一定であると考えられる。 $V_{ne}$ は光励起によって発生した電子が熱電子放出理論に従い半導体側から金属側へ飛び出るとき、介在層を通過する際速度である。<sup>6)</sup>したがって、(2,6)式で与えられる境界条件は、半導体表面における電子電流が表面再結合速度と電子の放出

速度に律速されることを示している。また、(2,7)式は空乏層端  $x=W$  では電子密度が熱平衡の状態にあり、その勾配が零であることを示している。

この境界条件を用いて、(2,4)式および(2,5)式を連立させて解くと、光電流  $J_{nd}$  は

$$\begin{aligned} J_{nd}|_{x=0} &= q \left[ D_n \frac{d\Delta n_d}{dx} - v_n \Delta n_d \right]_{x=0} \\ &= q D_n [(\beta + \phi) A_1 + (\beta - \phi) A_2 + \alpha G] \\ &\quad - q v_n [A_1 + A_2 - G] \quad (2,8) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$G = \frac{\alpha T_{nd} \bar{\Phi}}{\{\alpha^2 D_n T_{nd} + \alpha D_n T_{nd} (v_n / D_n) - 1\}} \quad (2,9)$$

$$A_1 = \frac{G [(\alpha D_n + S^* + v_n)(\beta - \phi) e^{(\beta - \phi)W} - \alpha \{D_n(\beta - \phi) - (S^* + v_n)\} e^{-\alpha W}]}{2e^{BW} [\{D_n(\beta^2 - \phi^2) - \beta(S^* + v_n)\} \sinh(\phi W) - \phi(S^* + v_n) \cosh(\phi W)]} \quad (2,10)$$

$$A_2 = \frac{G [-(\alpha D_n + S^* + v_n)(\beta + \phi) e^{(\beta + \phi)W} + \alpha \{D_n(\beta + \phi) - (S^* + v_n)\} e^{-\alpha W}]}{2e^{BW} [\{D_n(\beta^2 - \phi^2) - \beta(S^* + v_n)\} \sinh(\phi W) - \phi(S^* + v_n) \cosh(\phi W)]} \quad (2,11)$$

$$\beta = v_n / D_n \quad (2,12)$$

$$\phi = \sqrt{\beta^2 + (1/D_n \tau_{nd})^2} \quad (2,13)$$

$$S^* = S + v_{ne} \quad (2,14)$$

である。いま、 $\beta \gg 1/D_n \tau_{nd}$  すなわち空乏層中での再結合が無視できる場合には、 $\beta \doteq \phi$  であるので (2,8) 式は次式のように近似できる。

$$J_{nd} \doteq q \Phi (1-R) T \left( \frac{\alpha}{\alpha + v_n / D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) \quad (2,15)$$

### 〈バルク領域〉

n型半導体のバルク領域で発生した正孔は、この領域で主に拡散によって空乏層端  $x = W$  から空乏層内に流れ込む。空乏層領域内では、正孔は熱的散乱などの外乱を受け、また到達した表面で介在層の影響を受けて外部に流れる。したがって、光電流  $J_{pb}$  はそれぞれの領域でのキャリアの連続方程式を連立させて解くことができる。<sup>14)</sup>

$$\left\{ D_p \frac{d^2 \Delta p_b}{dx^2} - \frac{\Delta p_b}{\tau_{pb}} + g(x) = 0 \right. \quad (2,16)$$

$$-V_p(T_{rh}/4 + D_s C_p) \frac{d\Delta p_d}{dx} - \frac{\Delta p_d}{\tau_{pd}} = 0 \quad (2,17)$$

ただし、 $\Delta p_b$  : バルク領域での過剰正孔密度

$\Delta p_d$  : 空乏層領域での " " "

$\tau_{pb}$  : バルク領域中の正孔のライフタイム

$\tau_{pd}$  : 空乏層領域中の " " "

$D_p$  : バルク領域での正孔の拡散係数

$V_p$  : 正孔の熱速度

である。バルク領域に不純物の濃度勾配がない場合には

Built in field (内部電界) が存在しないので (2,16)

式には電界による項がない。また、(2,17) 式はバルク

領域から流れしてきた正孔が、 $V_p(T_{rh}/4 + D_s C_p)$  という一

様な速度で空乏層中を走行し電流となるものと再結合を

失われるものがあることを示す。

さて、(2,16) 式および (2,17) 式を空乏層端  $x=W$

で正孔の密度および電流が連続であるという境界条件

$$\Delta p_b = \Delta p_d \quad : x = W \quad (2,18)$$

$$D_p \frac{d\Delta p_b}{dx} = V_p(T_{rh}/4 + D_s C_p) \Delta p_d \quad : x = W \quad (2,19)$$

さらに、半導体が厚く

$$\Delta p_b \rightarrow 0 \quad : \quad x \rightarrow \infty \quad (2,20)$$

という条件を用いて解き、空乏層中での再結合がないとすると、正孔の光電流成分  $J_{pb}$  は

$$J_{pb} = -q V_p (T_{rh}/4 + D_s C_p) \Delta p_d |_{x=0}$$

$$\div -q \Phi (1-R) T \frac{V_p (T_{rh}/4 + D_s C_p) \alpha L_p e^{-\alpha W}}{D_p/L_p + V_p (T_{rh}/4 + D_s C_p) (1 + \alpha L_p)}$$

(2,21)

と導かれる。ここで、 $L_p (= \sqrt{D_p \tau_{pb}})$  は正孔の拡散長さである。さらに、

$$K_0 = 1 + \frac{D_p/L_p}{V_p (T_{rh}/4 + D_s C_p)} \quad (2,22)$$

とおくと、(2,21)式は

$$J_{pb} = -q \Phi (1-R) T \frac{\alpha L_p}{K_0 (1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha W} \quad (2,23)$$

と変形できる。なお、 $K_0$ は(2,22)式から分るように正孔の拡散速度  $D_p/L_p$  と存在層を通過するときの熱速度成分  $V_p (T_{rh}/4 + D_s C_p)$  との比から成っており、ディメンシ

ジョンを持たないパラメータである。この電流成分  $J_{pb}$  が正孔の拡散速度に律速される場合、すなわち  $D_p/L_p \ll V_p(\tau_{rh}/4 + D_s C_p)$  を満たす場合、 $K_0 \doteq 1$  となる。

このようにして得られた各領域での光電流成分  $J_{pd}$ ,  $J_{nd}$ , および  $J_{pb}$  の和が発生する全光電流となるから、(2,3)式, (2,15)式および(2,23)式より

$$J_p = J_{pd} + J_{nd} + J_{pb}$$

$$= -q\Phi(1-R)T \left[ 1 - e^{-\alpha W} - \left( \frac{\alpha}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) + \frac{\alpha L_p}{K_0(1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha W} \right] \quad (2,24)$$

という関係が得られる。

ここで、ショットキーバリアフォトダイオードが理想的で介在層が存在せず、表面再結合および電子放出の影響がない場合には、(2,24)式を表わされる光電流は、

$$J_p = -q\Phi(1-R)T \left[ 1 - \frac{1}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} \right] \quad (2,25)$$



となり、理想的なショットキーフォトダイオードに対する解析より求めた光電流の式<sup>3)</sup>に帰着する。

5

5

10

10

15

15

20

20

# 2-2 測定原理

光吸収係数および少数キャリア拡散長を測定する微分  
光電流法について、前節で解析より求めた光電流の式  
(2,24)式を用いて検討する。

ショットキーバリアフォトダイオードの受光面積を  $A_j$   
とすると、接合に流れる光電流  $I_p$  は

$$I_p = q\Phi A_j(1-R)T \left[ 1 - e^{-\alpha W} \frac{\alpha}{\alpha + v_n/D_n} \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) + \frac{\alpha L_p}{k_0(1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha W} \right] \quad (2,26)$$

となる。

いま、図2-1  
2のように直流  
逆方向バイアス  
電圧  $V_{dc}$  を  $\Delta V$   
だけ微小変化さ  
せたとき、空乏  
層幅  $W$  もこの接  
合電圧の変化に  
対応して微小変

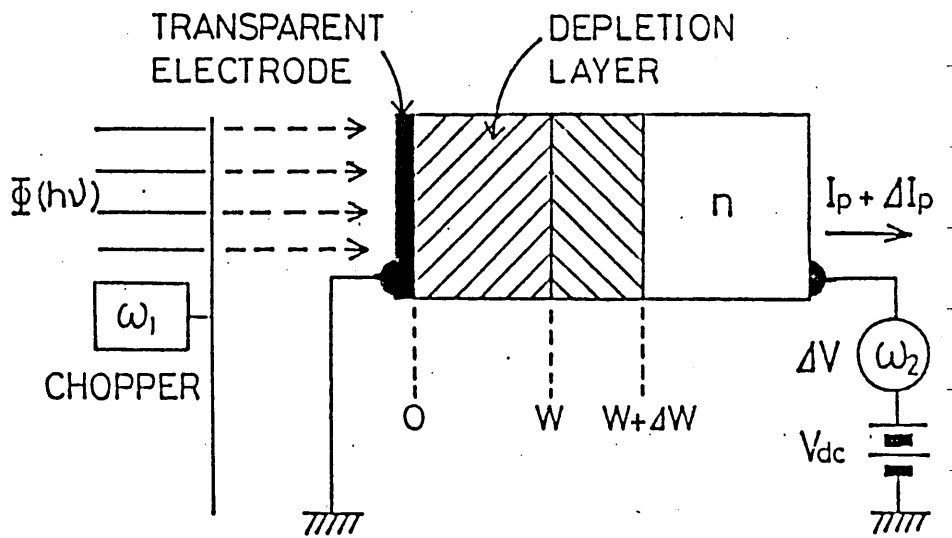


図2-2 微分光電流法の測定原理

化する。この空乏層幅の変化分を  $\Delta W$  とする。ここで図 2-2 のごとく空乏層が接合の片側にのみ広がる場合には、空乏層の端における不純物濃度を  $N(W)$ 、半導体の誘電率を  $\epsilon$  とすると、印加バイアス電圧の変化分  $\Delta V$  と空乏層幅の微小変化分  $\Delta W$  とは、

$$\Delta W = \frac{\epsilon \Delta V}{q W N(W)} \quad (2,27)$$

で関係づけられる。  $\epsilon$  および  $q$  は定数であるから、印加バイアス電圧の変化分  $\Delta V$  を適当な値に設定することによって空乏層幅の変化分  $\Delta W$  を任意に設定することができる。例えば、  $\Delta V$  の値を空乏層幅  $W$  と不純物濃度  $N(W)$  の積に比例するようにすれば、  $\Delta W$  を一定の値にできる。もし、試料の不純物濃度が一定であれば、  $\Delta V$  の値を空乏層幅  $W$  に比例させるだけで、  $\Delta W$  を一定とすることができる。ここで、不純物濃度分布、すなわち  $N(W)$  対  $W$  の関係は公知の方法、例えば C-V 法<sup>15)</sup> や不純物分布フロッター<sup>16~19)</sup> で容易に求められるから、その関係を用いれば  $\Delta V$  の値に対応する  $\Delta W$  の値は容易に求められる。

さて、この空乏層幅の微小変化分  $\Delta W$  によって生ずる光電流の変化分  $\Delta I_p$  (以下、  $\Delta I_p$  を微分光電流と呼ぶことにする) は、(2,26) 式を  $W$  で微分することによって、

次式のごとくなる。

$$\frac{\Delta I_p}{\Delta W} = q\Phi A_j(1-R)T \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0(1+\alpha L_p)} \right] e^{-\alpha W} \quad (2,28)$$

強度ならびに波長が一定の照射光に対して、 $\Phi$ ,  $R$ ,  $T$  および  $\alpha$  は一定の値をとる。よって、(2,28)式の両辺の自然対数をとれば、

$$\ln(\Delta I_p/\Delta W) = -\alpha W + K_1 \quad (2,29)$$

ただし、

$$K_1 = \ln \left\{ q\Phi A_j(1-R)T \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0(1+\alpha L_p)} \right] \right\} \quad (2,30)$$

ここで、(2,30)式で与えられる  $K_1$  は、バイアス電圧に対して依存性をもたない定数である。

直流逆方向バイアス電圧  $V_{dc}$  を変化させることによつて空乏層幅  $W$  を変化させ、図2-3(a)に示すごとく  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  対  $W$  をグラフ上にプロットすれば、(2,29)式から明らかなようにプロットは直線となり、その勾配より光吸収係数  $\alpha$  が求められる。なお、この取扱いは従来の場合、すなわち理想的なショットキーフォトダイ

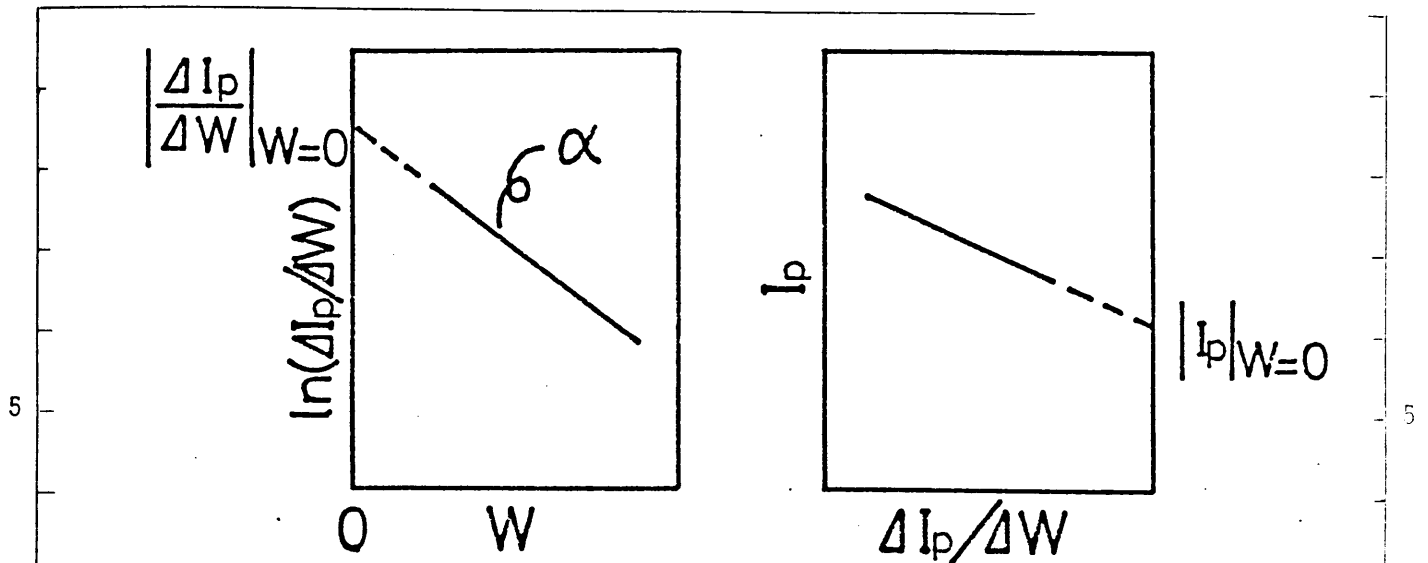


図2-3 (a)  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  対  $W$  の関係

図2-3 (b)  $I_p$  対  $\Delta I_p/\Delta W$  の関係

イオードにおける微分光電流法と同様である。また、(2,26) 式の光電流  $I_p$  は  $\exp(-\alpha W)$  に対して直線的であるので、(2,28) 式で与えられる  $\Delta I_p/\Delta W$  に対しても比例していることが分る。すなわち、 $I_p$  対  $\Delta I_p/\Delta W$  のプロットは図2-3 (b) に示すように直線となる。このように存在層、表面再結合および熱電子放出の効果を考慮した光電流に対しても従来の微分光電流法と同様に両プロットは直線となり、本方法が実際のショットキーフォトダイオードに使えることが分る。

さて、図2-3 (a), (b) に示したように  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  対  $W$  および  $I_p$  対  $\Delta I_p/\Delta W$  プロットの両方とも直線となるから、容易に空乏層幅  $W=0$  に対する光電流  $I_p$  と微分光電流  $\Delta I_p/\Delta W$  の外挿値を求めることができる。(2,26) 式および (2,28) 式から、それぞれの外挿値は

$$|I_p|_{W=0} = q\Phi A_j(1-R)T \left[ \frac{\alpha L_p}{K_0(1+\alpha L_p)} - \left( \frac{\alpha}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) \right]$$

(2,31)

$$\left. \frac{\Delta I_p}{\Delta W} \right|_{W=0} = q\Phi A_j(1-R)T \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0(1+\alpha L_p)} \right]$$

となる。これより、(2,31)式と(2,32)式の比をとると、

$$\frac{|I_p|_{W=0}}{\left. \frac{\Delta I_p}{\Delta W} \right|_{W=0}} = \frac{L_p - K_0 \left( \frac{1 + \alpha L_p}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right)}{K_0(1 + \alpha L_p) - \alpha L_p} \equiv L_p^*$$

となる。ただし、光吸収係数  $\alpha = K_0/L_p(1 - K_0)$  となる光エネルギーでの測定は、(2,28)式から明らかなく微分光電流  $\Delta I_p/\Delta W$  が零となり、(2,33)式 of 分母も零となるから避けなければならない。(2,33)式は光吸収係数  $\alpha$  に依存しており、また  $K_0$ ,  $S^*$ ,  $v_n$  および  $D_n$  などの界面状態やデバイス定数の影響を含んでいる。そこで、この値を「見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$ 」と呼ぶことにする。

さて、(2,33)式の見掛け上の拡散長の逆数をとると、

$$\frac{1}{L_p^*} = \frac{K_0(1 + \alpha L_p) - \alpha L_p}{L_p - K_0 \left( \frac{1 + \alpha L_p}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right)} \quad (2,34)$$

となる。真の少数キャリア拡散長  $L_p$  を求めるためには本測定より得られた光吸収係数  $\alpha$  と見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$  とから  $1/L_p^*$  対  $\alpha$  の関係をプロットして、(2,34) 式を用いて式中の種々のパラメータを適宜選んでフィッティングをおこなうことが可能となる。実際にはパラメータの数が多いため、その決定に正確さを期すため、光電流のバイアス電圧依存性に対して (2,26) 式で与えられる光電流の式を用いたフィッティングも合わせておこなう。

ところで、ショットキーフォトダイオードに表面からの電子放出や表面再結合の効果がない場合、つまり  $S^* \rightarrow 0$  の場合には、(2,34) 式は

$$\frac{1}{L_p^*} = \frac{K_0}{L_p} + (K_0 - 1)\alpha \quad (2,35)$$

となり、 $1/L_p^*$  対  $\alpha$  は直線関係となる。<sup>20)</sup> さらに、 $K_0 \div 1$  のときは、 $L_p^* = L_p$  に帰着する。

以上述べてきたように、光電流  $I_p$  および微分光電流

$\Delta I_p / \Delta W$  が求められれば、 $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$  対  $W$  フロット  
および  $I_p$  対  $\Delta I_p / \Delta W$  フロットの二つの直線関係から  
光吸収係数  $\alpha$  と少数キャリア拡散長  $L_p$  が同時に求めら  
れることが分った。

5

10

15

20



## 第2章の参考文献

- 1) A.M. Cowley and S.M. Sze : J. Appl. Phys.,  
36 (1965) 3212.
- 2) H.C. Card and E.H. Rhoderick : J. Phys. D,  
4 (1971) 1589.
- 3) W.W. Gärtner : Phys. Rev., 116 (1959) 84.
- 4) S.S. Li, F.A. Lindholm and C.T. Wang :  
J. Appl. Phys., 43 (1972) 4123.
- 5) Yu. A. Dobrozhan'skii, S.S. Kil'chitskaya, V.A.  
Presnov and V.I. Strikha : Sov. Phys. Semicond.,  
9 (1976) 1348.
- 6) M. Lavagna, J.P. Pique and Y. Marfaing :  
Solid-State Electronics, 20 (1977) 235.
- 7) N.L. Dmitruk and O. Yu. Borkovskaya :  
Phys. Stat. Sol. (a), 54 (1979) 523.
- 8) N.K. Swami, S. Srivastava and H.M. Ghule :  
J. Phys. D, 12 (1979) 765.
- 9) D. Gutkowicz-Krusin, C.R. Wronski and  
T. Tiedje : Appl. Phys. Lett., 38 (1981) 87.
- 10) W.E. Spicer, I. Lindau, P. Pianetta, P.W. Chye  
and C.M. Garner : Thin Solid Films,  
56 (1979) 1.

- 11) 広瀬, 栗延, 中下, 木戸: 応用物理, 43  
(1974) 798.
- 12) S.M. Sze: "Physics of Semiconductor Devices"  
2nd Ed. (John Wiley and Sons, 1981) p.250.
- 5 13) J.P. Donnelly and A.G. Milnes: Int. J.  
Electron., 20 (1966) 295.
- 14) M.B. Kagan and T.L. Lyubashevskaya:  
Sov. Phys. Semicond., 4 (1971) 1217.
- 15) H. Hilibrand and R.D. Gold: RCA Rev.,  
10 21 (1960) 245.
- 16) J.A. Copeland: IEEE Trans. Electron. Dev.,  
ED-16 (1969) 445.
- 17) G.L. Miller: IEEE Trans. Electron. Dev.,  
ED-19 (1972) 1103.
- 15 18) T. Sukegawa and M. Ogita: Rev. Sci. Instrum.,  
13 50 (1979) 41.
- 19) 萩田, 渡辺, 助川: 静大電研報告第13巻 第2号,  
(1978) 47.
- 20) S. Hasegawa, A. Tanaka and T. Sukegawa:  
IEEE Trans. Electron. Dev., [accepted,  
20 scheduled for publication in March (1985)].

第3章 二周波相互変調法による

光電流および微分光電流測定

実際に光電流  $I_p$  および微分光電流  $\Delta I_p / \Delta W$  を測定するために、二周波相互変調法<sup>1,2)</sup>を応用した。

図3-1に本測定方法に用いた二周波相互変調法の原理を示す。適当な光変調器、例えば光チョッパーを用いて角周波数  $\omega_1 = 2\pi f_1$  ( $f_1$ : 周波数) で変調した任意の単波長の光束  $\Phi = \Phi_0(1 + m \sin \omega_1 t)$  ( $m$ : 変調度) を試料に一樣に照射する。一方、直流逆方向バイアス電圧  $V_{dc}$  に角周波数  $\omega_2 = 2\pi f_2$  ( $f_2$ : 周波数) の微小交流電圧  $\Delta V = V_0 \sin \omega_2 t$  を重畳すると、空乏層が接合の片側のみにはたがる場合には、空乏層幅は(2,27)式より

$$\Delta W = \epsilon \Delta V / q W N(W)$$

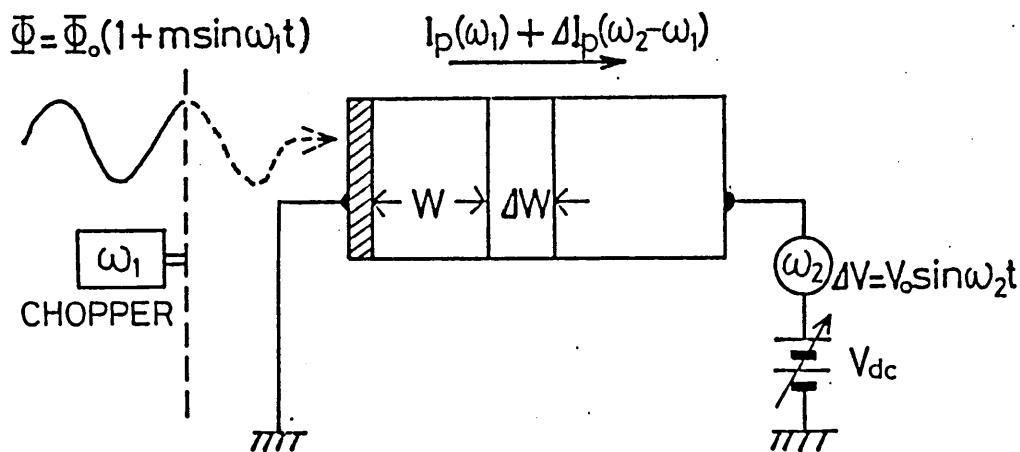


図3-1 二周波相互変調法による光電流および微分光電流の測定原理図

$$= \left\{ \epsilon N_0 / g W N(W) \right\} \sin \omega_2 t \quad (3,1)$$

だけ変化する。

この結果、二周波相互変調された光電流  $I_p(t)$  が試料中に発生する。この光電流の値は、(2,26)式より

$$I_p(t) = g A_j \Phi_0 (1 + m \sin \omega_1 t) (1 - R) T$$

$$\times \left[ 1 - e^{-\alpha(W+\Delta W)} - \left( \frac{\alpha}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) + \frac{\alpha L_p}{k_0(1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha(W+\Delta W)} \right] \quad (3,2)$$

ここで、 $\alpha \Delta W \ll 1$  となるような空乏層幅の微小変化分  $\Delta W$  に対しては、 $e^{-\alpha \Delta W} \doteq 1 - \alpha \Delta W$  と近似できるから、(3,2)式は

$$I_p(t) = k_2 \left\{ 1 - e^{-\alpha W} - \left( \frac{\alpha}{\alpha + v_n/D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + v_n} \right) + \frac{\alpha L_p}{k_0(1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha W} \right\} (1 + m \sin \omega_1 t)$$

$$+ k_2 \left\{ \frac{\epsilon V_0}{g W N(\omega)} \right\} \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0(1 + \alpha L_p)} \right] e^{-\alpha W}$$

$$\times \left[ \sin \omega_2 t - \frac{m}{2} \left\{ \cos(\omega_2 + \omega_1)t - \cos(\omega_2 - \omega_1)t \right\} \right]$$

(3,3)

ただし、 $k_2 = g A_j \Phi_0 (1 - R) T$

と導かれる。(3,3)式において、 $\omega_1$ の角周波数成分の信号と  $\Delta\omega = |\omega_2 - \omega_1|$ の差角周波数成分の信号をそれぞれ取り出すと、次のようになる。

$$I_p(\omega_1) = m k_2 \left[ 1 - e^{-\alpha W} - \left( \frac{\alpha}{\alpha + \nu_n / D_n} \right) \left( \frac{S^*}{S^* + \nu_n} \right) + \frac{\alpha L_p}{K_0(1 + \alpha L_p)} e^{-\alpha W} \right] \quad (3,4)$$

$$\Delta I_p(\Delta\omega) = \frac{m k_2}{2} \left\{ \frac{\epsilon V_0}{g W N(\omega)} \right\} \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0(1 + \alpha L_p)} \right] e^{-\alpha W} \quad (3,5)$$

(3,4)式で表わされる $\omega_1$ 成分は、(2,26)式の光電流の $m$ 倍に相当している。また、(3,5)式の差角周波数成分は定数 $m/2$ が掛かっており、係数 $\left\{ \epsilon V_0 / g W N(\omega) \right\}$ が(2,27)式の $\Delta W$ に対応していることを考慮すれば、(2,28)式の微分光電流に相当していることが分る。照

射光の変調度  $m$  は定数であるので、光吸収係数  $\alpha$  を求めるのになんら影響を及ぼさない。そして、少数キャリア拡散長  $L_p$  を求める場合は、光電流と微分光電流との比をとることによって  $m$  は消去されてしまうので、係数 2 だけを考えればよいことになる。

なお、ここで微分光電流を検出するのに差角周波数を用いるのは、基本角周波数および各々の基本角周波数の高調波から、差角周波数成分を分離しやすいからである。

さて、試料ダイオードの不純物濃度  $N(W)$  が場所によらず一様である場合、印加する角周波数  $\omega_2$  の微小交流電圧  $\Delta V$  を逆方向バイアス電圧の変化に伴って空乏層幅  $W$  に比例した値とすれば、(3, 1) 式の係数  $\{ \epsilon V_0 / \{ W N(W) \} \}$ 、すなわち  $\Delta W$  を空乏層幅の拡がりにかかわらず常に一定とできる。このとき、(3, 5) 式は

$$\frac{\Delta I_p(\Delta \omega)}{\Delta W} = \frac{m K_2}{2} \left[ \alpha - \frac{\alpha^2 L_p}{K_0 (1 + \alpha L_p)} \right] e^{-\alpha W} \quad (3, 5)'$$

と書ける。上式を対数変換したときの信号  $\ln \{ \Delta I_p(\Delta \omega) / \Delta W \}$  は、(2, 29) 式の  $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$  と等価なものとなる。ここで、さらに空乏層幅  $W$  に比例した直流電圧が測定できれば、(3, 4) 式および (3, 5)' 式の信号から  $\ln \{ \Delta I_p(\Delta \omega) / \Delta W \}$  対  $W$ 、 $I_p(\omega_1)$  対  $\Delta I_p(\Delta \omega) / \Delta W$  をレコーダ上に直接自動的に求めることができる。

以上のように、照射光を角周波数 $\omega_1$ で変調し、接合に $\omega_1$ とは異なる角周波数 $\omega_2$ をもつ微小交流電圧を加えて二周波相互変調をおこなうことにより、光電流および微分光電流が容易に測定できることが分った。

5 なお、試料に供給する微小交流電圧 $\Delta V$ を空乏層幅 $W$ に比例したものとし、同時に空乏層幅 $W$ を測定する方法については、第4章4-2節で述べる。

### 第3章の参考文献

- 1) T. Sukegawa and M. Ogita : Rev. Sci. Instrum.,  
50 (1979) 41.
- 20 2) 菅野, 佃 : 信学技報 EMC81-17 (1981) 29.

## 第4章 測定回路

厳密な光電流の解析から実際のショットキーフォトダイオードに対しても微分光電流法が使用可能であり、光吸収係数と真の少数キャリア拡散長が求められることが分った。そこでここでは、従来用いていた測定回路より精密な測定結果を得るために、測定回路の高精度化を計ったことについて述べる。

### 4-1 改良型基本測定回路

微分光電流測定に用いていた初期の基本測定回路を図4-1に示した。<sup>1,2)</sup> 本回路では、試料ダイオード中に混在する周波数 $f_1$ の光電流信号、周波数 $f_2$ の空乏層幅変動信号および差周波数 $\Delta f (= f_2 - f_1)$ の微分光電流信号をすべて演算増幅器OAに入力し電流-電圧変換をおこなっている。しかしながら、この演算増幅器に存在する非直線性のために周波数 $f_1$ および $f_2$ 成分から新たな差周波数信号が発生し、微分光電流信号に対する誤差の原因となっていた。<sup>2)</sup> この問題点を解決し、微分光電流測定の精度を上げるために基本測定回路を改良した。



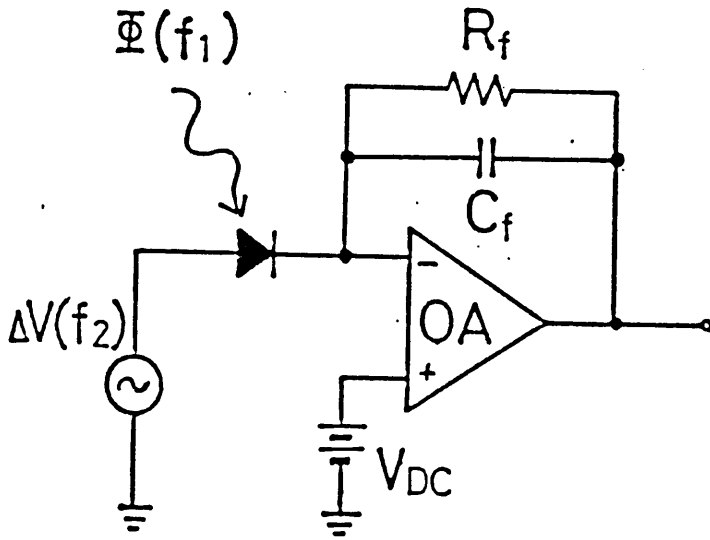


図4-1 従来の基本測定回路

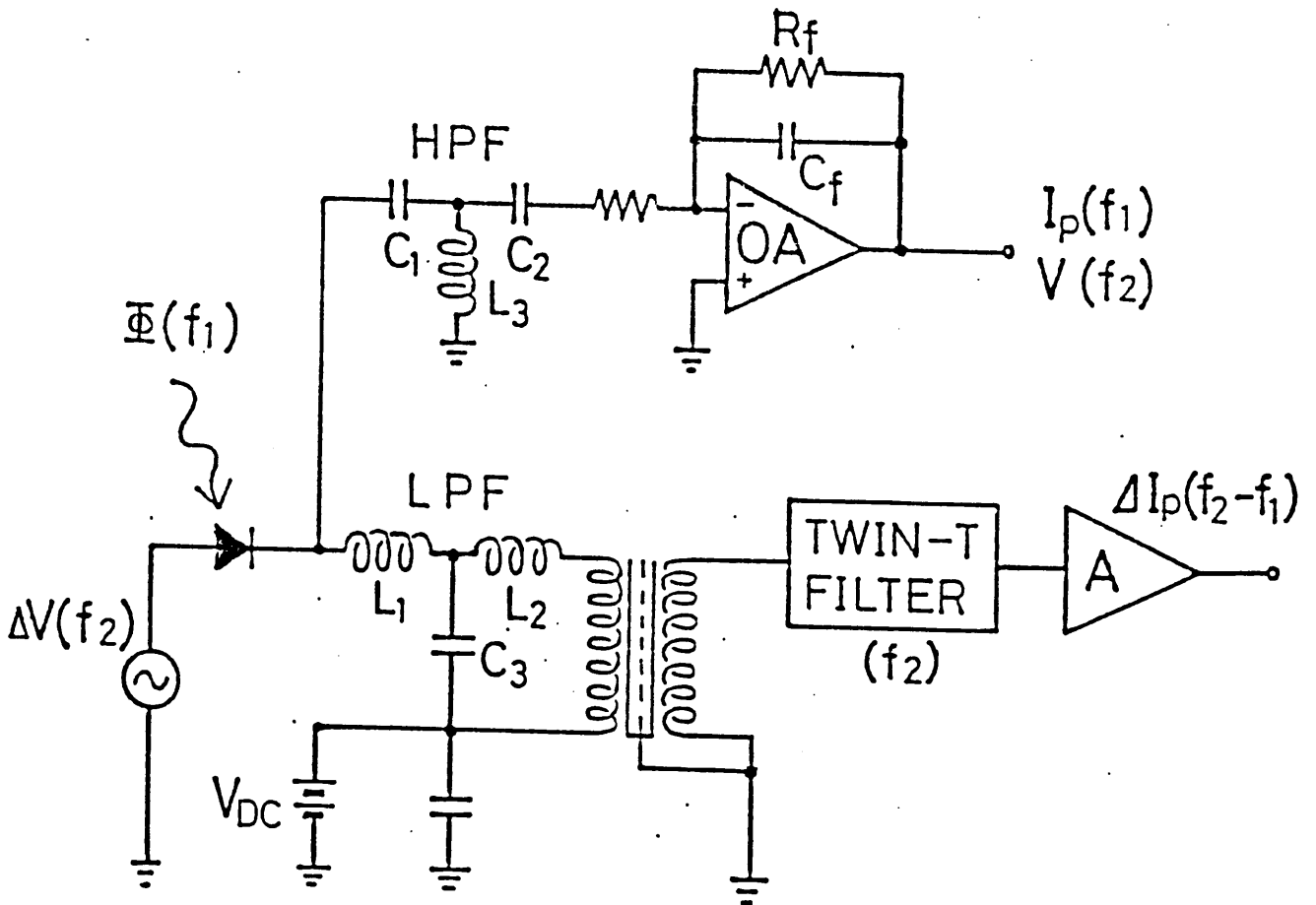


図4-2 改良型基本測定回路

## 4-1-1 回路構成

微分光電流法の基本測定回路として満足すべき条件は、

- 1) 光電流および微分光電流を測定するとき、試料ダイオードの二端子間が測定周波数で交流的にショートとみなせること。
- 2) 直流逆方向バイアス電圧および微小交流電圧が同時に試料ダイオードに印加できること。
- 3) 試料ダイオード以外の回路系から差周波数成分が発生しないこと。

などである。

これらの要求を満たすよう新たに構成した基本測定回路を図4-2に示す。本測定回路において、試料ダイオードは周波数 $f_2$ の微小交流電圧源 $\Delta V(f_2)$ と直列となるよう接続した。勿論、微小交流電圧源の内部インピーダンスは充分小さくしてある。試料直後に、基本周波数 $f_1$ 、 $f_2$ 成分と差周波数 $\Delta f$ 成分を分離するために定K型HPF(高域通過フィルター, High Pass Filter)およびLPF(低域通過フィルター, Low Pass Filter)を挿入して構成した分波器を設置した。この分波器は、信号電力の損失を抑え、熱雑音の主発生源となる抵抗素子の使用を極力少なくするためLC素子を用いて製作した。ま

た、演算増幅器などの能動素子を用いたアクティブフィルターとしなかったのは、次に述べる理由からである。

(1) 演算増幅器の非直線性は、筆者が実際に測定し、また他の報告<sup>3)</sup>から $10^{-3} \sim 10^{-5}$ 程度と見積もられる。一方、受動素子に含まれる非直線性は多くとも $10^{-7}$ である。<sup>4)</sup>これより、能動素子の非線形性は可成り大きいことが分る。

(2) 図4-3に示すように、差周波数 $\Delta f$ 信号成分を通過・増幅するアクティブLPFを帰還率 $\beta(\omega)$ が周波数依存性を持つ負帰還増幅

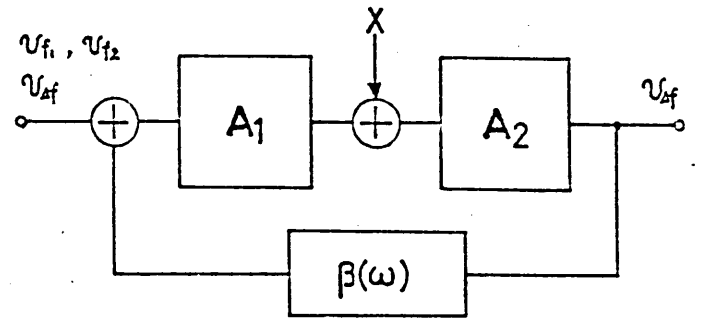


図4-3 ひずみをもつアクティブLPFの構成図

器で構成した場合を考える。この図においては増幅器を二分し、それぞれの利得 $A_1$ および $A_2$ の中間部に $\infty$ なるひずみが発生している場合を示した。<sup>5)</sup>ここに周波数 $f_1, f_2$ および差周波数 $\Delta f$ 成分の信号を入力したとき、 $f_1, f_2$ 成分に対する高調波ひずみは $1/|1-\beta(\omega)A_1A_2|$ 倍と改善される。しかし、この増幅器は差周波数 $\Delta f$ 信号成分の増幅を目的として構成されているので、周波数 $f_1, f_2$ 成分によって発生した差周波数 $\Delta f$ を持つひずみ成分 $\infty$ に対しては帰還率 $\beta(\omega)$ の周波数特性を

考えればほとんど対知ぶきない。

以上のような理由から、直線性のよい受動素子を用いて  
フィルターを構成した。

5 なお、この分波器が定入力抵抗分波器となるためのパ  
ラメータ条件は Norton の解析<sup>6)</sup>より与えられるが、本  
微分光電流法においては測定周波数が決まってお  
り、その通過周波数帯域で定抵抗であれば実用的には問題はない。  
10 したがって、図4-2において簡単に  $C_1 = C_2 = C$  ,  
 $L_1 = L_2 = L$  に選び、対称定K型フィルターとした。

15 図4-2に示すごとく、基本周波数信号径路 (Fundamental signal route, Fルート) では光電流信号  $I_p(f_1)$  と空乏層幅変調電圧信号  $V(f_2)$  がHPFを通過した後、演算増幅器OAに入力され増幅される。この演算増幅器の構成は、次節4-2で述べる試料の空乏層幅を測定する回路をも兼ねているので、その測定条件も同時に満足させるため積分型とした。帰還抵抗  $R_f$  および帰還容量  $C_f$  は、試料タイオードに応じて適当な値とした。演算増幅器OAにはPMI社製のOP-07EJを使用した。  
20 OP-07EJは入力ノイズ電流が  $14 \text{ pA}_{p-p}$  と非常に小さく、またオフセット電圧も  $30 \pm 0.3 \mu\text{V}$  と低く長期安定性に優れたものである。

差周波数信号径路 (Differential signal route, Dルート) は図4-2に示すように微分光電流  $\Delta I_p(\Delta f) / \Delta W$

信号をLPFを通過させた後、入力インピーダンス600Ω、伝達比1:10の整合用トランスを介して、並列T型(Twin-T)フィルター、前置増幅器Aにより増幅している。ここで、Twin-Tフィルターは帯域除去フィルター(Band Eliminate Filter, BEF)であり、LPFで減衰しきれなかった基本周波数成分を除去するために設置した。周波数 $f_1$ 、 $f_2$ のどちらか一方の周波数成分が無視し得る程微弱にできれば、次段に設けてある増幅器Aの非線形性によって誤差となる差周波数成分が発生できなくなるから、このフィルターのカットオフ周波数を比較的信号レベルが大きい、 $f_2$ とした。

直流逆バイアス電圧 $V_{dc}$ は、図4-2に示すごとく交流信号短絡のために挿入した容量値の大きなコンデンサに出力され、整合用トランスおよびLPFを介して試料ダイオードに印加される。この回路構成によって、バイアス電圧は二つの増幅器OAおよびAの動作点に影響を与えないので、LC回路素子および試料の最大定格電圧まで電圧を掛けることができる。

#### 4-1-2 回路の特性および精度

図4-2に示した改良型基本測定回路の周波数特性および入出力特性を確認し、微分光電流信号、すなわち差周波数信号成分に関する測定精度について検討した。

微分光電流法で用いている測定周波数は、 $f_1 = 6 \text{ kHz}$ 、 $f_2 = 6.5 \text{ kHz}$  であり、差の周波数を  $\Delta f (= f_2 - f_1) = 500 \text{ Hz}$  に選んである。これを考慮して、対称定K型HPFおよびLPFの定数を次に示すように設計・製作した。

$$\text{HPF} : C_1 = C_2 = C = 0.1 \mu\text{F}$$

$$L_3 = 20 \text{ mH}$$

$$\text{LPF} : L_1 = L_2 = L = 85 \text{ mH}$$

$$C_3 = 0.47 \mu\text{F}$$

図4-4は、製作した基本測定回路の周波数特性を示している。図の破線部分が分波器のHPFとLPFだけの特性である。このLPFにおいて、差周波数500Hzに対する基本周波数 $f_1$ および $f_2$ の信号除去率は約50dBであった。また逆にHPFに対しても同様の除去率である。ここで図中の一点破線は、参考のためにNortonの解析<sup>6)</sup>による定入力抵抗分波器を本測定周波数に合致させたときの周波数特性である。図から分るように、今回製作した分波器の信号除去率の方がNortonのそれよりも優れている。図4-2で示した増幅器系まで含めた周波数特性を図4-4に実線で示してある。ここで、1kHz以上のDルート側のふくらみは、Twin-Tフィルターによるもの、また数十Hzの低周波数域での利得の減少は整合用トランスの特性によるものと考えられる。一方、フル

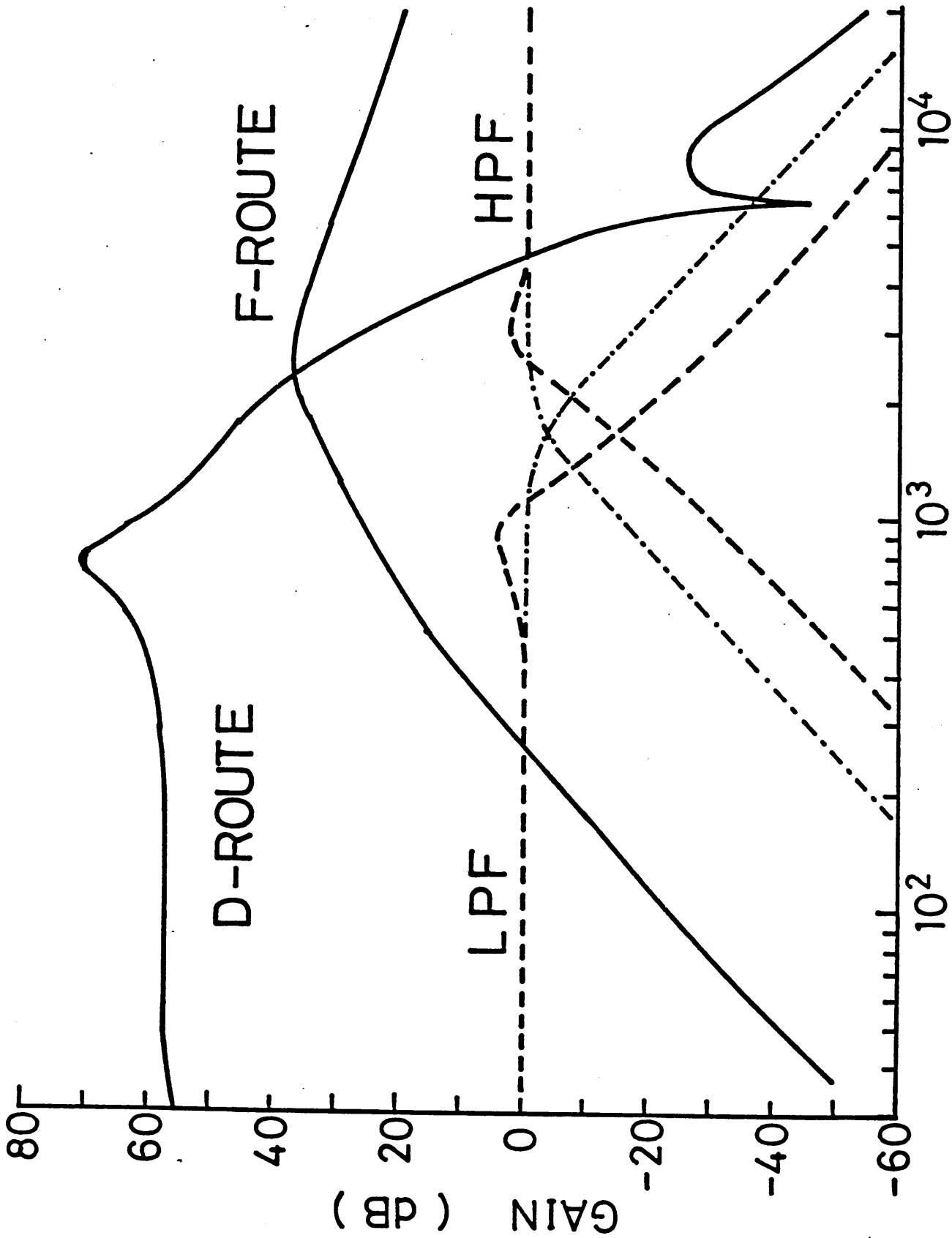


図4-4 改良型基本測定回路の周波数特性  
- · - · - Nortonの解析による特性

ートにおいて、演算増幅器 OA の帰還抵抗  $R_f = 1 \text{ M}\Omega$  , 帰還容量  $C_f = 330 \text{ pF}$  としたので  $3 \text{ kHz}$  より高い周波数側で傾斜特性を示している。

なお、各々の周波数での公称インピーダンスは、

6 kHz : 557  $\Omega$  , 6.5 kHz : 572  $\Omega$  および 500 Hz : 508  $\Omega$  であつた。これより、測定回路の試料ダイオードに対するショートサーキット条件は充分満足していた。

次に、それぞれの周波数信号に対する入出力特性を測定した。図 4-5, 図 4-6 および 図 4-7 にその測定結果を示す。図 4-5 は周波数  $f_1$  成分に対する結果、図 4-6 は周波数  $f_2$  成分, そして 図 4-7 は周波数  $\Delta f = 500 \text{ Hz}$  に対する結果である。ここで、周波数  $f_2$  での測定は、試料ダイオードの接合容量  $C_j$  を等価コンデンサで置き換えておこなつた。図から分かるように、各回路の直線性はよく保たれている。

さて、基本測定回路において、試料以外の回路系に含まれる非直線性から発生する差周波数成分が微分光電流信号に対する誤差となる。そこで、今回製作した基本回路からどの程度誤差差周波数成分が出ているかを測定し、従来の回路と比較した。

測定は、先の入出力特性測定と同様に試料ダイオードを等価接合容量  $C_j = 300 \text{ pF}$  に置き換え、ここに周波数  $f_2$  成分の交流電圧を印加した。この値は  $100 \text{ mVrms}$  および  $500 \text{ mVrms}$  と変えた。また、定電流源によって周波数



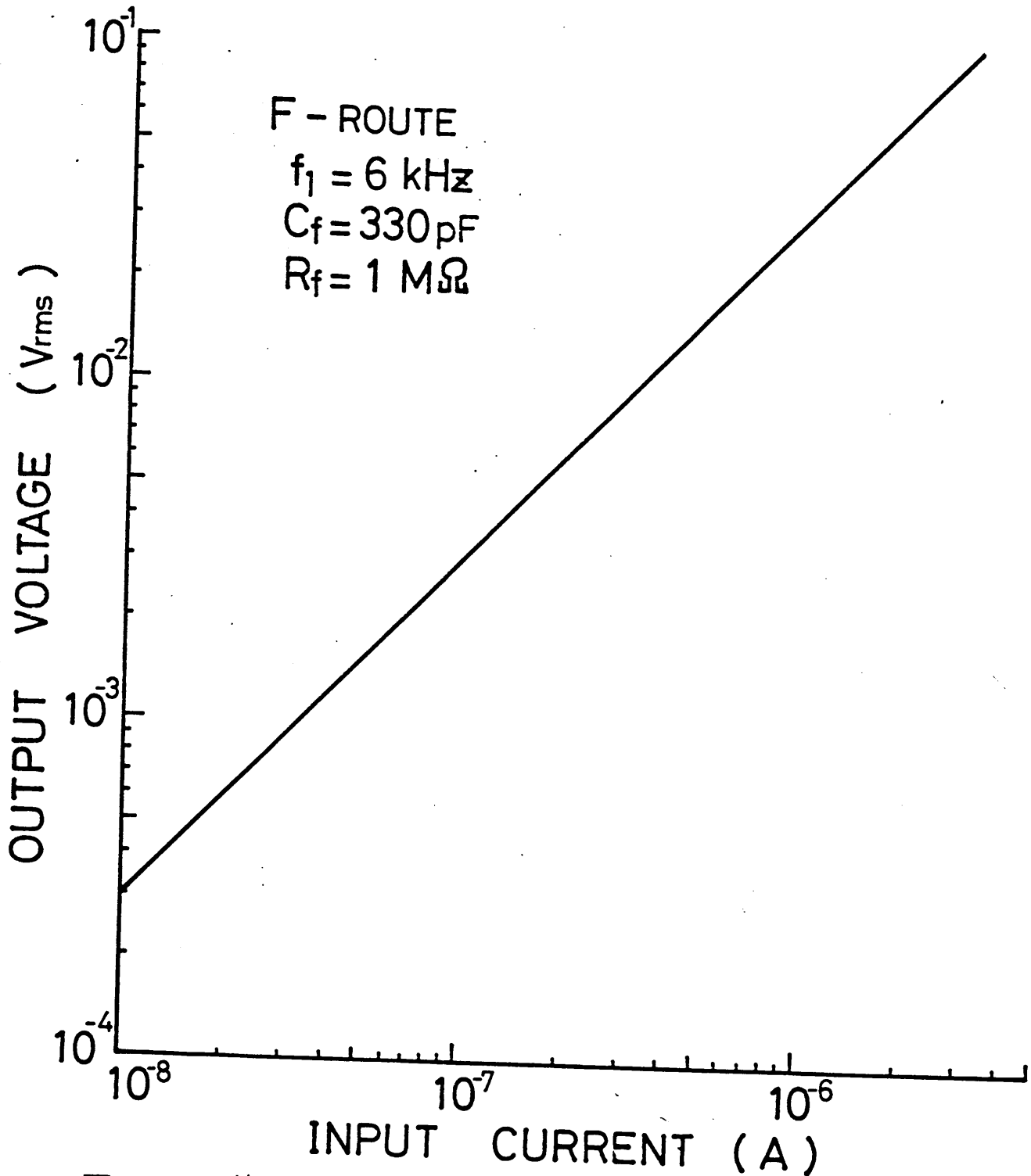


図4-5 基本周波数 $f_1$ 信号径路の入出力特性

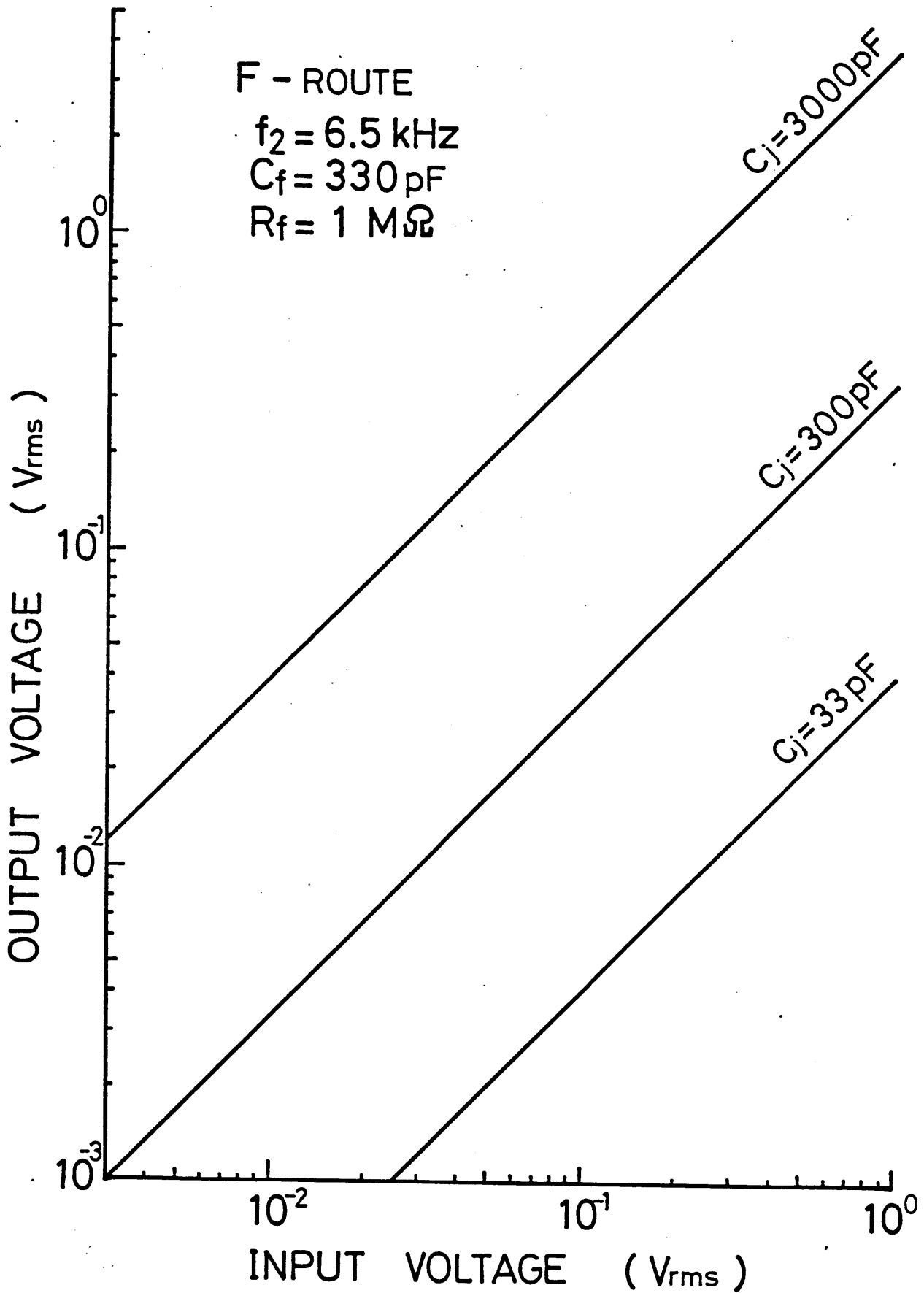


図4-6 基本周波数  $f_2$  信号径路の入出力特性

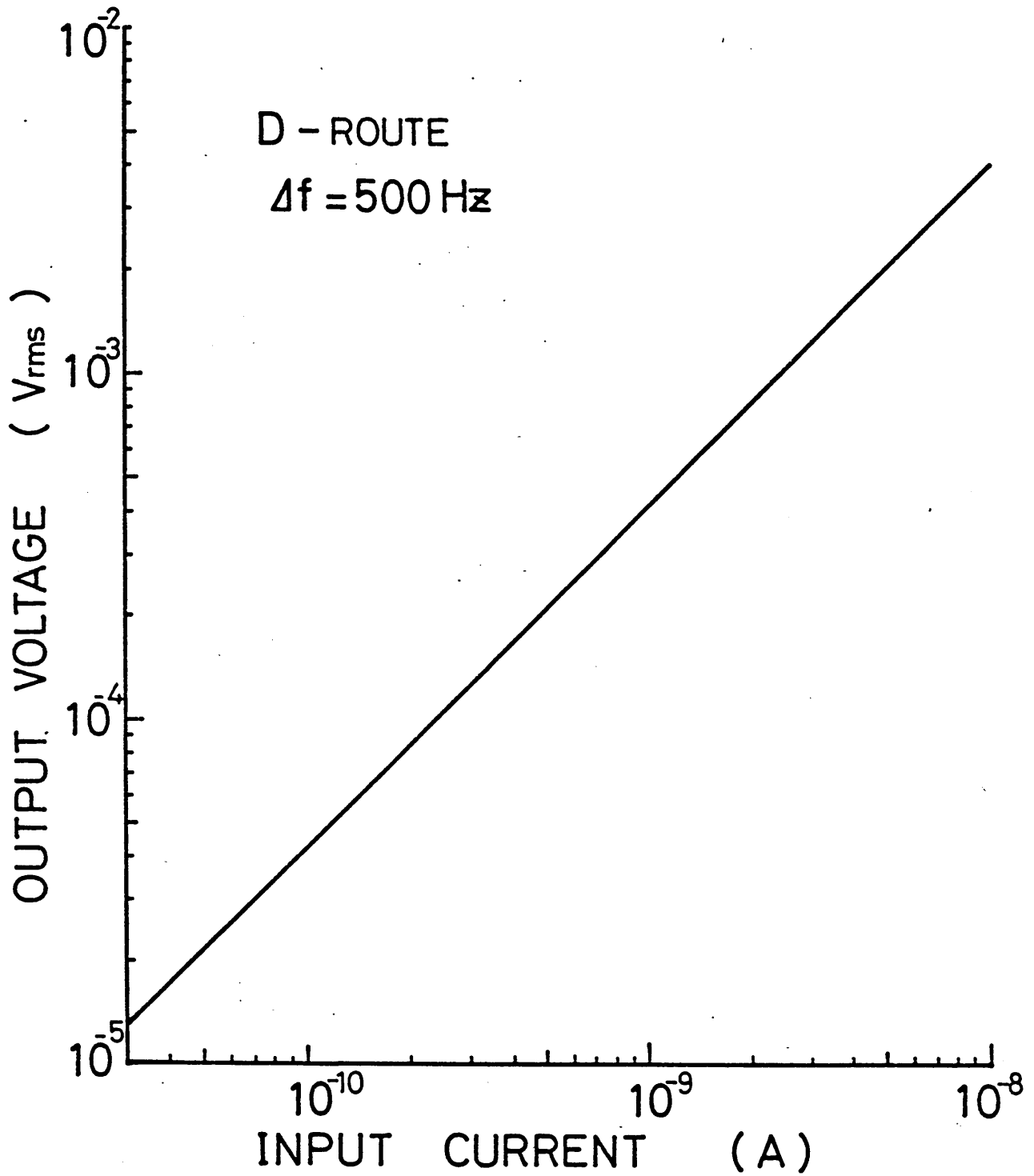


図4-7 差周波数  $\Delta f$  信号径路の入出力特性

5 f<sub>1</sub>の擬似的な光電流を流した。そして、差周波数成分を  
ロックイン増幅器で検出した。図4-8は、このように  
して求めた誤差差周波数電圧を入力換算電流として、こ  
のとき流した擬似光電流の値に対してプロットしたもの  
5 である。実線が図4-2で示した改良型基本測定回路に  
よるもので、破線は図4-1に示した従来の基本回路に  
よるものである。この結果から、受動素子によって構成  
した分波器を用いた基本測定回路の方が、従来型の演算  
増幅器だけのものよりSN比が10~100倍向上している。  
10 なお、今回の基本回路において擬似光電流が1  $\mu$ A以下  
のときの差周波数電流成分は、6 kHz, 6.5 kHz信号を  
加えなくても発生していたので、ほとんど熱雑音による  
ものと考えられる。さらに、基本周波数成分を通過させ  
る経路、つまりFルートにある演算増幅器OAでは誤差  
15 差周波数成分が発生していると考えられるが、この発生  
源と差周波数信号を取扱うDルートとの間にあるHPF  
によってこの信号成分は十分に減衰できるため、Dル  
ート側への影響はなかった。

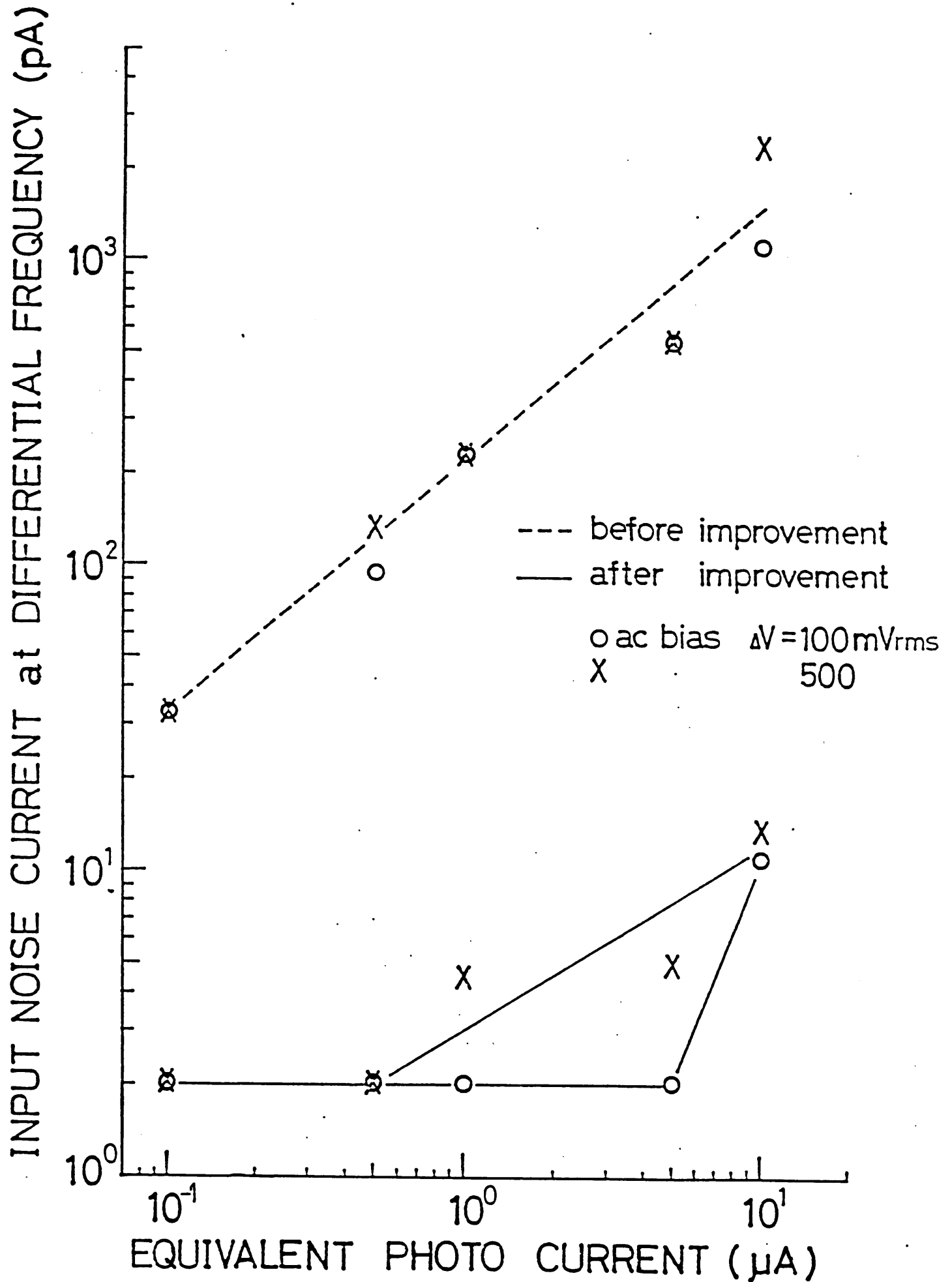


図4-8 回路系より発生する誤差差周波数成分の測定結果

## 4-2 空乏層幅測定回路

従来の微分光電流法では、印加する交流バイアス電圧  $\Delta V$  を一定としていた。このため (3,1) 式で示す空乏層幅の微小変化分  $\Delta W$  が空乏層幅の拡がりに伴い小さくなり、二周波相互変調法で発生する (3,5) 式の微分光電流信号  $\Delta I_p(\Delta W)$  の検出感度を低下させていた。これを解決し微分光電流測定を最適に保つためには、第3章で述べた直接測定の方針に従い空乏層幅の微小変化  $\Delta W$  を常に一定とできればよい。

そこで、ここでは測定精度の向上および直接測定を実現するために製作した空乏層幅測定回路について述べる。

### 4-2-1 測定原理

図4-9は、空乏層幅測定回路の原理を示すものである。この回路は、Millerの報告した帰還法<sup>7)</sup>を応用して構成した。図中にPSDとあるのは、位相検波器 (Phase Sensitive Detector) を表わし、CHOPとあるのはチョッパー、つまりDC/AC Converterを表わしている。

ショットキーダイオードに介在層が存在するとき接合容量は介在層厚みおよび界面準位の影響を受けるが、介在層厚みが充分薄い場合にはその影響は無視できる。この場合に、空乏層幅  $W$  と接合容量  $C_j$  との間には、

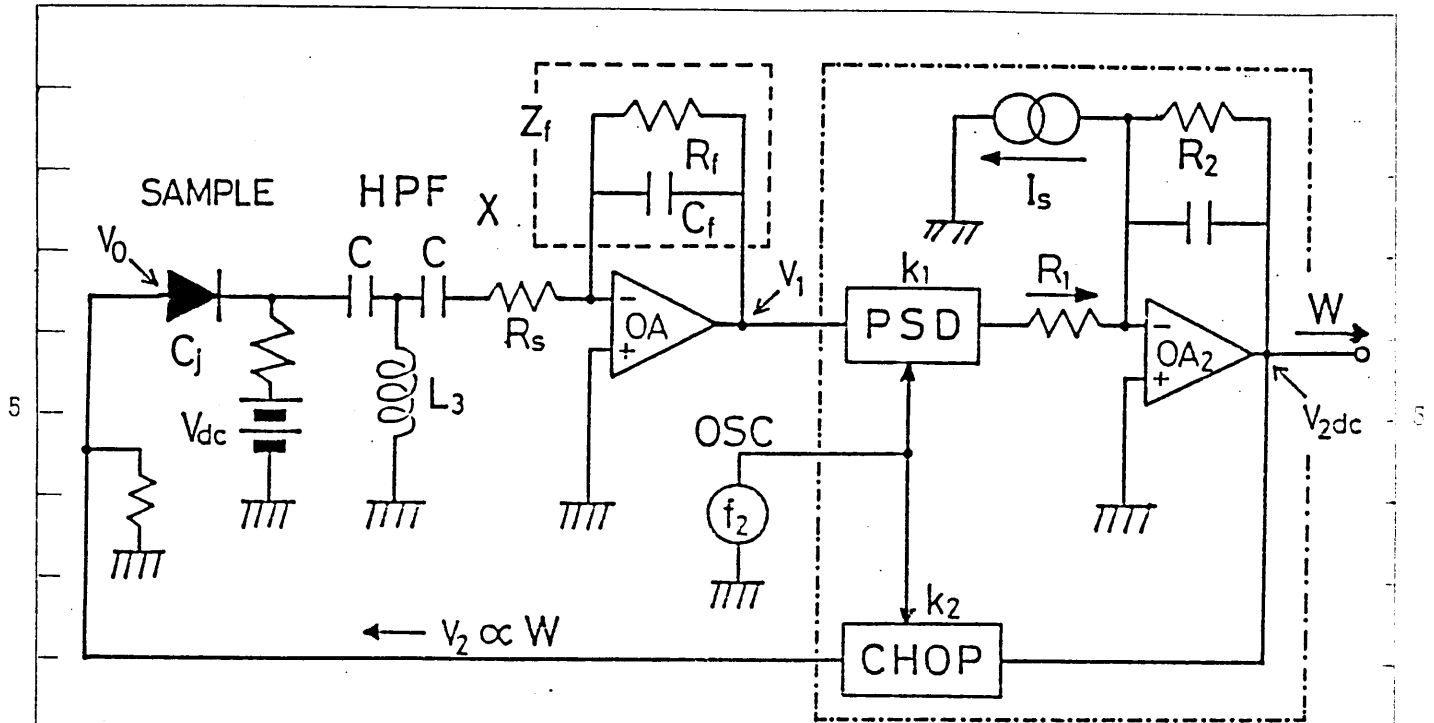


図4-9 空乏層幅測定回路の原理図

$$C_j = \frac{\epsilon A}{W} \quad (4,1)$$

という関係が成り立つ。ここで、 $\epsilon$ は半導体の誘電率、 $A$ は接合面積である。さき、試料に振幅 $V_0$ なる交流電圧(角周波数 $\omega_2$ )を加えると、演算増幅器OAの出力端子には、

$$V_1 = -j\omega_2 C_j Z_f X V_0 \quad (4,2)$$

が現われる。ここで、

$$C'_j = C_j C / (C_j + C) \quad (4,3)$$

$$\Sigma_f = R_f / (1 + j\omega_2 C_f R_f) \quad (4,4)$$

$$X = \omega_2^2 C L_3 / \{ \omega_2^2 C L_3 - (1 - \omega_2^2 C'_j L_3)(1 + j\omega_2 C R_s) \} \quad (4,5)$$

である。ところで、 $C_j \ll C$ 、 $\omega_2^2 C'_j L_3 \ll 1$  となるよう定数を選べば、(4,3)式および(4,5)式は

$$C'_j \doteq C_j \quad (4,3)'$$

$$X \doteq \omega_2^2 C L_3 / \{ \omega_2^2 C L_3 - (1 + j\omega_2 C R_s) \} \quad (4,5)'$$

と近似できる。したがって、(4,2)式は  $C_j$  に (4,1) 式を代入すると、

$$|V_i| = -j\omega_2 \varepsilon A \Sigma_f X V_0 / W \quad (4,6)$$

となる。

この交流電圧を PSD で位相検波し、直流電圧に変換する。この変換利得を  $k_1$  とすれば、直流電圧は、 $k_1 |V_i|$  となる。この電圧を抵抗  $R_1$  を介して演算増幅器  $OA_2$  の負入力端子に接続する。ここで定電流源から供給された一定



電流  $I_s$  と比較し、その偏差を増幅すると演算増幅器  $OA_2$  の出力端子には直流電圧  $V_{2dc}$  が現われる。

$$|V_{2dc}| = R_2 I_s - k_1 \omega_2 \epsilon A R_2 |Z_f X| V_0 / R_1 W \quad (4,7)$$

この電圧を CHOP によって角周波数  $\omega_2$  の交流電圧に変換し、入力側すなわち試料ダイオード側に帰還してやれば、 $V_2 = V_0$  となる。よって、(4,7) 式は、

$$|V_{2dc}| = k_2 R_2 I_s / (1 + k_2 k_1 \omega_2 \epsilon A R_2 |Z_f X| / R_1 W) \quad (4,8)$$

と導かれる。なお、 $k_2$  は CHOP の変換利得である。ここで、

$$G = k_2 k_1 \omega_2 \epsilon A R_2 |Z_f X| / R_1 W \gg 1 \quad (4,9)$$

となるよう回路定数を選べば、(4,8) 式は、

$$|V_{2dc}| \doteq (R_1 I_s / k_1 \omega_2 \epsilon A |Z_f X|) W \quad (4,10)$$

となる。

すなわち、空乏層幅測定回路の出力電圧として空乏層幅  $W$  に比例した直流電圧  $V_{2dc}$  が得られ、この電圧を用いることにより空乏層幅がプロットできる。また、このとき試料ダイオードに加わる微小交流電圧  $\Delta V$  も空乏層幅

$W$ に比例した値となり、不純物濃度  $N(W)$  が一様なダイオードに対して空乏層幅の微小変化  $\Delta W$  が、直流逆方向バイアス電圧  $V_{dc}$  の変化にかかわらず常に一定とできる。

以上の結果、微分光電流が逆バイアス電圧の広い範囲にわたって精度よく測定できるようになり、また第3章で議論したように測定原理に必要な直線関係を直接レコーダ上に得ることができるようになった。

#### 4-2-2 測定精度

空乏層幅測定回路において、(4,9)式で示したループゲイン  $G$  の値が、空乏層幅  $W$  の測定精度に影響を与える。そこで、製作した空乏層幅測定回路の回路定数および本微分光電流法に供した典型的な GaAsP ショットキーフォトダイオードの接合容量値から、ゲイン  $G$  の値を求めた。

帰還インピーダンス  $Z_f$  は、 $R_f = 1 \text{ M}\Omega$  ,  $C_f = 330 \text{ pF}$  から、

$$|Z_f| = R_f / \sqrt{1 + \omega^2 C_f^2 R_f^2} = 74 \text{ k}\Omega$$

であった。伝達定数  $X$  は、図 4-9 において位相検波器 PSD の部分に取り付けた移相回路 (Phase Shifter) により調整し、 $|X| \div 0.4$  となるように設定した。また、 $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$  ,  $R_2 = 1 \text{ M}\Omega$  である。

図4-10および図4-11は、実際に製作したPSDとCHOPの入出力変換特性を示すものであるが、これより位相検波器PSDの変換利得  $k_1 \doteq 1.77$  であり、同様にCHOPの変換利得  $k_2 \doteq 1$  である。

以上の回路定数を(4,9)式に代入し、測定に用いたGaAs<sub>0.62</sub>Po<sub>0.38</sub>ショットキーフォトダイオードの接合容量の変化

$C_j = 703 \text{ pF} (V_{dc} = 0 \text{ V}) \sim 206 \text{ pF} (V_{dc} = 10 \text{ V})$   
を考慮して、 $G$ を計算すると

$$1504 > G > 441$$

となり、条件  $G \gg 1$  を充分満足していた。この値から、空乏層幅  $W$  の測定誤差は、0.2%程度と見積もられる。

図4-12は、実際に上述のGaAs<sub>0.62</sub>Po<sub>0.38</sub>ショットキーフォトダイオードに直流逆方向バイアス電圧  $V_{dc}$  を印加して得られた空乏層幅  $W$  の測定結果である。C-V法から求めた空乏層幅の値とよく一致しており、上述の測定誤差の値が妥当なものであることが分る。

### 4-3 全測定装置

改良型基本測定回路、空乏層幅測定回路などから成る微分光電流法的全測定装置を図4-13に示す。

試料に加える微小交流電圧は空乏層幅  $W$  に比例した周

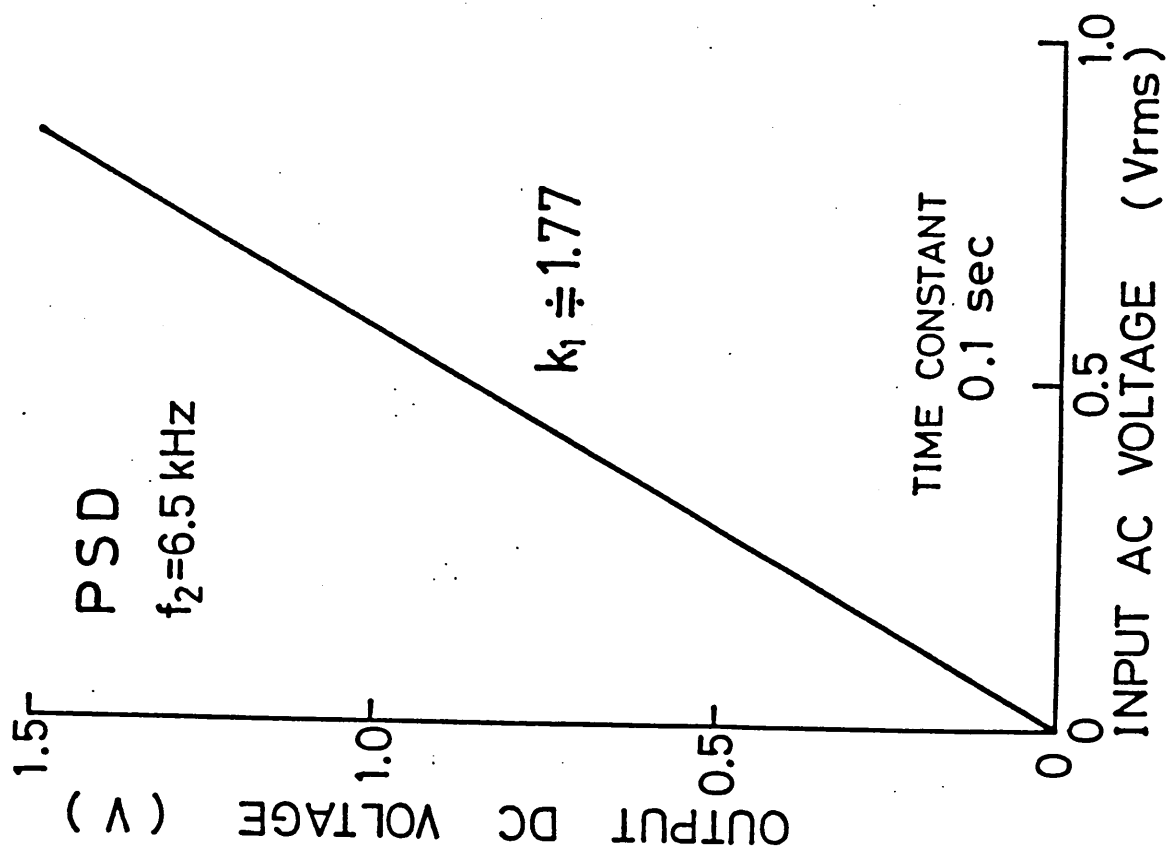


図4-10 位相検波器PSDの変換特性

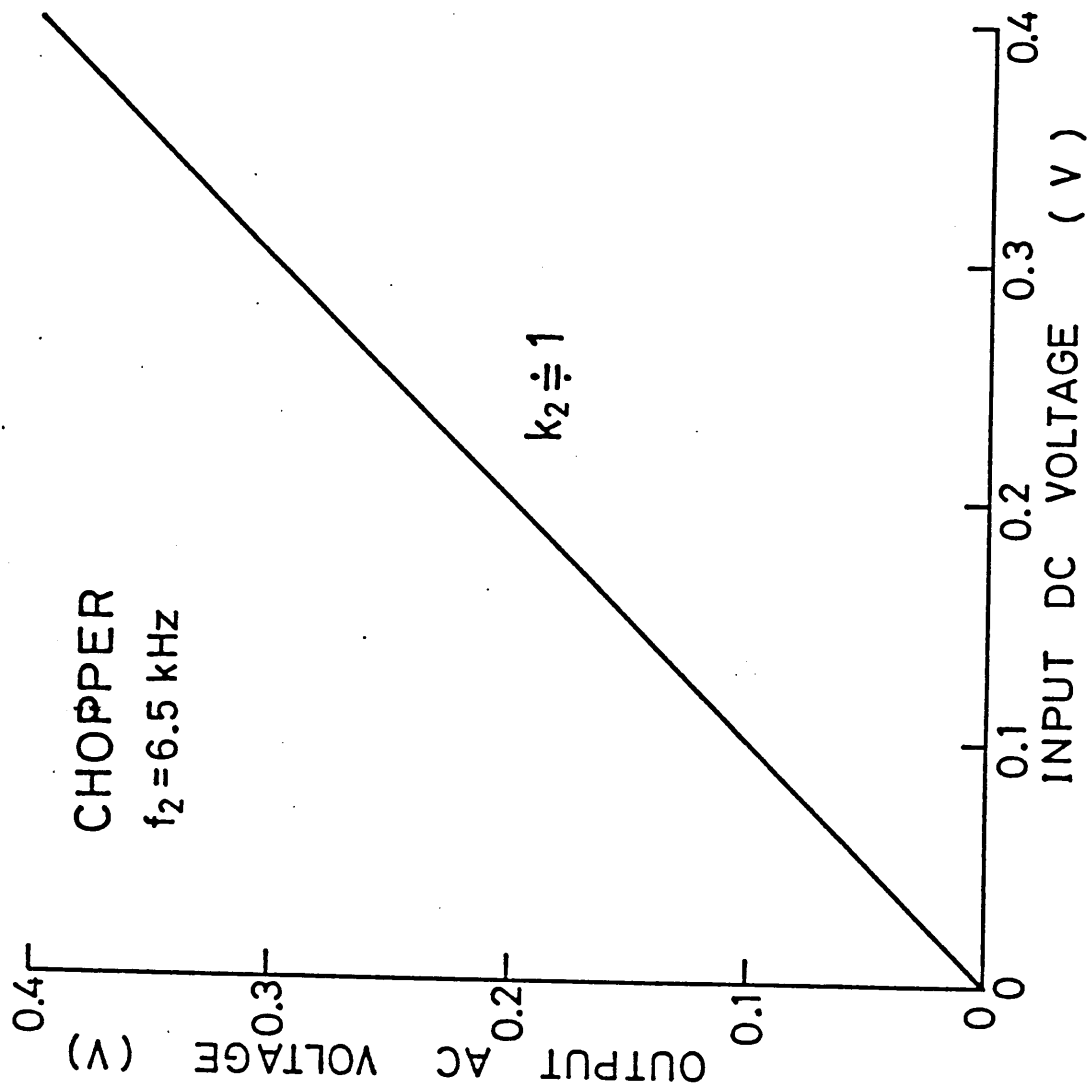


図4-11 チョッパ-CHOPの変換特性

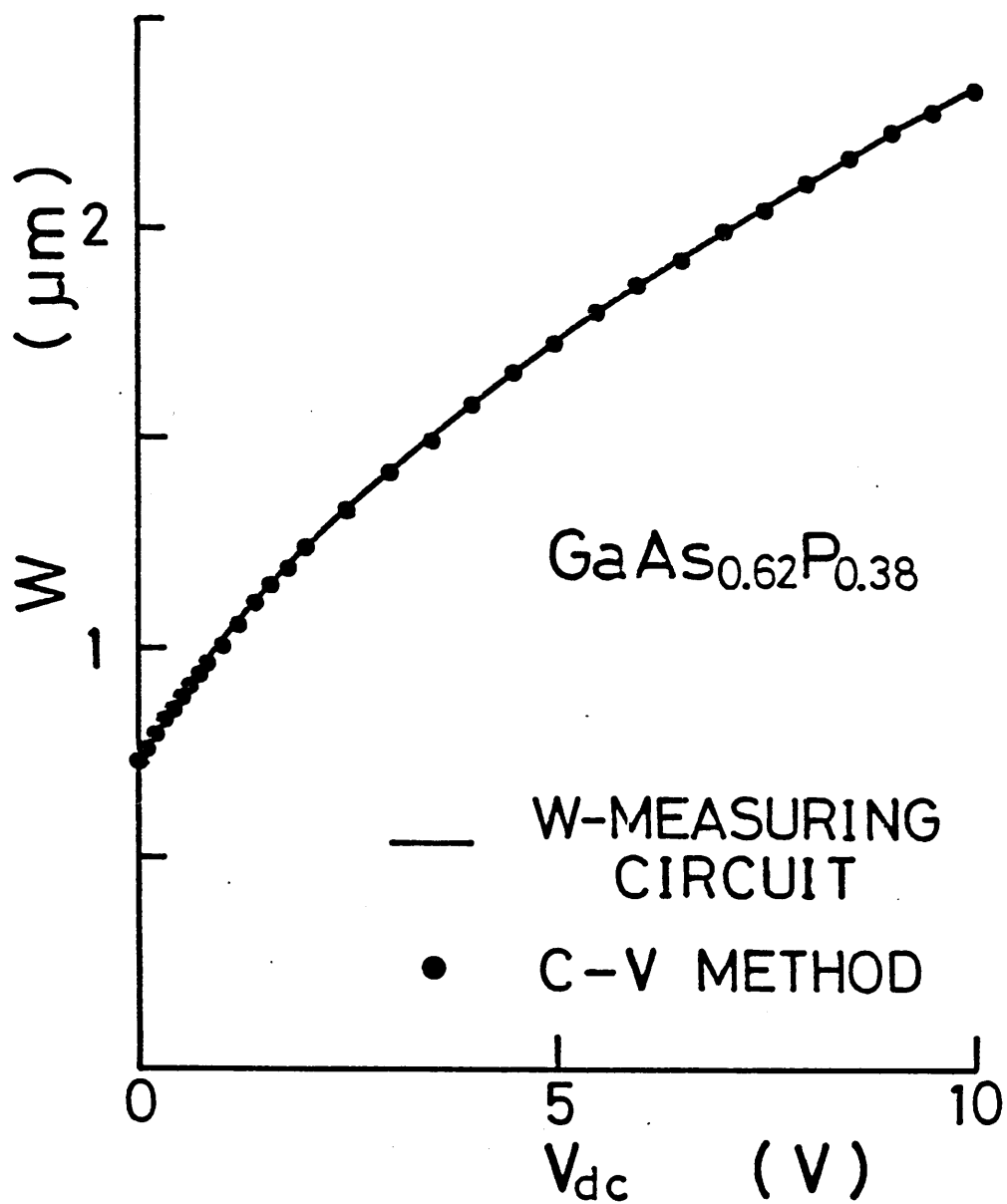


図4-12.  $\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$  ショットキーバリアフォトダイオードの空乏層幅  $W$  対直流逆バイアス電圧  $V_{dc}$  の関係

波数  $f_2 = 6.5 \text{ kHz}$  の信号で、空乏層幅測定回路 (W-measuring circuit) より供給され、その値は直流逆方向バイアス電圧  $V_{dc} = 0 \text{ V}$  のときに設定する。光源としてタンクステン電球を用い、その光を分光器によって単色化している。なお、光源には装置を簡便にするためにLED<sup>8)</sup> およびレーザー光を用いることもできる。分光器からの出力光を光チョッパーによって周波数  $f_1 = 6 \text{ kHz}$  で変調し試料に照射している。二枚のレンズは集光するためのものである。

基本測定回路から得られた差周波数の微分光電流  $\Delta I_p(\Delta f) / \Delta W$  信号および光電流  $I_p(f_1)$  信号は、それぞれロックイン増幅器で選択増幅している。このとき、図4-13に示すごとくチョッパーで変調した光をフォトダイオードで受け取り出した周波数  $f_1$  の信号を、そのままロックイン増幅器 ( $f_1$ ) に入力し、参照信号 REF. ( $f_1$ ) としている。また、この周波数  $f_1$  の信号と周波数  $f_2$  の発振器からの信号とを平衡変調器 MC1494 に入力して、 $f_2 - f_1 = 500 \text{ Hz}$  の差周波数の信号をつくり、低域通過フィルター、前置増幅器を通じて参照信号 REF. ( $f_2 - f_1$ ) としてロックイン増幅器 ( $f_2 - f_1$ ) に供給している。このようにして、それぞれのロックイン増幅器の出力端子に光電流および微分光電流に比例した直流電圧が得られる。

X-Yレコーダ1のX軸には微分光電流信号に比例し

た直流電圧を入力し、Y軸には光電流信号を入力する。また、X-Yレコーダ<sup>2</sup>には、図4-13に示すごとく空乏層幅測定回路より得た空乏層幅 $W$ に比例した直流電圧をX軸に入力する。一方、Y軸には差周波数信号のロックイン増幅器( $f_2 - f_1$ )から得た微分光電流信号を対数増幅器(LOG AMP)を用いて対数変換をおこなってから入力する。対数増幅器はBURR-BROWN社製の4127KGを使用した。図4-14にその入出力特性を示す。この図にあるように製作した対数増幅器は常用対数変換に対応しているが、LOG値とln値は比例関係にあるので自然対数への変換は容易である。

以上のようにして、測定装置を動作できる状態にした後、バイアス電圧発生器を用いて試料に加える直流逆方向バイアス電圧 $V_{dc}$ を掃引することによって二台のX-Yレコーダのチャート上に光電流 $I_p(f_1)$ 対 $\Delta I_p(\Delta f)/\Delta W$ および $\ln\{\Delta I_p(\Delta f)/\Delta W\}$ 対 $W$ のプロットが直接・自動的に得られる。

本測定で使用した測定器は以下の通りである。

\*ロックイン増幅器

PRINCETON APPLIED RESEARCH社 MODEL HR-8

BROOKDEAL社 9503

\*X-Yレコーダ

渡辺測器 WX 451

松下通信工業 VP 642 A

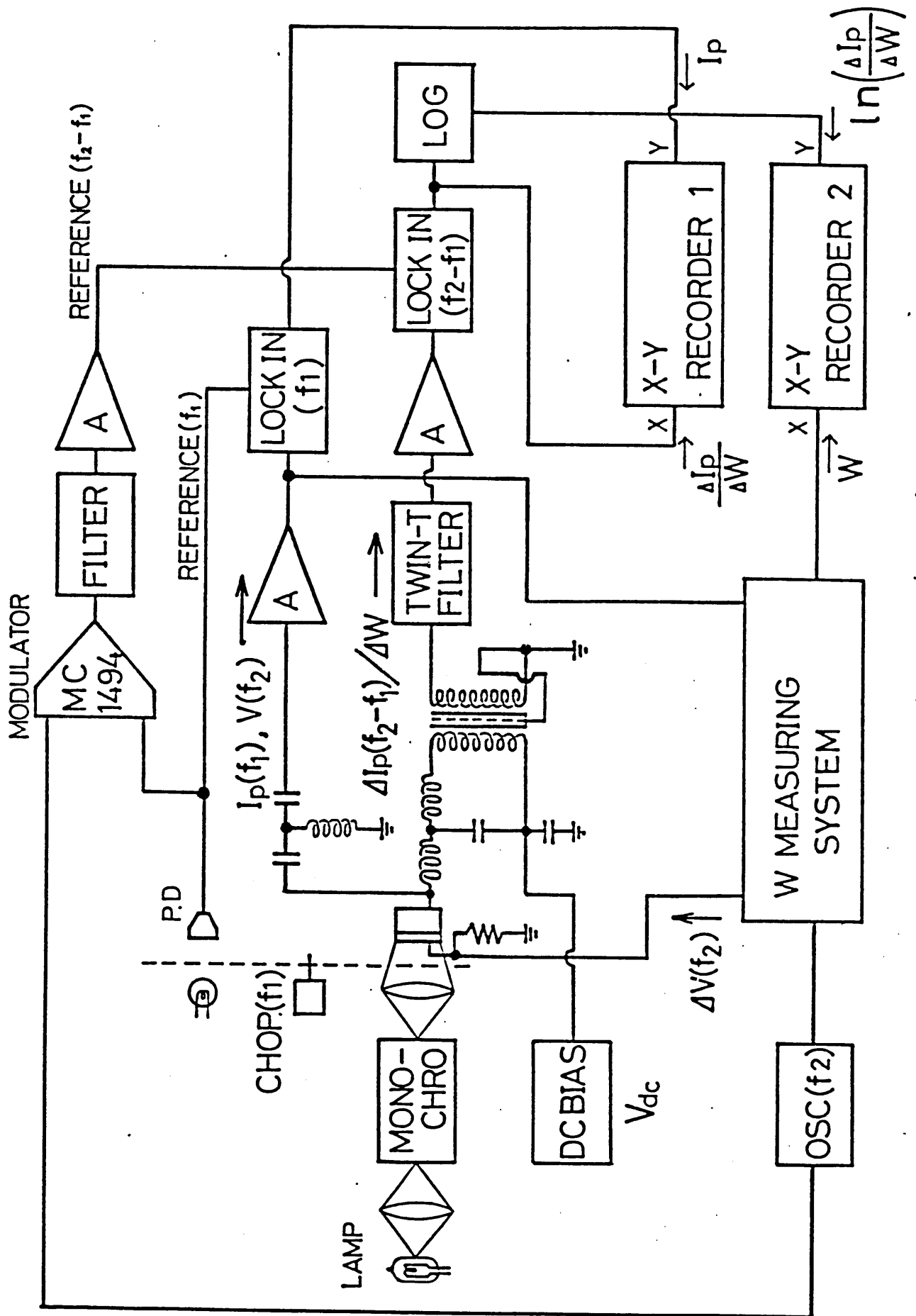


图4-13 微分光电流法的全测定装置



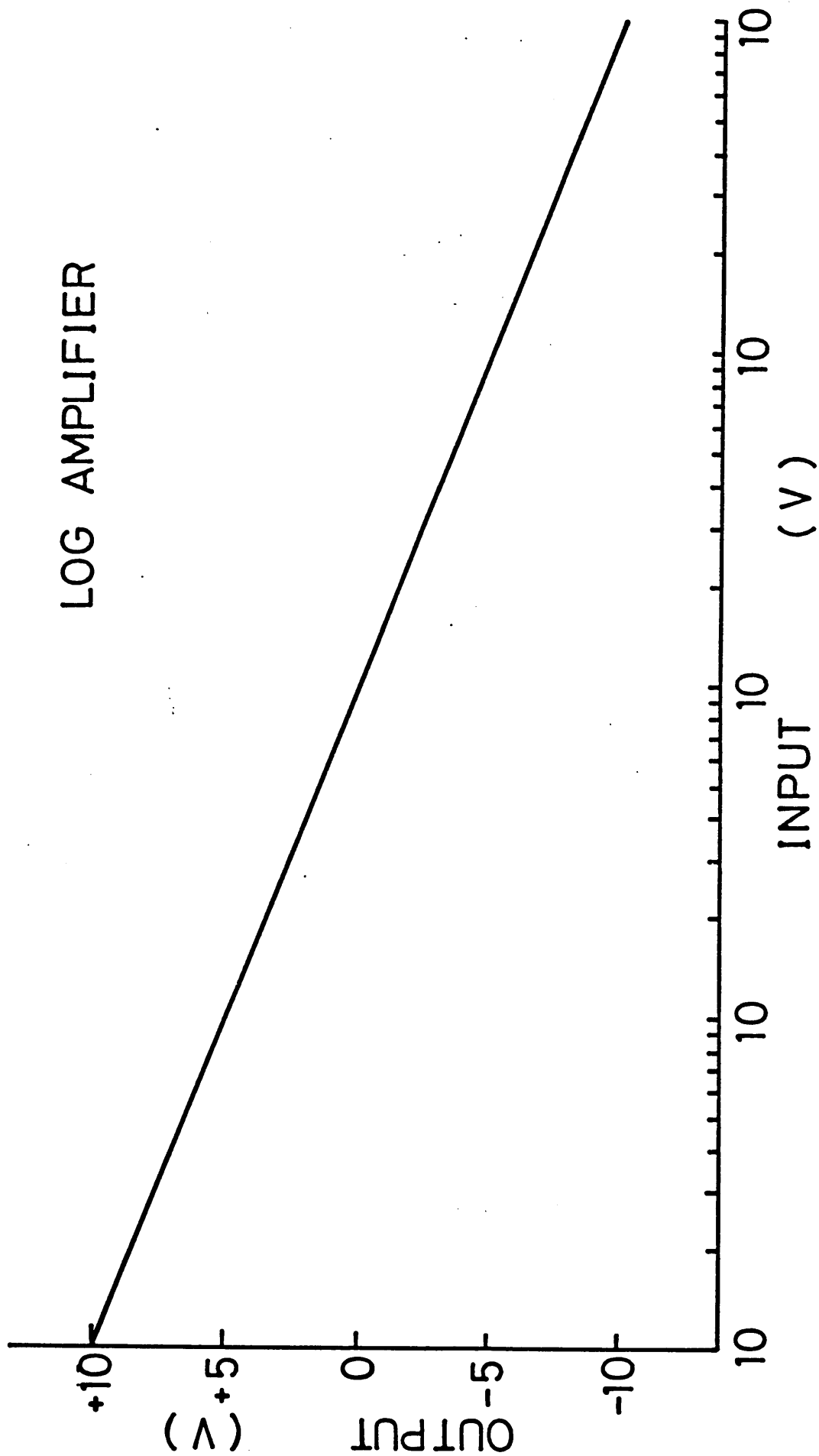


图4-14 对数增幅器の入出力特性

## 第4章の参考文献

- 1) T. Sukegawa, T. Watanabe, T. Mizuki and A. Tanaka:  
IEEE Trans. Electron Dev., ED-27 (1980) 1251.
- 2) S. Hasegawa, T. Watanabe, A. Tanaka and T.  
Sukegawa: Rev. Sci. Instrum., 54 (1983) 1165.
- 3) 渡辺経夫: 静岡大学大学院修士論文 (昭和55年3月).
- 4) 菅野, 佃: 信学技報 EMC81-17 (1981) 29.
- 5) 阿部, 木下: "計測回路" 朝倉書店 1980 p.110.
- 6) 例えば、宮田房近: "回路網合成" 共立出版  
昭31 p. 286.
- 7) G.L. Miller : IEEE Trans. Electron Dev.,  
ED-19 (1972) 1103.
- 8) 長谷川, 宮下, 田中, 助川: 昭和56年度電気関係学  
会東海支部連合大会講演論文集 (1981, 10) p.262.

## 第5章 測定結果および検討

改良した微分光電流法を用いて、実際にGa(As, P)混晶ショットキーフォトダイオードに対して測定をおこなった。そして、得られた光吸収係数および少数キャリア拡散長に対して検討を加えた。

なお、測定はすべて300Kでおこなった。

### 5-1 Ga(As, P)ショットキー フォトダイオード

GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>混晶は、n型GaAs(100)基板の上に気相エピタキシャル(Vapor Phase Epitaxial)法で成長させたテルル(Te)添加n型混晶である。この成長層厚みは約40 μmであった。混晶組成比は $x=0.0$ 、つまりGaAs、 $x=0.23$ および $x=0.38$ の三種類である。

この成長層の表面を王水でエッチングし、純水で洗浄した後、金(Au)を光に対して窓効果を持たせるよう約80 Åの薄さに選択的に蒸着してショットキー電極とした。このとき、受光面積(≡接合面積)は、 $A_j = 2.5 \text{ mm} \times 2.5 \text{ mm}$ であった。

これらGa(As, P)ショットキーバリアフォトダイオードの不純物濃度分布 $N(W)$ と空乏層幅 $W$ の関係をC-

V測定から、Schottkyの式<sup>1)</sup>

$$N(W) = \frac{C_j^3}{q\epsilon A} \frac{dV}{dC_j}, \quad W = \frac{\epsilon A}{C_j} \quad (5,1)$$

を使って求めた。その結果を図5-1に示す。各試料が  
イオードの不純物濃度分布は均一分布で、その値は  
 $N(W) = 1.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ( $x=0.0$ ),  $1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ( $x=$   
 $0.23$ ) および  $2.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ( $x=0.38$ ) であった。

次に、ダイオードの順方向I-V特性を測定した。そ  
の結果を図5-2に示した。図の直線の傾きはダイオード  
の理想因子 (ideality factor)  $n$  を与え、その値は  
各々  $n = 1.06$  ( $x=0.0$ ),  $1.15$  ( $x=0.23$ ) および  $1.20$   
( $x=0.38$ ) であった。このように  $n$  値が1より大き  
くなる原因は、金属と半導体界面に存在する介在層や界面  
準位によることが一般に知られている。<sup>2~4)</sup> そこで、実  
際にどの程度の介在層厚みが金属-半導体間に存在して  
いるか確認するため、ショットキーバリア高さの測定よ  
り厚みを求めた。実効介在層厚み  $\delta/\epsilon_s^*$  は、半導体表面  
に反転層がない場合には次式より与えられる。<sup>5)</sup>

$$\frac{\delta}{\epsilon_s^*} = \left\{ \frac{2\epsilon_0}{q\epsilon_s^* N_D} \right\}^{1/2} \left[ V_0^{1/2} - \left( \phi_{B0} - V_n - \frac{kT}{q} \right)^{1/2} \right] \quad (5,2)$$

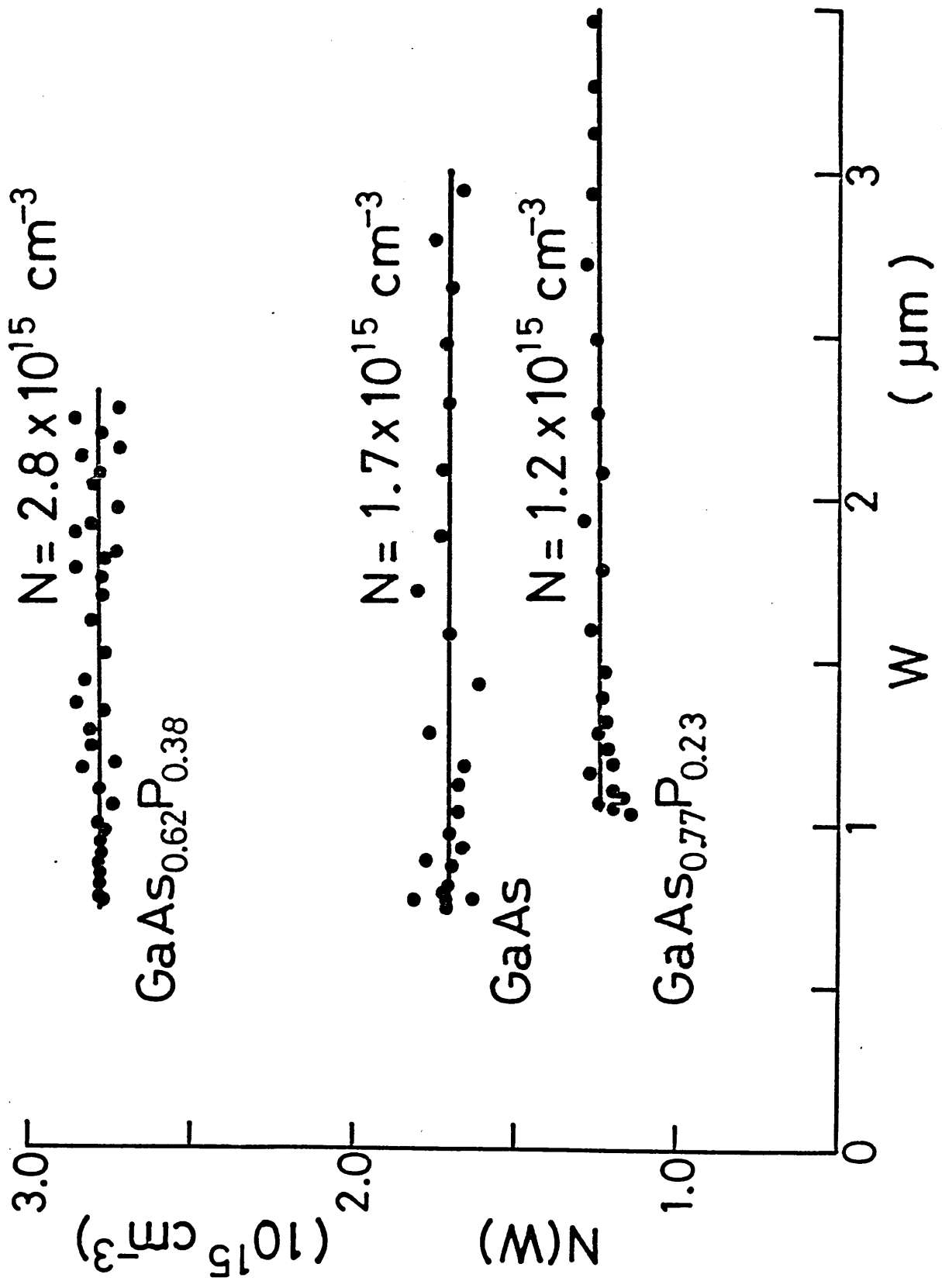


図5-1 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>ショットキーバリアフォトダイオードの不純物濃度  $N(W)$  対空乏層幅  $W$  の関係

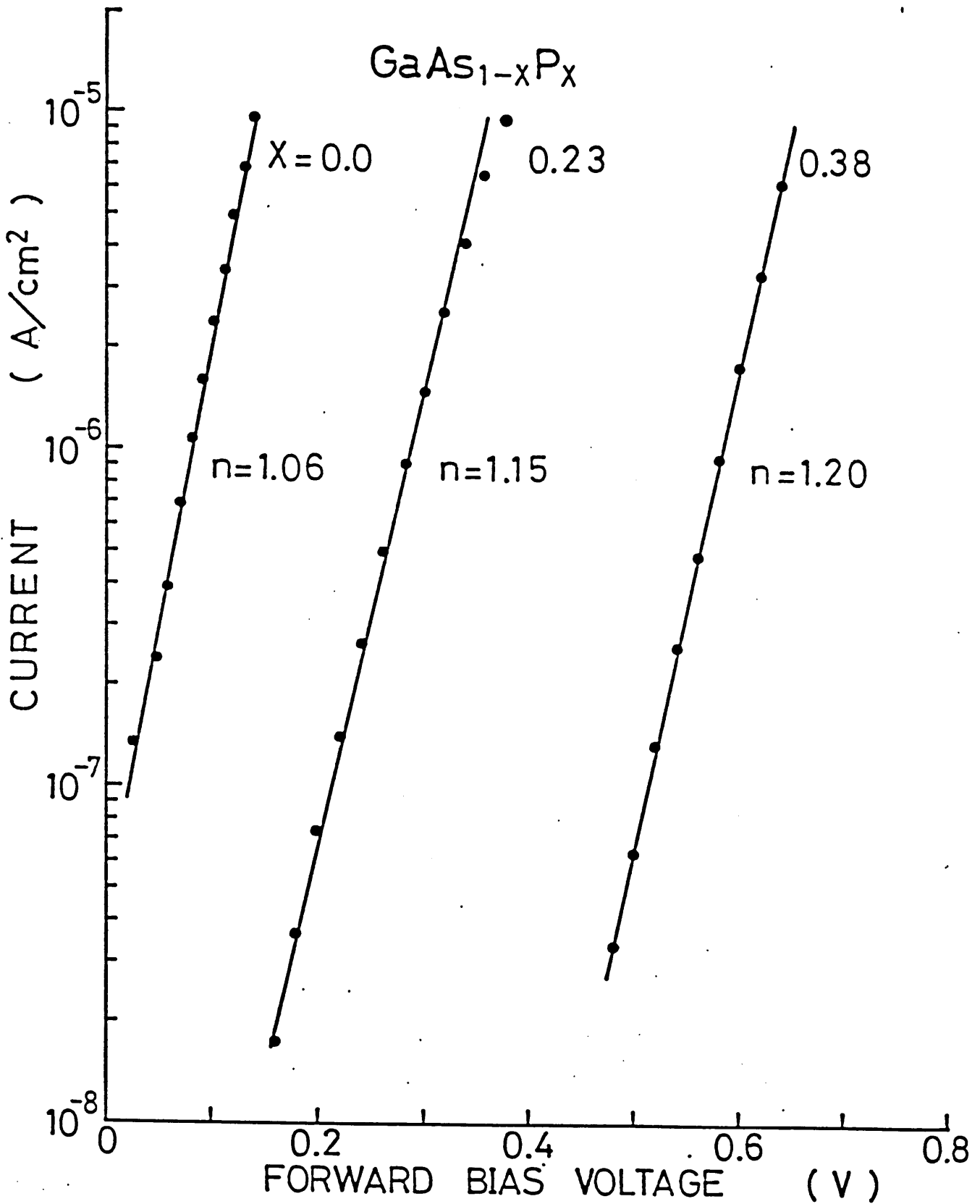


図5-2 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの順方向 I-V 特性

ここで、 $\delta$ : 介在層厚み,  $\epsilon_i^*$ : 介在層の比誘電率  
 $\epsilon_0$ : 真空中の誘電率,  $\epsilon_s^*$ : 半導体の比誘電率  
 $N_D$ : ドナー濃度

5 また、 $V_0$ はC-V測定から得られる $1/C^2$ 対Vプロットの  
 10 電圧軸切片の値である。 $\phi_{B0}$ はショットキーバリア高  
 15 さである。この値は、10Å程度の薄さの介在層は光応答  
 20 励衰に寄与しないと考えられるので<sup>6)</sup>ファウラープロット  
 25 により求めたバリア高さ $\phi_B(\text{Photo})$ とした。 $V_n$ は、伝導  
 30 帯の底とフェルミ準位の間ポテンシャルで、次式のご  
 35 とく与えられる。<sup>7)</sup>

$$V_n = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left[2\left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} / N_D\right] \quad (5,3)$$

15 ここで、 $N_c$ : 伝導帯の有効状態密度

20  $m^*$ : 電子の有効質量

25 である。また、 $N_D = N(W)$ とした。

30 図5-3および図5-4は、それぞれのGa(As, P)  
 35 ショットキーフォトダイオードに対する $1/C^2$ 対Vプロ  
 40 ット、光応答特性測定から求めたファウラープロットで  
 45 ある。この結果から求めた $V_0$ および $\phi_B(\text{Photo})$ の値を表  
 50 5-1に示した。またこの表には計算に使用した他のパ  
 55 ラメータの値も載せてある。ところで、得られた

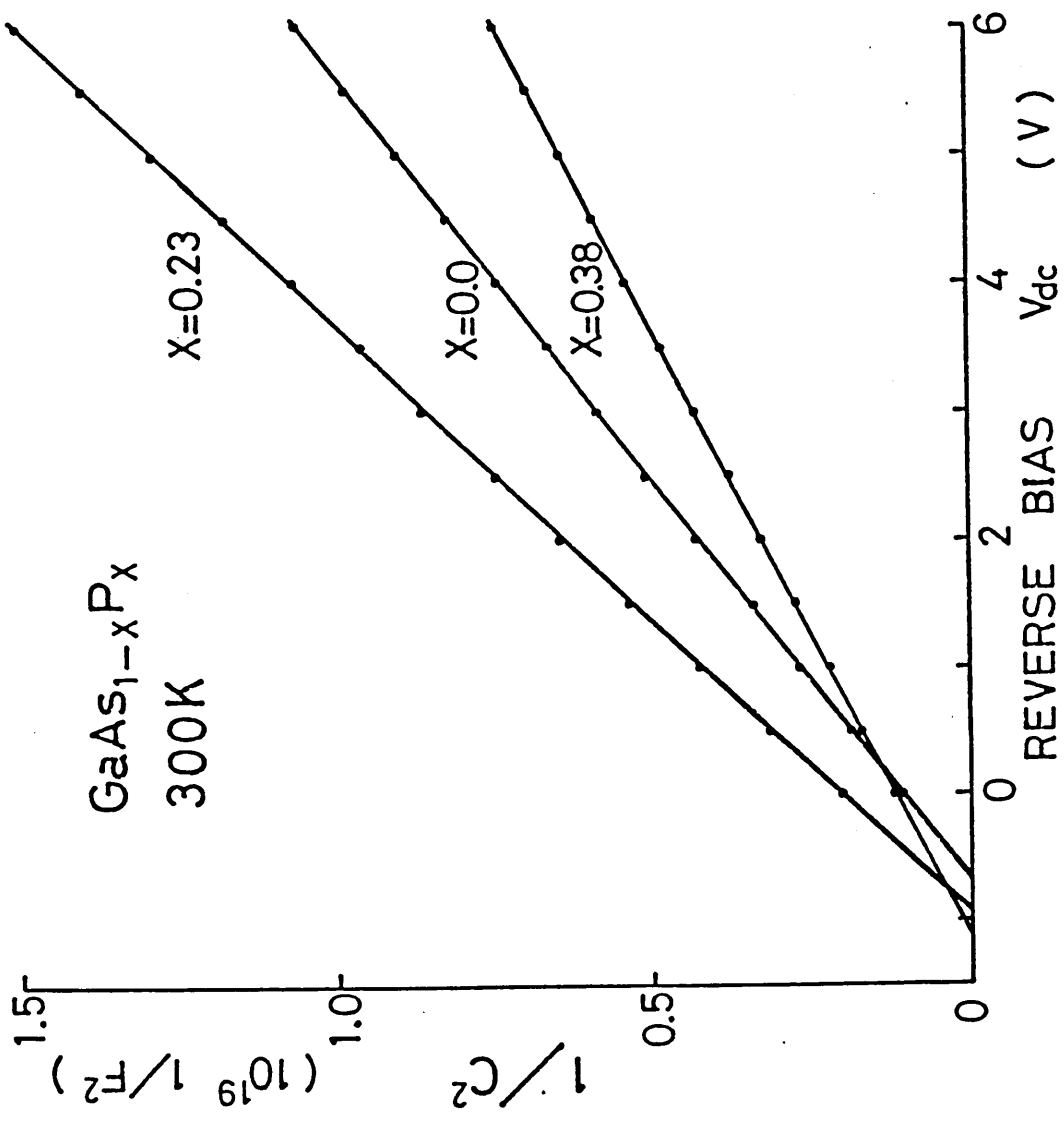


図5-3 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの  $1/C^2$  対  $V$  プロット

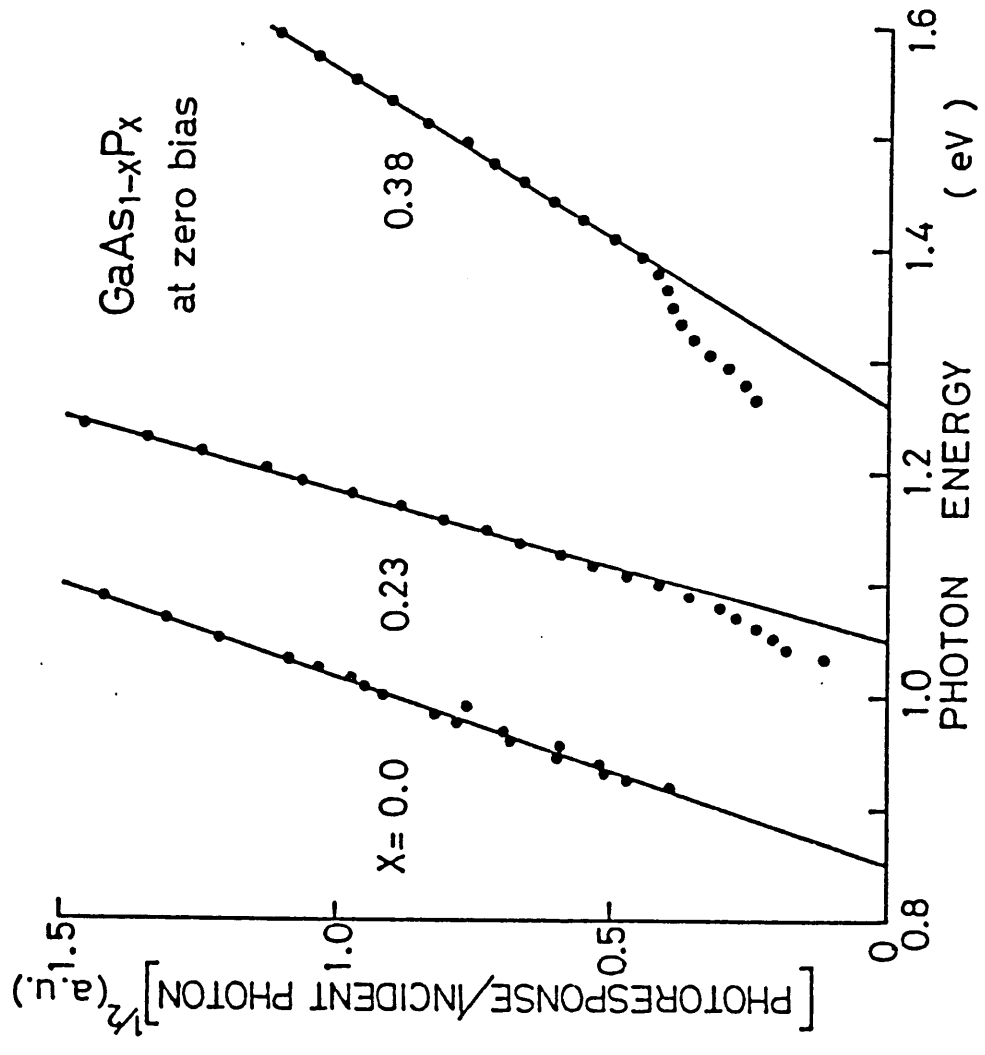


図5-4 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの 光応答特性より得たファウラープロット



$\phi_B$  (Photo) の値とそれぞれの GaAs P 混晶の禁制帯幅  $E_g$  を比較すると、半導体表面近傍に反転層があると考えられる。反転層に存在する正孔の濃度は表面で最大となり、その濃度  $p_s$  は

$$p_s = N_v \exp\left(\frac{\phi_{B0} - E_g}{kT}\right) \quad (5,4)$$

で与えられる。ここで、 $N_v$  は価電子帯の有効状態密度である。それぞれの混晶に対して、この  $p_s$  を求めるとおよそ  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  であった。多数キャリア、つまり電子濃度の値 ( $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) と比べると、この値は非常に小さくこの少数キャリアによる空間電荷の接合にかかる電圧への寄与分はほとんど無視できる。すなわち、この少数キャリアの切片電圧  $V_0$  の測定値への影響はほとんどなく、半導体表面に反転層がない場合の (5,2) 式が、この場

表 5-1 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの実効存在層厚みおよび計算に用いたパラメータ

		GaAs	GaAs <sub>0.77</sub> P <sub>0.23</sub>	GaAs <sub>0.62</sub> P <sub>0.38</sub>
$E_g$	(eV)	1.43	1.70	1.89
$\epsilon_s^*$		13.1	12.7	12.4
$m^*/m_0$		0.067	0.088	0.099
$V_n$	(eV)	0.144	0.164	0.147
$V_0$	(V)	0.70	0.89	1.13
$\phi_B$ (Photo)	(eV)	0.85	1.05	1.26
$\delta/\epsilon_s^*$	(Å)	8.5	13.7	11.5

合でも適用できる。したがって、表5-1に示した各々のパラメータの値を(5,2)式に代入して実効介在層厚み $\delta/\epsilon_i^*$ を求めると、 $\delta/\epsilon_i^* = 8.5 \text{ \AA}$  ( $x=0.0$ ),  $13.7 \text{ \AA}$  ( $x=0.23$ ) および  $11.5 \text{ \AA}$  ( $x=0.38$ ) となった。これより、この議論に従えば、約 $10 \text{ \AA}$ 程度の介在層が存在しており、第2章における解析モデルが妥当であることが分かった。

## 5-2 光電流および微分光電流の測定結果

一例として、 $\text{GaAs}_{0.62}\text{Po}_{0.38}$ の試料にエネルギー $h\nu = 1.930 \text{ eV}$ の単色光を照射して測定をおこなったとき、二台のレコーダ上に得られた測定結果を図5-5(a)および図5-5(b)に示す。図5-5(a)は微分光電流 $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$ 対 $W$ を、図5-5(b)は光電流 $I_p$ 対 $(\Delta I_p/\Delta W)$ の関係を示している。両プロットとも良く直線となり、本改良型測定装置から測定原理どおりの関係が得られた。図5-5(a)の直線の勾配から、直ちに光吸収係数 $\alpha = 1.41 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ と求められる。また、図5-5(a)の直線を空乏層幅 $W=0$ に外挿することにより、 $|\Delta I_p/\Delta W|_{W=0} = 2.87 \times 10^{-2} \text{ A/m}$ と得られる。そして、この値は図5-5(b)の $I_p$ 対 $(\Delta I_p/\Delta W)$ プロットの横

軸に対応しているのが、容易に光電流  $I_p$  の空乏層幅  $W = 0$  への外挿値を求めることができる。この場合、 $|I_p|_{W=0} = 3.79 \times 10^{-8}$  A であった。これら2つの外挿値を(2.33)式に代入することにより、見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$  が求められる。この光エネルギーのときは、 $L_p^* = 1.32 \mu\text{m}$  であった。

同様の測定を種々の光エネルギーに対しておこなった。その結果を図5-6(a)および図5-6(b)に示す。これらの直線関係から先のようにして各光エネルギーに対する光吸収係数  $\alpha$  および見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$  を得た。

また、同様の測定を  $\text{GaAs}_{0.77}\text{Po}_{0.23}$  および  $\text{GaAs}$  のショットキーフォトダイオードに対しておこなった。この結果を、図5-7(a)、図5-7(b)および図5-8(a)、図5-8(b)に示してある。

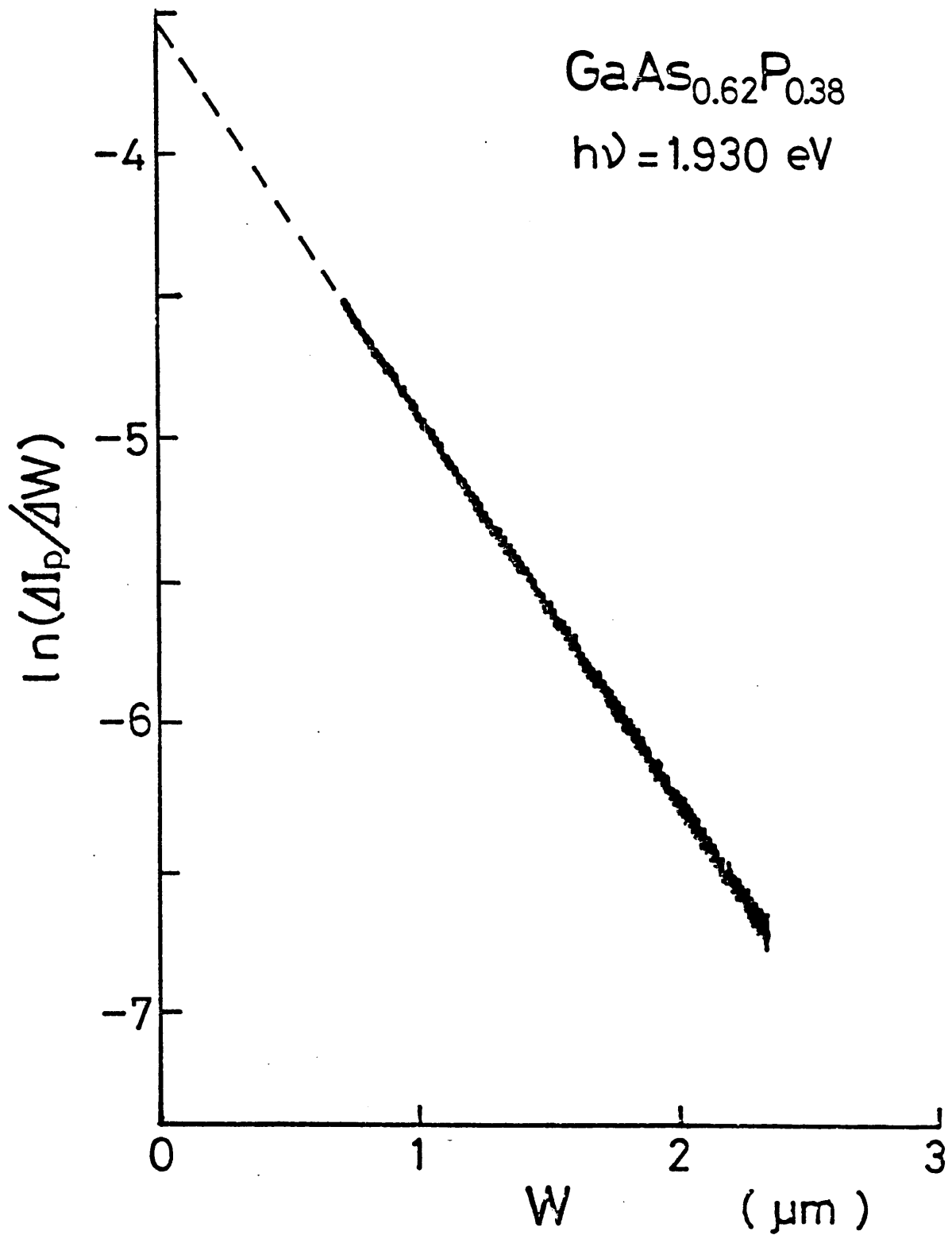


図5-5(a) GaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの  
ln(ΔIp/ΔW) 対 W の測定結果  
光エネルギー hν = 1.930 eV

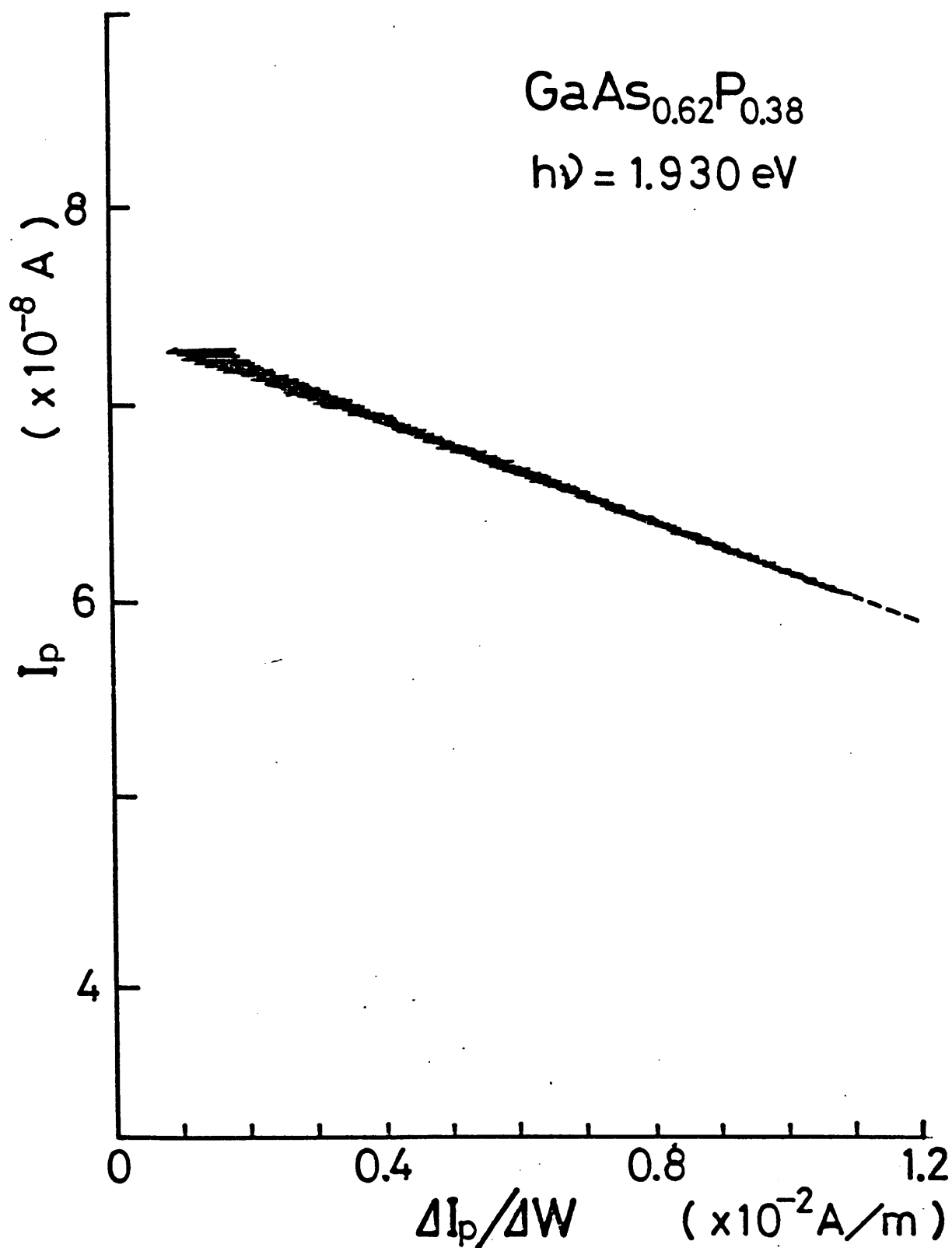


図5-5(b) GaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub> ショットキーバリアフォトダイオードの  
 $I_p$  対  $\Delta I_p / \Delta W$  の測定結果  
 光エネルギー -  $h\nu = 1.930 \text{ eV}$

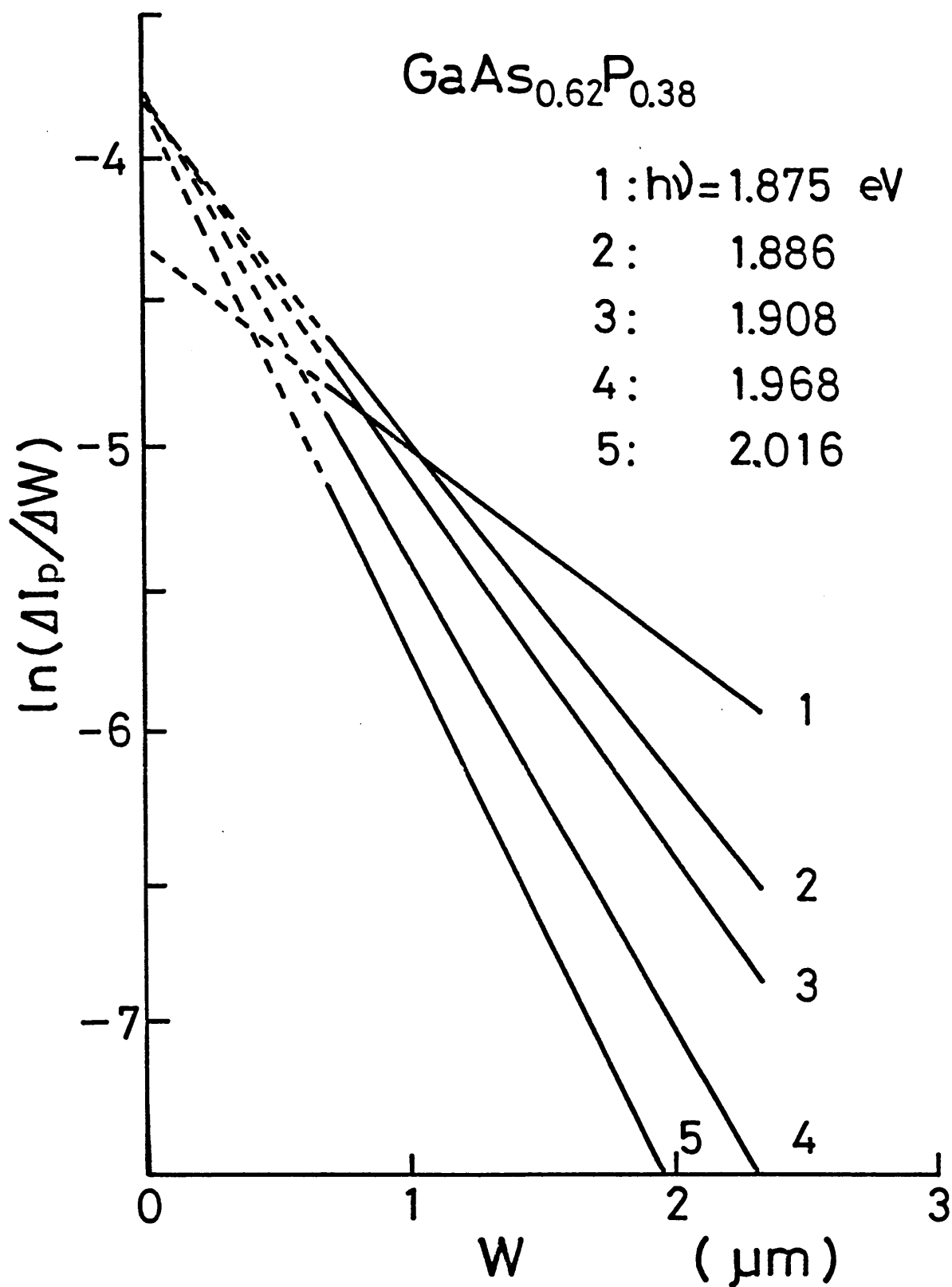


図5-6(a) 光エネルギーを変えたときの  $\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$  ショットキーバリアフォトダイオードに対する  $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$  対  $W$

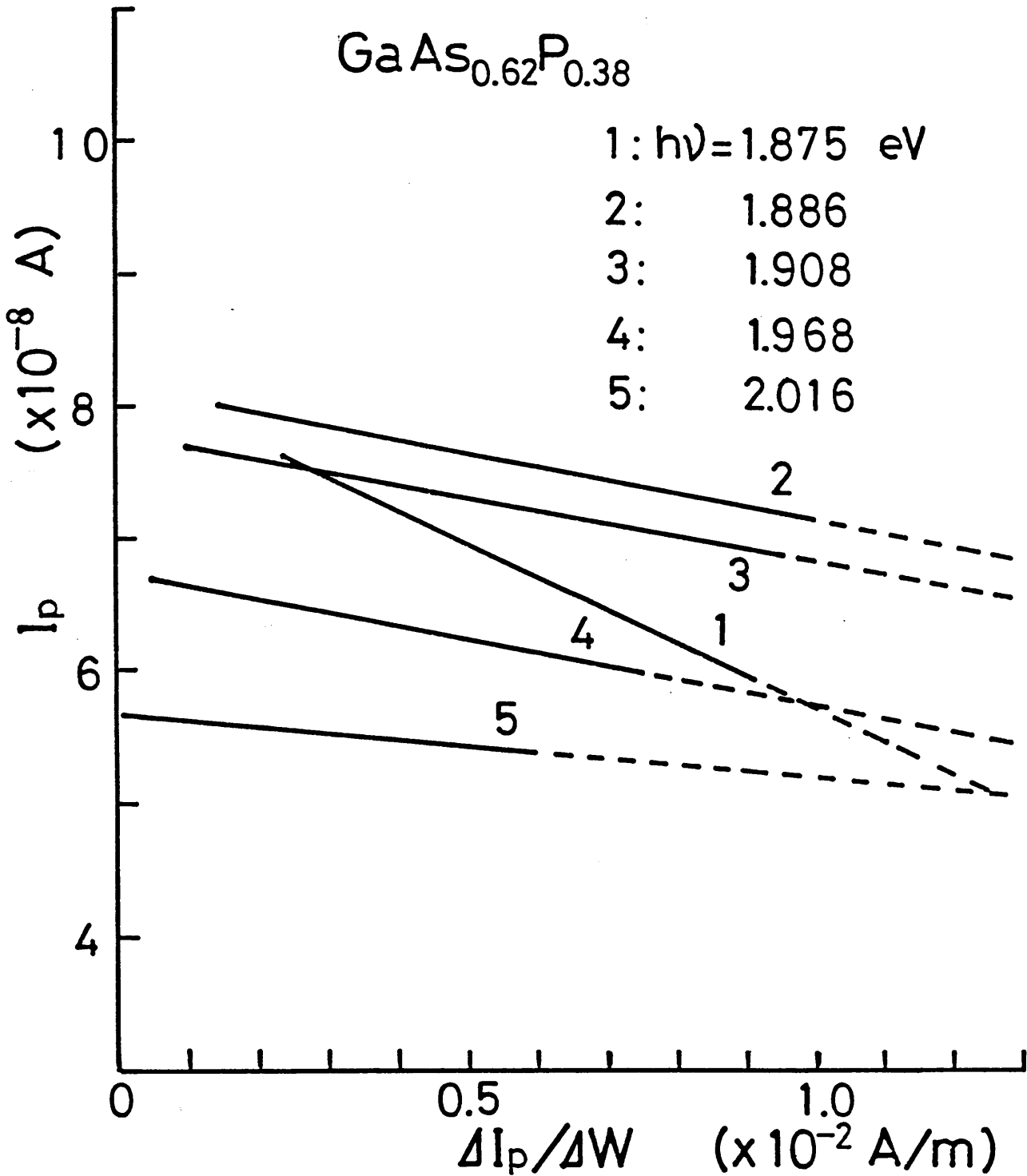


図5-6 (b) 光エネルギーを変えたときの  $\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$  ショットキーバリアフォトダイオードに対する  $I_p$  対  $\Delta I_p / \Delta W$

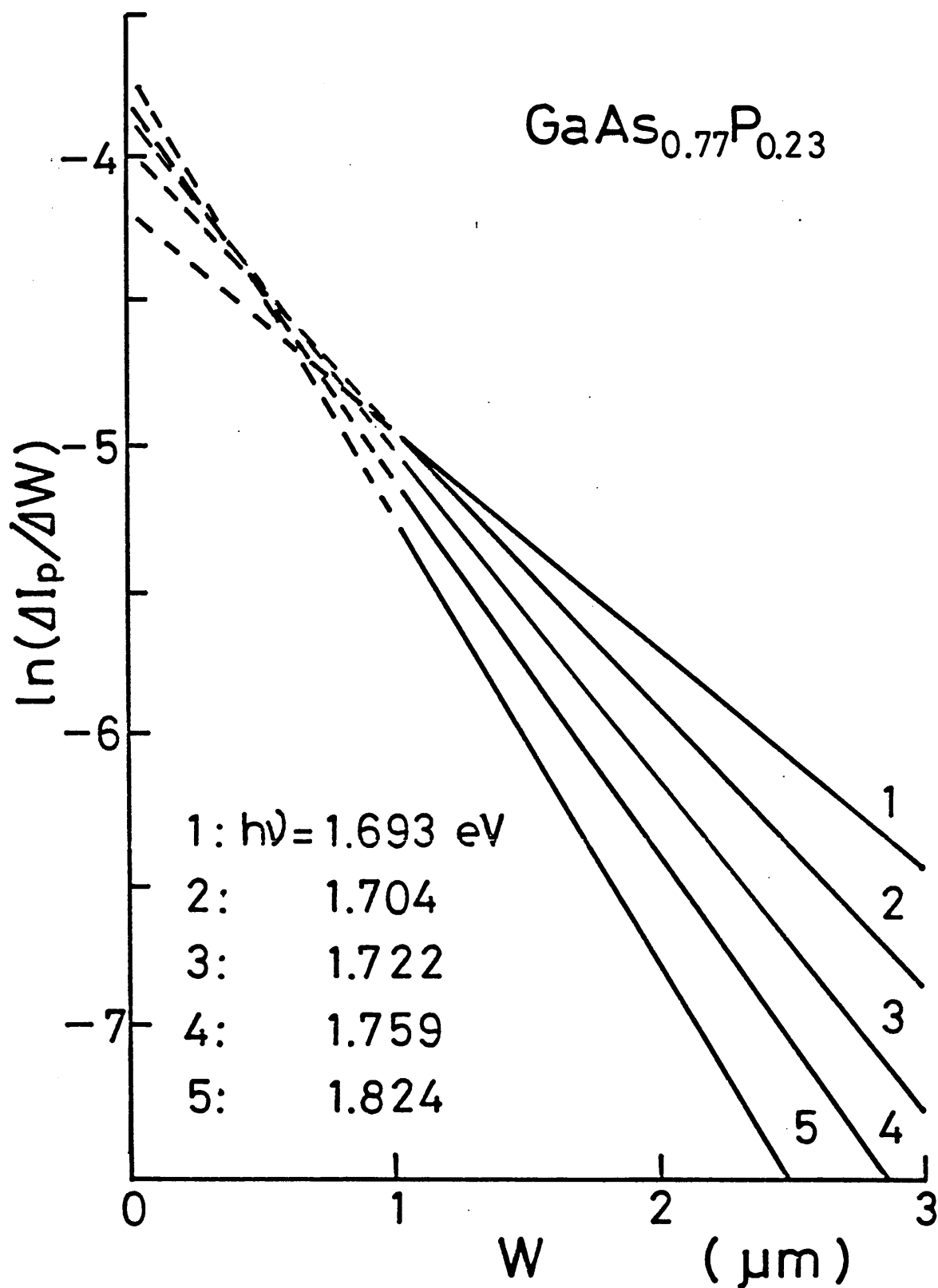


図5-7 (a) 光エネルギーを変えたときの  $\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23}$  ショットキーバリアフォトダイオードに対する  $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  対  $W$



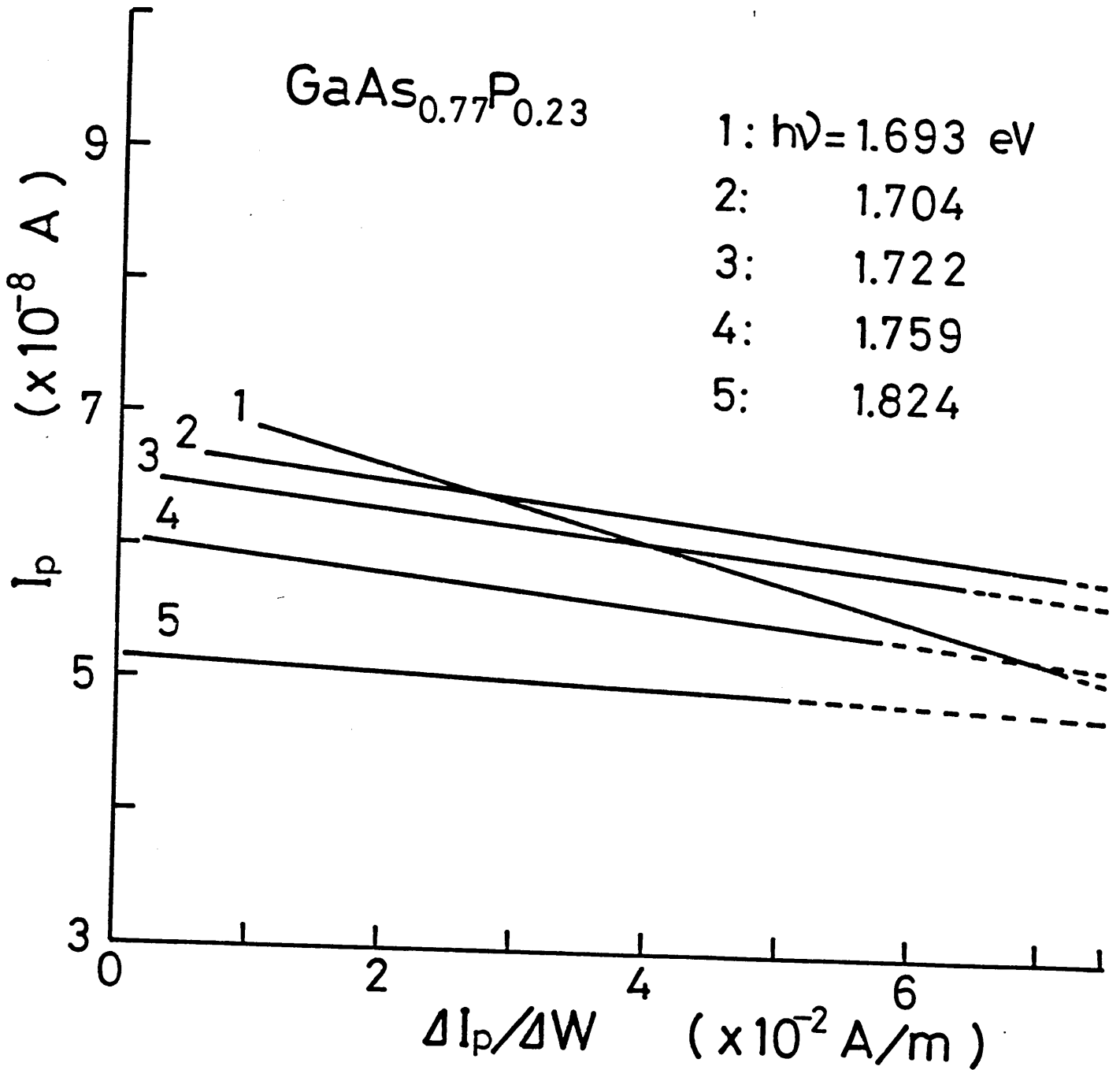


図5-7(b) 光エネルギーを変えたときの  $\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23}$  ショットキーバリアフォトダイオードに対する  $I_p$  対  $\Delta I_p / \Delta W$

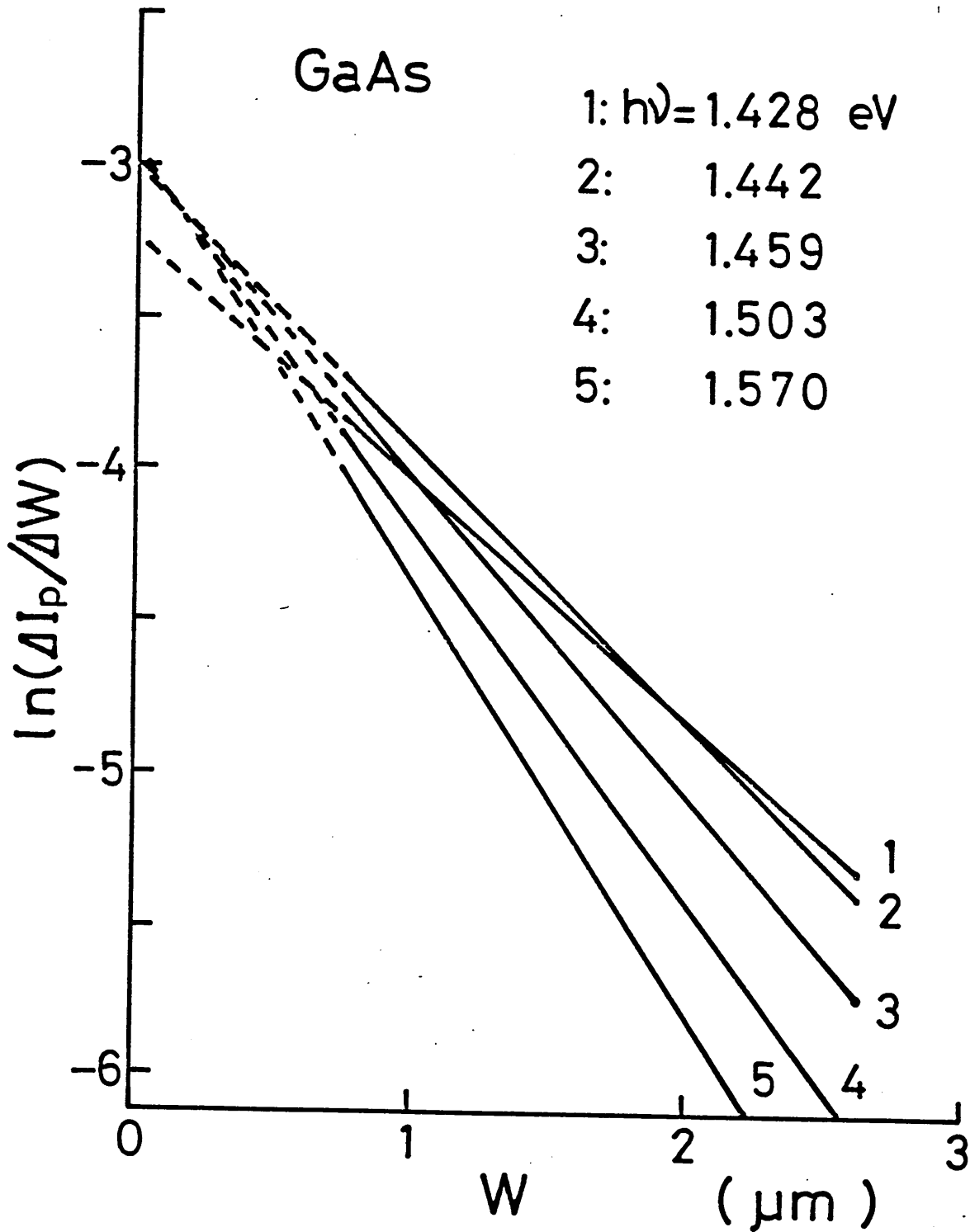


図5-8 (a) 光エネルギーを変えたときのGaAs  
 ショットキーバリアフォトダイオードに対する  
 $\ln(\Delta I_p/\Delta W)$  対  $W$

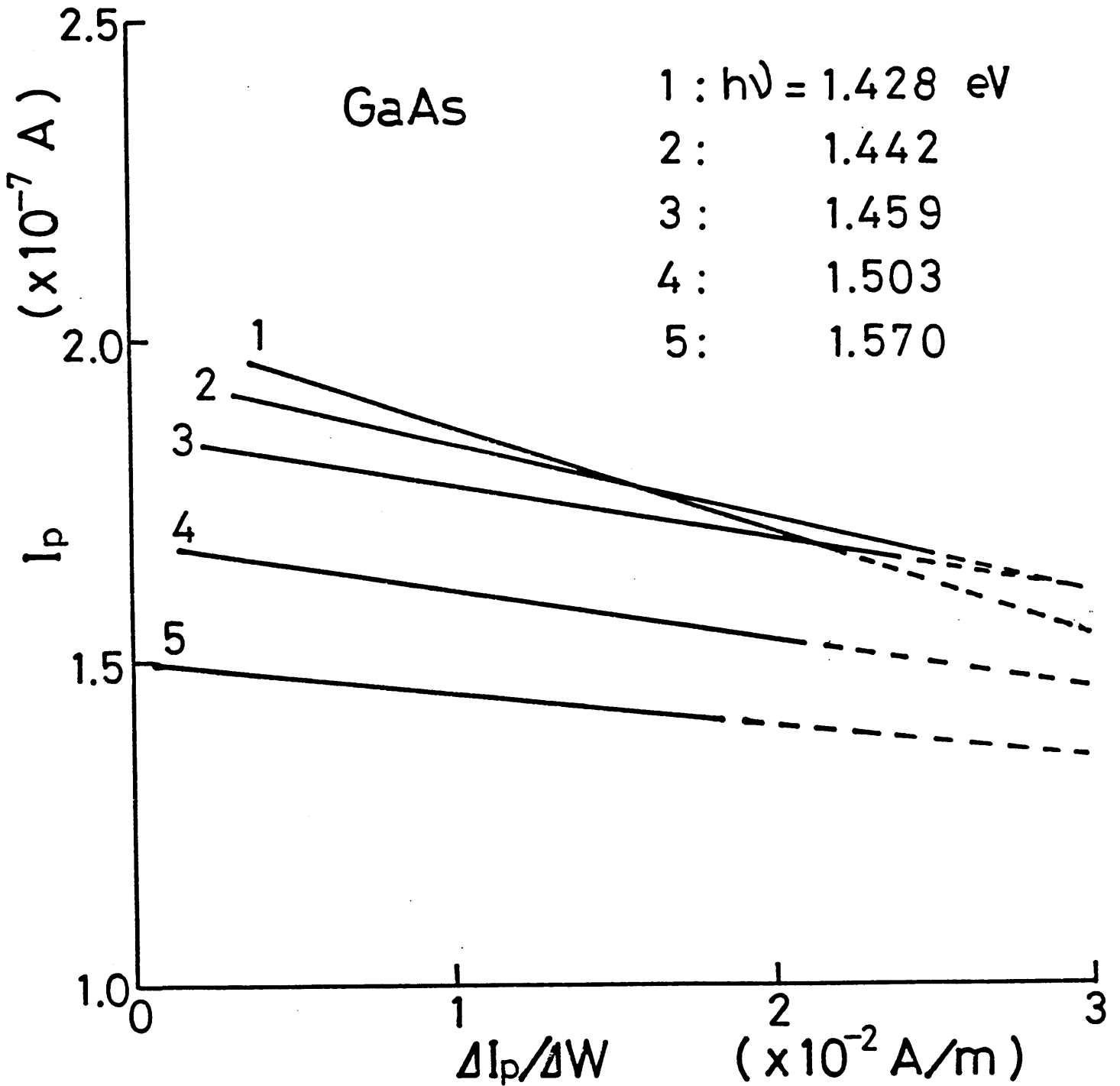


図5-8 (b) 光エネルギーを変えたときの GaAs  
 ショットキーバリアフォトダイオードに対する  
 $I_p$  対  $\Delta I_p / \Delta W$

## 5-3 光吸収係数

微分光電流  $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$  対  $W$  の測定結果の傾きから求めた光吸収係数を、光エネルギーに対してプロットしたものを図5-9に示す。図中の矢印は、エネルギーギャップ  $E_g$  に相当する光エネルギーを示している。組成  $x=0.0$ , つまり GaAs の  $E_g$  は  $1.43 \text{ eV}$  で、他の  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  混晶の  $E_g$  は、次の実験式<sup>7)</sup>より求めた。 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  のエネルギーギャップ  $E_g(x)$  は、 $300\text{K}$  で直接遷移型の場合

$$E_g(x) = 1.441 + 1.091x + 0.210x^2 \quad (5,5)$$

となる。したがって、 $E_g(x=0.23) = 1.70 \text{ eV}$  および  $E_g(x=0.38) = 1.89 \text{ eV}$  である。各吸収スペクトルは、これら  $E_g$  に相当する光エネルギー以下で急峻に減少している。また、その立下がりの光エネルギーが混晶組成  $x$  の増加による  $E_g$  の増加によく対応して高エネルギー側へ移動している。このように、光吸収係数の測定結果は各々の試料のエネルギーギャップによく対応している。なお、この測定において用いた照射光のバンド幅は波長  $1 \text{ nm}$  であって、この  $E_g$  に対応する光エネルギー付近の測定精度は  $\pm 1.5 \text{ meV}$  程度である。

図5-10は、本測定で得られた GaAs の光吸収係数と

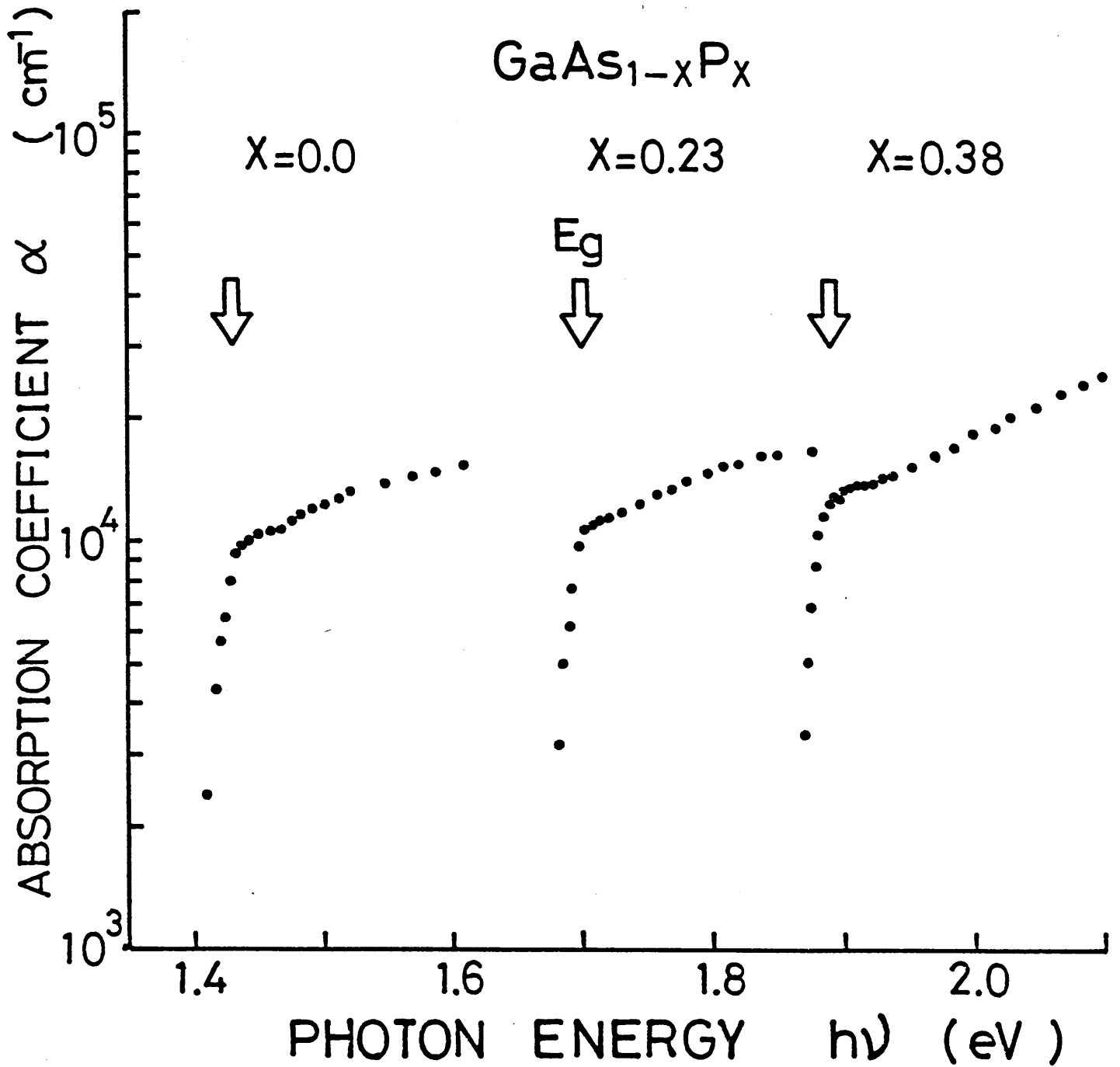


図5-9  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ショットキーバリアフォトダイオード  
 に対する光吸収係数 $\alpha$ の測定結果

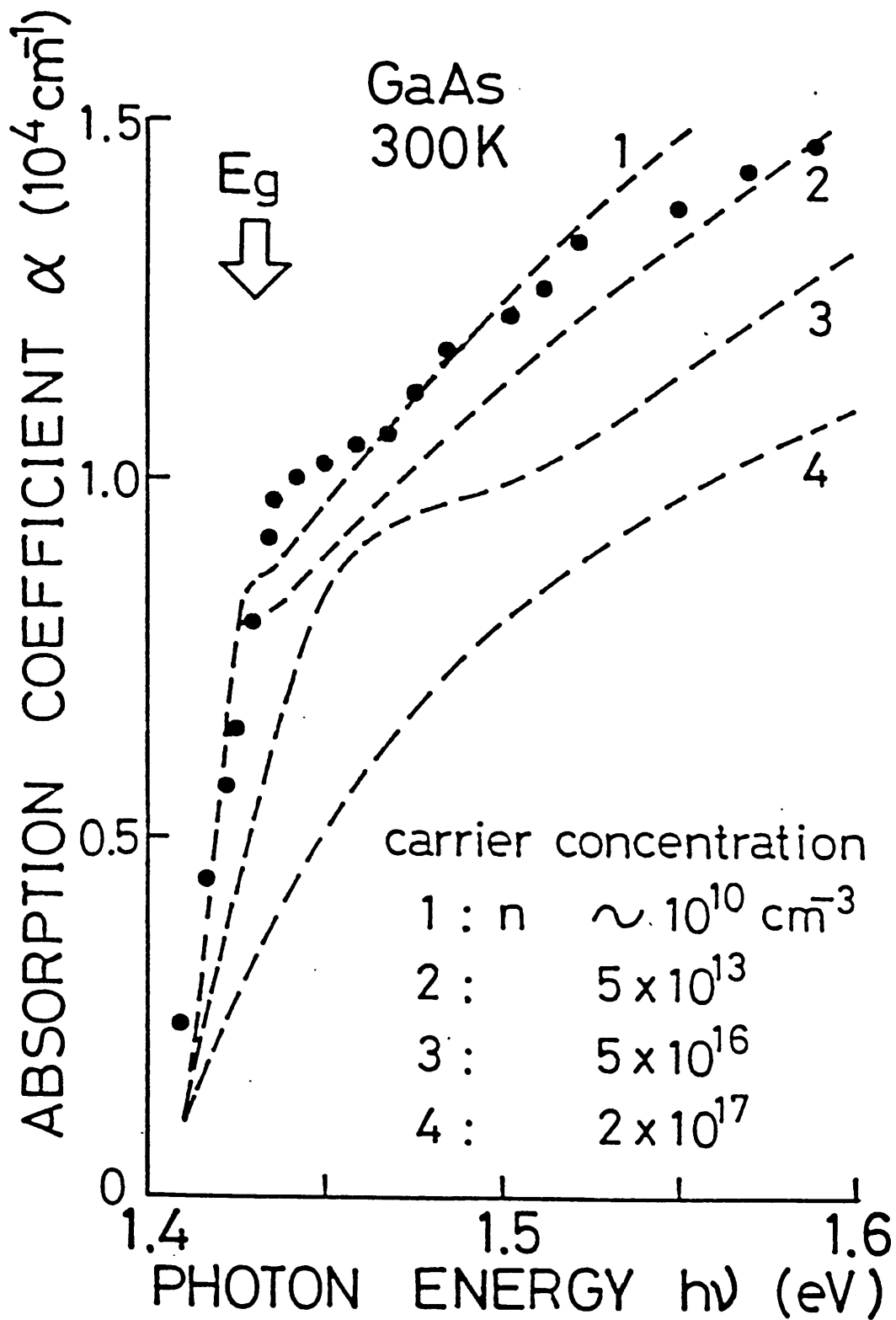


図5-10 GaAsの光吸収係数

破線は各キャリア濃度  
における光吸収スペクトルを示す。

1: ref. 8 , 2~4: ref. 9

比較のために透過法<sup>8)</sup>と反射法<sup>9)</sup>により得られた光吸収スペクトルを試料のキャリア濃度別に示したものである。キャリア濃度が増加すると吸収スペクトルは減少する傾向を示す。本測定に用いたGaAsはキャリア濃度が

5  $1.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  であるが、得られた光吸収係数は低キャリア濃度側のスペクトルに近い値であった。微分光電流法ではキャリアの少ない空乏層中を通過する光に対する吸収係数を測定しているの、このような値となることは妥当な結果である。

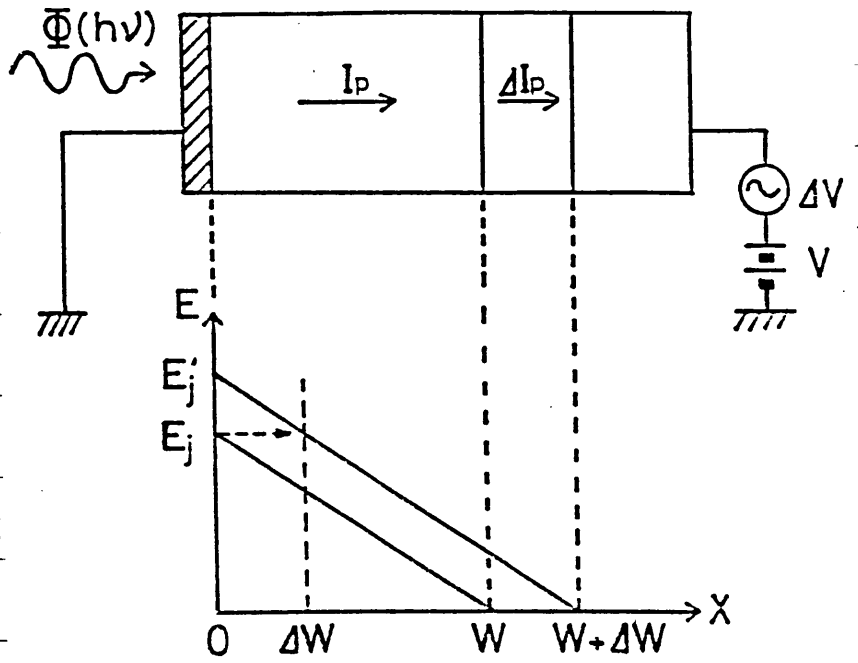
### 10 5-3-1 光吸収係数に及ぼす電界の影響

半導体中に強い電界が存在するとき、光吸収係数は電界がないときと異なることがFranz<sup>10)</sup>-Keldysh<sup>11)</sup>効果などで一般に知られている。このような電界中での吸収の変化について、数多くの測定<sup>12~14)</sup>や解析例<sup>15~17)</sup>がある。それによると、電界を加えたときエネルギーギャップ $E_g$ より低エネルギー側の吸収は増加し、逆に高エネルギー側での吸収は減衰振動的なスペクトルを示すとされている。

20 微分光電流法は空乏層中の光吸収係数を測定しているの、その電界の効果が測定値に影響すると考えられる。以下、このことについて検討した。

空乏層中の電界は、持合境界部で最大となり空乏層端

でほとんど零となる  
 ような分布をしてい  
 る。したがって、空  
 乏層中では光吸収係  
 数も分布していろと  
 考えなければならな  
 い。図5-11に示す  
 ような一次元接合に



おいて、不純物濃度  
 分布が与えられれば

図5-11 ショットキーダイオードの  
 空乏層幅に対する電界分布

Poisson の式を解くことにより空乏層中の電界を位置  $x$   
 と空乏層幅  $W$  とで表わすことができる。よって、光吸収  
 係数も  $x$  と  $W$  に依存することになる。この光吸収係数を  
 $\alpha(x, W)$  とする。

光照射面より深さ  $x$  にある厚さ  $\Delta x$  の半導体領域で励  
 起される電子-正孔対は、

$$N = \Phi A_j (1-R) T \alpha(x, W) \Delta x \exp\left\{-\int_0^W \alpha(x, W) dx\right\} \quad (5,6)$$

となる。この場合の光電流は、簡単のために介在層およ  
 び表面再結合, 熱電子放出の効果がない理想的なタイオ  
 ードを考えると次式のごとくなる。

$$I_p = q \Phi A_j (1-R) T \left[ 1 - (1 + \alpha L_p) \exp\left\{-\int_0^W \alpha(x, W) dx\right\} \right] \quad (5,7)$$



ここで、 $\alpha$ は空乏層の端およびその外側の零電界での光吸収係数である。したがって、微分光電流は

$$\frac{\Delta I_p}{\Delta W} = q \Phi A_j (1-R) T (1 + \alpha L_p)^{-1} \left\{ \alpha + \int_0^W \frac{\partial \alpha(x, W)}{\partial x} dx \right\}$$

$$\times \exp \left\{ - \int_0^W \alpha(x, W) dx \right\} \quad (5,8)$$

となる。

ここで、不純物濃度が均一に分布している場合を考える。図5-11に示すごとく空乏層中の電界分布は直線分布となり、接合境界  $x=0$  で電界が最大値  $E_j$  をとる。いま、直流逆方向バイアス電圧を増して空乏層幅を  $W$  から  $\Delta W$  だけ増加させると、それに対応してそれまで零電界の光吸収係数  $\alpha$  を示していた領域が  $\Delta W$  だけ減少する。図5-11において、空乏層幅を増加する前の電界分布を  $\Delta W$  だけ右へ平衡移動させると、空乏層幅を増加させた後の電界分布と  $x=W$  から  $x=W + \Delta W$  までの範囲で重なる。すなわち、零電界の光吸収係数  $\alpha$  を示す領域が厚さ  $\Delta W$  減少した分だけ電界  $E_j$  ( $\approx E_j'$ ) に対応する光吸収係数をもつ領域が増加したことになる。<sup>12)</sup>

したがって、 $\Delta W \rightarrow 0$  の極限を考えると、不純物濃度が均一分布の場合

$$\int_0^W \frac{\partial \alpha(x, W)}{\partial W} dx = \alpha(0, W) - \alpha \quad (5,9)$$

となる。(5,8)式の両辺の自然対数を取り、(2,30)式および(5,9)式を用いると

$$\ln \left\{ \frac{\Delta I_p}{\Delta W} \right\} = - \int_0^W \alpha(x, W) dx + \ln \left[ \frac{\alpha(0, W)}{\alpha} \right] + K_1 \quad (5,10)$$

ここで、さらに上式のWに関する微分をとると

$$\frac{d}{dW} \left[ \ln \left\{ \frac{\Delta I_p}{\Delta W} \right\} \right] = -\alpha(0, W) + \frac{1}{\alpha(0, W)} \frac{d\alpha(0, W)}{dW}$$

$$\doteq -\alpha(0, W) \quad (5,11)$$

(5,11)式から分るように微分光電流法で得られる光吸収係数は空乏層中の接合部の最大電界に対応した値である。逆方向バイアス電圧によって空乏層幅Wを変化させると、それに応じてこの電界も変化するから電界の変化が顕著になったところでは光吸収係数も変化する。つまり、 $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$ 対Wの測定結果の勾配が変化してくる。

以上のように、微分光電流法において光吸収係数の値に電界の影響があることが分った。しかし、図5-5~

図5-8に示した実際の測定結果を見ても分るように、 $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$  対  $W$  の結果はよく直線にのっている。したがって、今回測定している範囲では電界がまだ光吸収係数の変化をおこす程の大きさになっていないと考えられる。

また、本測定に用いた  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ショットキーフォトダイオードの最大電界  $E_j$  を

$$E_j = 2(V_{dc} + V_{bi}) / W \quad (5,12)$$

ここで、 $V_{bi}$  : 拡散電位

より求めると、

$$\text{GaAs} \quad : \quad 1.8 \sim 7.2 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

$$\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23} \quad : \quad 1.8 \sim 6.4 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

$$\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38} \quad : \quad 3.0 \sim 9.6 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

であった。Stagg<sup>18)</sup>が、GaAsに対して光波長 $\lambda = 0.8907 \mu\text{m}$ で測定した光吸収係数の電界による変動割合  $\Delta\alpha$  を求めているが、それによると本測定に用いた試料の電界値のとき、最大でも  $\Delta\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$  で測定結果にはほとんど効いていないと考えられる。

5-3-2 光吸収係数の理論的検討

微分光電流法で得られた光吸収係数を理論的に検討すると共に、 $GaAs_{1-x}P_x$ の光吸収係数の混晶組成依存性を求めた。

図5-12は、 $GaAs_{1-x}P_x$ 混晶の組成 $x$ に対する温度300Kでのエネルギーギャップの変化を示すものである。 $\Gamma$ 伝導帯の最小エネルギー $E_g$ と $X$ 伝導帯の最小エネルギー $E_g^X$ とのエネルギー間隙が直接遷移型から間接遷移型へと変化する交叉点の組成( $x=0.45$ )に近づくにつれて小さくなる。

本測定をおこなった光エネルギーの範囲を各組成に対して図中に矢印で示してあるが、組成 $x=0.0$ および $0.23$ の試料に対する測定では光吸収は $\Gamma$ 伝導帯への直接遷移だけに基いている。しかし、 $x=0.38$ の $GaAsP$ の試料においては、測定光エネルギーが $E_g^X$ より大きな範囲にまで達

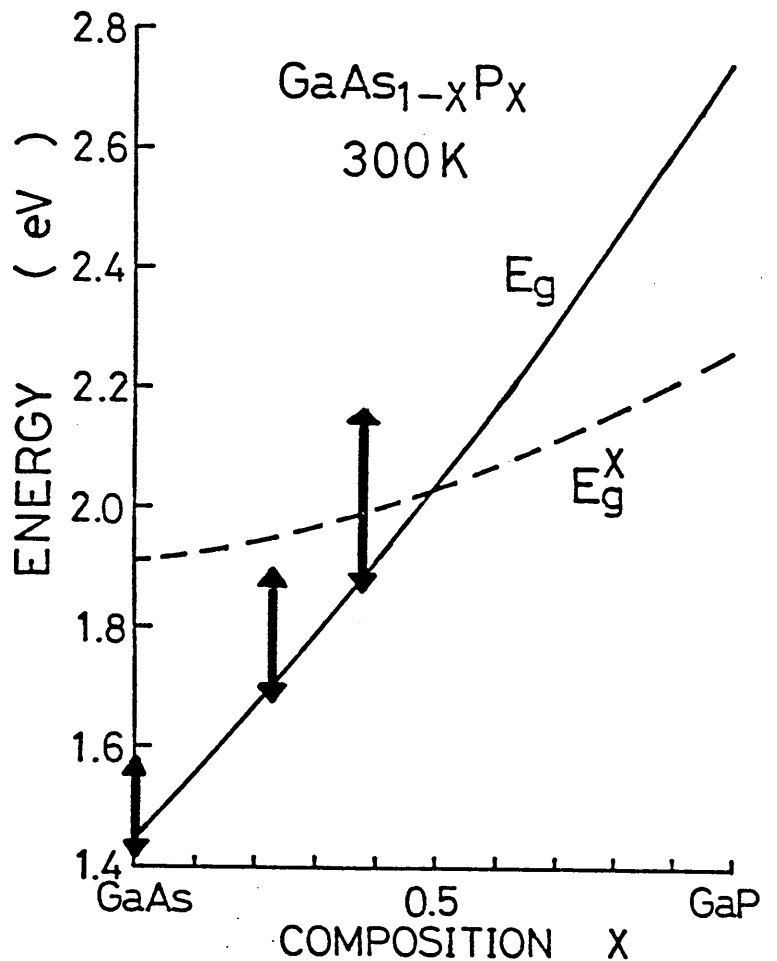


図5-12  $GaAs_{1-x}P_x$ 混晶の $\Gamma$ 伝導帯、 $X$ 伝導帯におけるエネルギーギャップの組成変化

している。したがって、このときはX伝導帯への励起に基づく光吸収が生じていると考えられる。

これより、GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>混晶の理論光吸収係数は、バンド間の直接遷移による吸収係数と間接遷移による吸収係数の線形和で表わされるとすると、次式のごとく与えられる。

$$\alpha = \begin{cases} \alpha_d & : E_g < h\nu \lesssim E_g^* \\ \alpha_d + \alpha_i & : E_g^* < h\nu \end{cases} \quad (5,13)$$

バンド間の直接遷移による光吸収係数 $\alpha_d$ は、エキシトンの形成を考慮すると

$$\alpha_d = \alpha(E_g) \exp(z) / 2 \sinh(z) \quad (5,14)$$

$$z^2 = \pi^2 E_x / (h\nu - E_g) \quad , \quad E_g < h\nu$$

で表わされる。<sup>8)</sup>ここで、 $\alpha(E_g)$ はエネルギーギャップ $E_g$ に相当する光エネルギーの光吸収係数である。この値は、測定結果に対して理論吸収曲線をフィッティングするとき決定する。 $E_x$ はエキシトンの結合エネルギーである。

同様に、エキシトンの形成を考慮したバンド間の間接遷移による光吸収係数は、

$$\alpha_i = A(h\nu - E')^{3/2} \quad (5,15)$$

で与えられる。<sup>20)</sup>ここで、 $A$ は比例定数であり、フィッティングが最適となるよう決める。また、 $E' = E_g^x - E_x \pm E_p$ で、 $\pm E_p$ はフォノンの放射および吸収によるエネルギーである。

ところで、 $E_x$ の値は混晶組成 $x$ と温度に依存する。300Kにおける $E_x$ の組成依存性を知るために、Sell<sup>21)</sup>が報告しているGaAsに対する $E_x$ の値およびNelson<sup>22)</sup>が報告したGaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (0.29 < x < 0.43)混晶に対する値をその温度依存性<sup>22)</sup>を考慮して

プロットした結果が図5-13(a)である。図の結果から $E_x$ が組成 $x$ に対して直線的に依存すると考えた。図中の破線は、GaAsに対する値に信頼性があるので、この値を中心に直線を引いたものである。

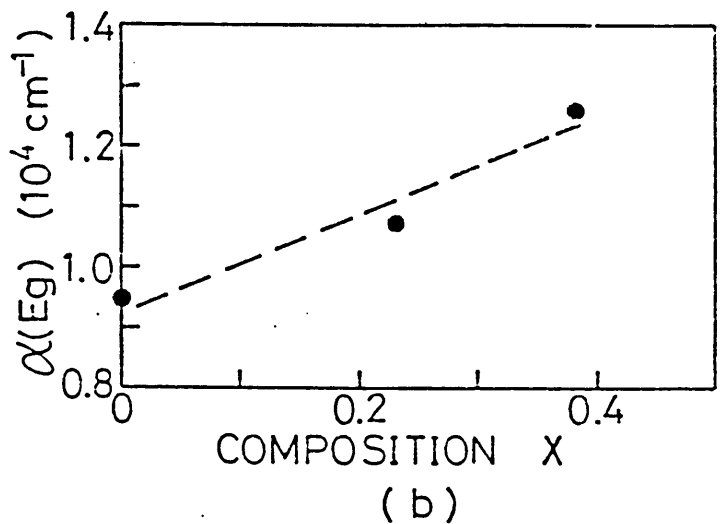
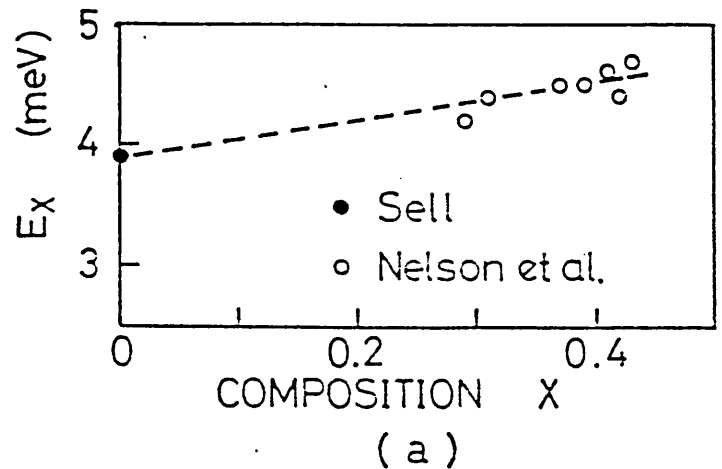


図5-13(a)  $E_x$ の組成依存性

図5-13(b)  $\alpha(E_g)$ の組成依存性

この $E_x$ を用いて計

算した光吸収係数の理論曲線を、図5-14(a), (b), (c)に示す。これらの理論曲線と測定結果には良い一致が見られる。なお、図5-14(c)に示したGaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub>の測定結果に対するフィッティング式は、(5,15)式に示す $\alpha_i$ に対して $A = 8.9 \times 10^4 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-\frac{3}{2}}$ ,  $E' = 1.97 \text{ eV}$ とした。また、同図の破線は直接遷移による光吸収係数 $\alpha_d$ のみの結果を示している。

このフィッティングから、組成 $x = 0.23$ および $0.38$ に対する光吸収係数はGaAsのそれよりも大きく、また組成が大きくなるに従って少しずつ増加している。図5-13(b)は、エネルギーギャップに相当する光エネルギーの光吸収係数 $\alpha(E_g)$ を組成 $x$ に対してプロットしたものである。組成 $x$ の増加に伴って $\alpha(E_g)$ も増加するのは、GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>の伝導帯の状態密度が $x$ とともに増加することによると考えられる。<sup>23)</sup>

以上見てきたように、微分光電流法で得られた光吸収係数の測定結果は、吸収スペクトルに対する理論的検討に対しても充分満足すべきものであり、精度よく得られていることが分る。

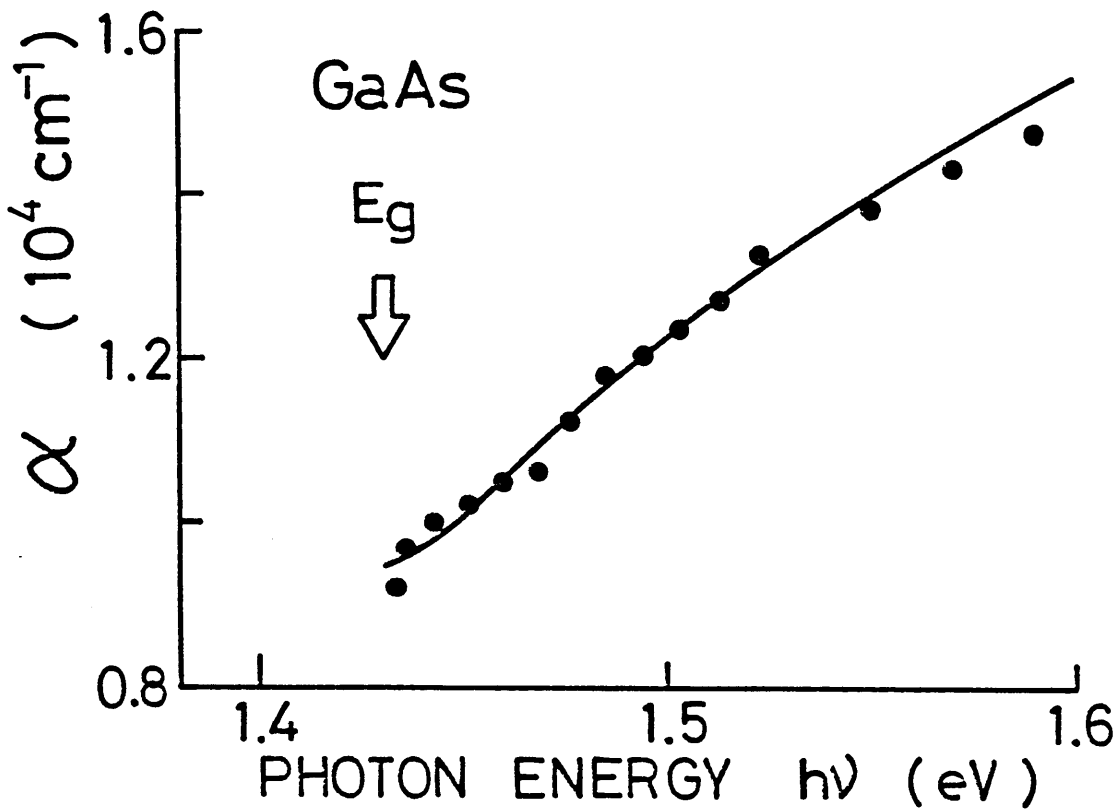


図5-14(a) GaAsの光吸収係数に対するフィッティング結果

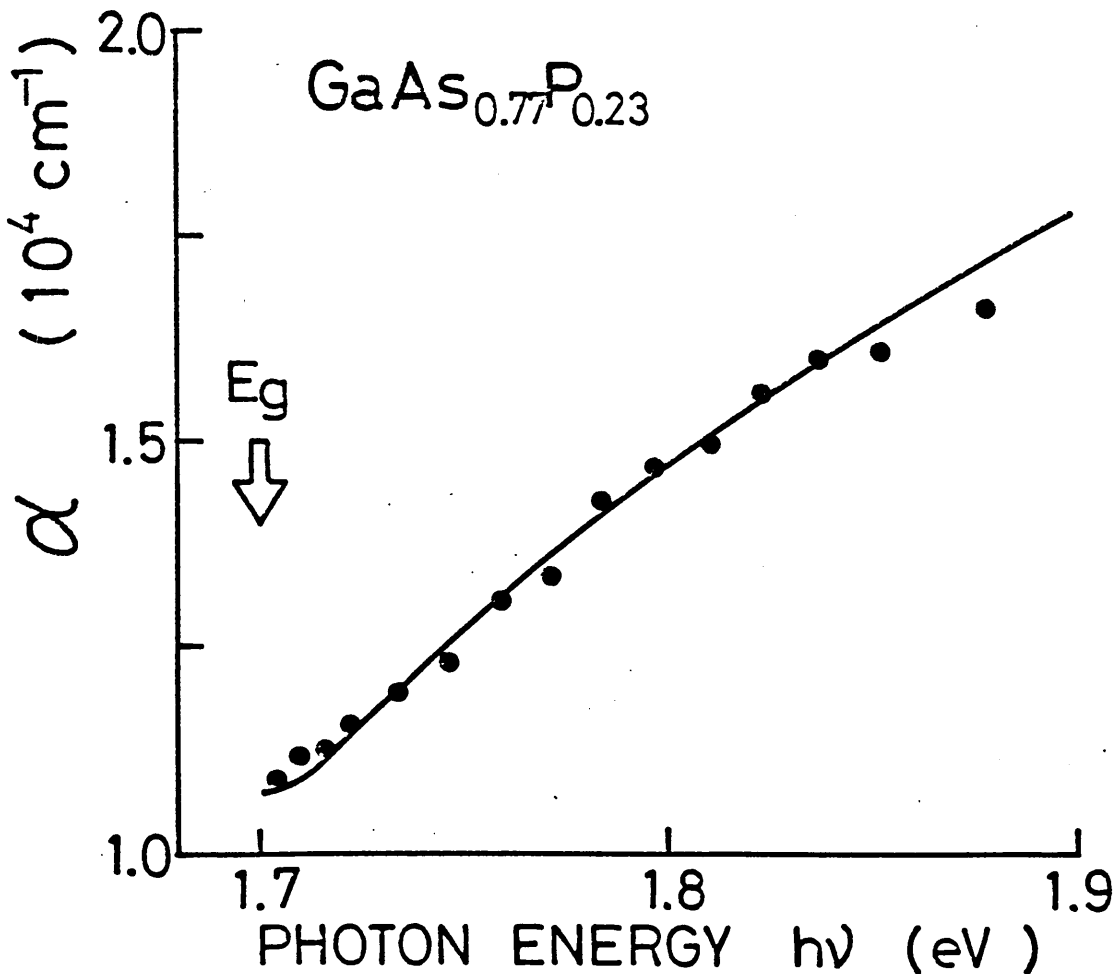


図5-14(b)  $\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23}$ の光吸収係数に対するフィッティング結果



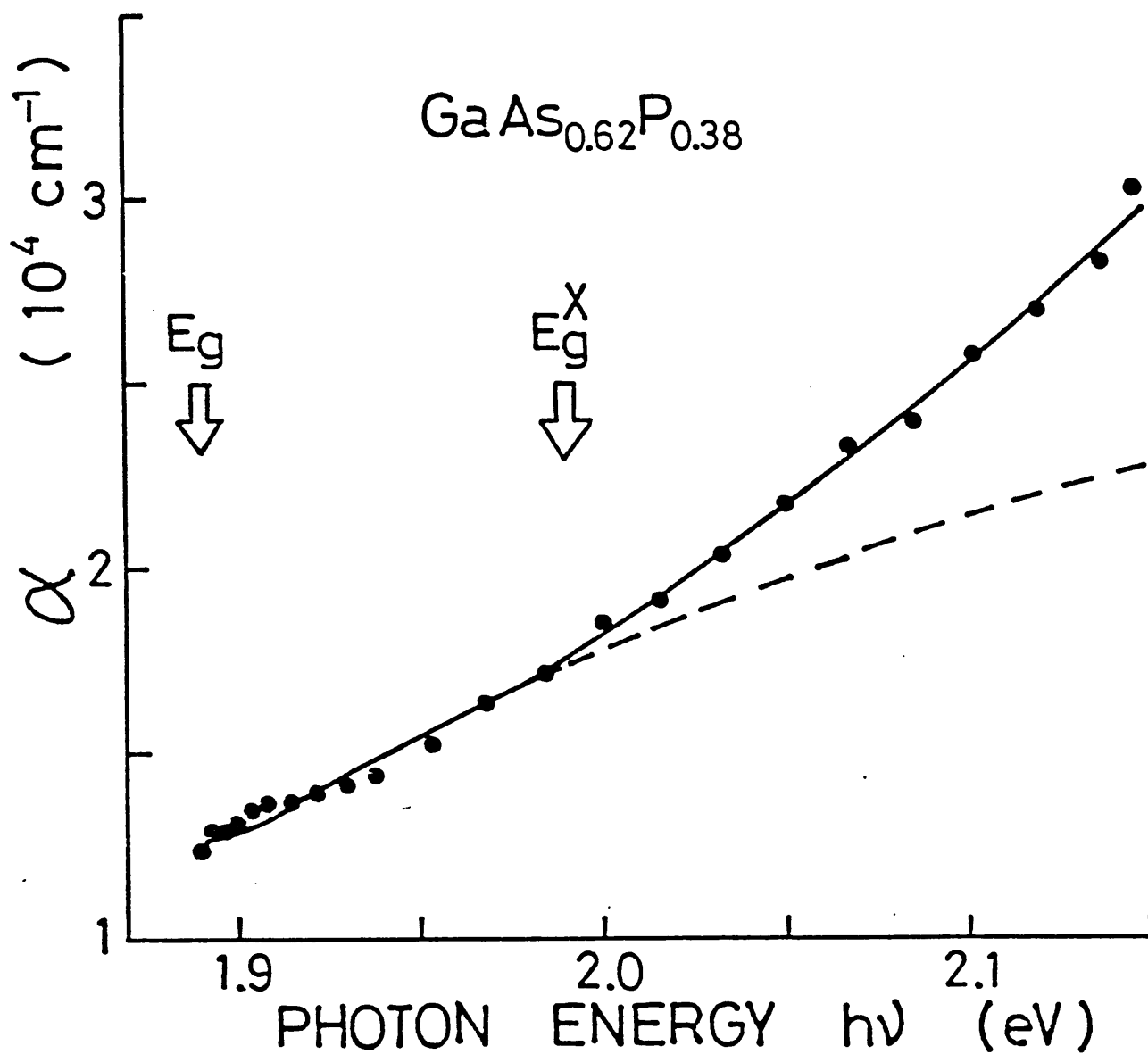


図5-14(c)  $\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$ の光吸収係数に対するフィッティング結果  
 破線は直接遷移に基づく光吸収係数 $\alpha_d$ のフィッティング  
 を高エネルギー側へ延長したもの。

## 5-4 少数キャリア拡散長

微分光電流測定から求めた光電流  $I_p$  および微分光電流  $\Delta I_p / \Delta W$  の空乏層幅  $W = 0$  への外挿値の比、つまり見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$  から、第2章での議論に従い真の少数キャリア拡散長  $L_p$  を求める。

図5-15, 16 および図5-17は、それぞれの  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Px}$  混晶フォトダイオードの見掛け上の少数キャリア拡散長  $L_p^*$  を入射光のエネルギー  $h\nu$  に関してプロットしたものである。図から分るように、光エネルギーが増加すると共に  $L_p^*$  の値が減少している。この結果から、見掛け上の拡散長の逆数値  $1/L_p^*$  対光吸収係数  $\alpha$  の関係を得た。

図5-18(a)は、組成  $x = 0.0$ , つまり  $\text{GaAs}$  の  $1/L_p^*$  対  $\alpha$  のプロットである。このプロットに対して、(2,34)式を用いてフィッティングをおこなうとき、種々のパラメータの決定に際しては図5-18(b)に示した測定結果も同時に満足するようにした。図5-18(b)は、図中1~4に示した光エネルギーを照射したときに流れた光電流を零バイアス時の空乏層幅  $W_0$  (本試料の場合、 $W_0 = 0.73 \mu\text{m}$ ) で規格化し、バイアス電圧  $V_{dc}$  を変化させたときのそれぞれの空乏層幅  $W$  に対してプロットしたものである。このプロットに対するフィッティングは、(2,26)式を与えられる光電流の式を用いておこなった。

両測定結果に対するフィッティングの結果をそれぞれ

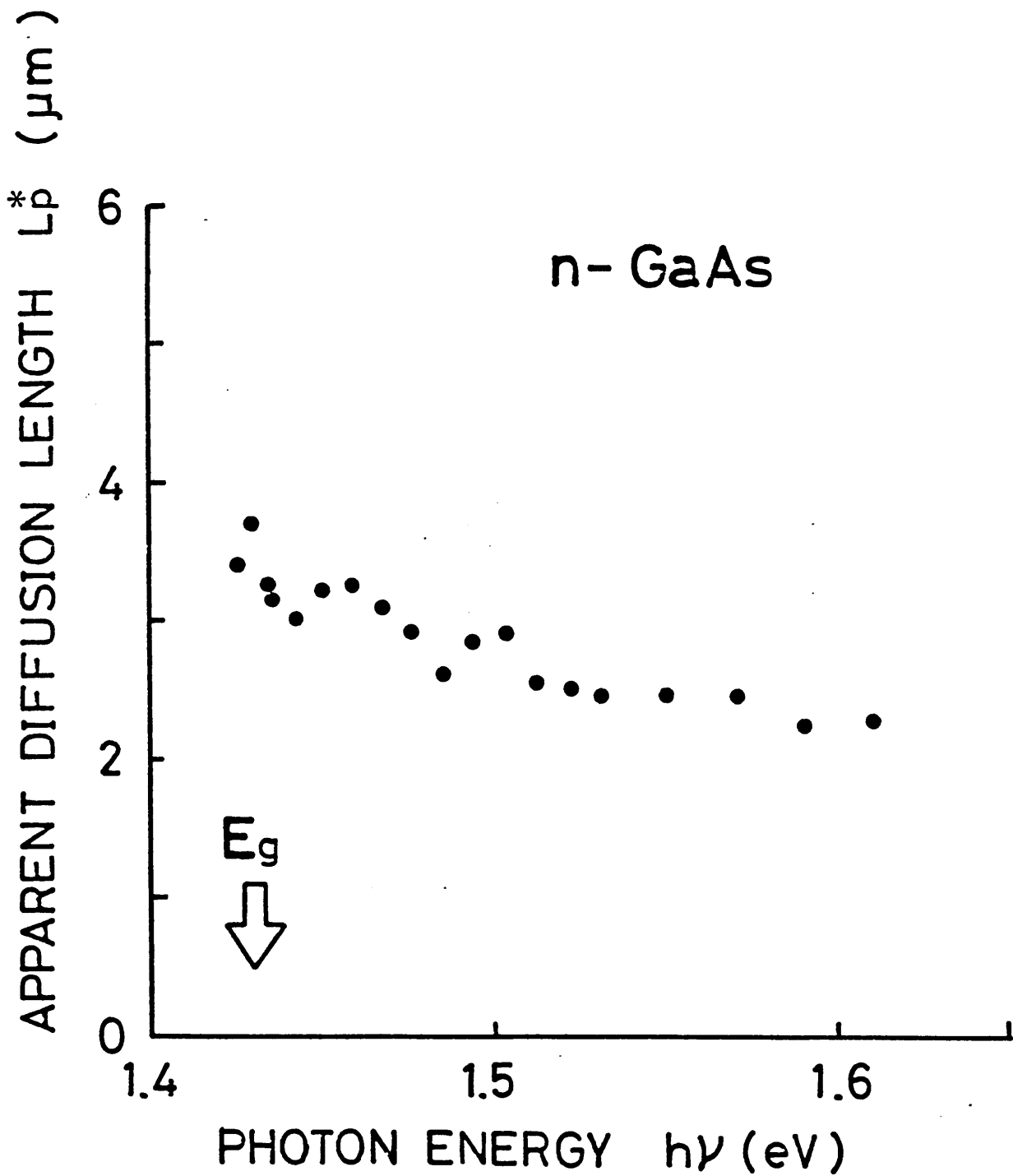


図5-15 GaAsの $L_p^*$  対  $h\nu$  の測定結果

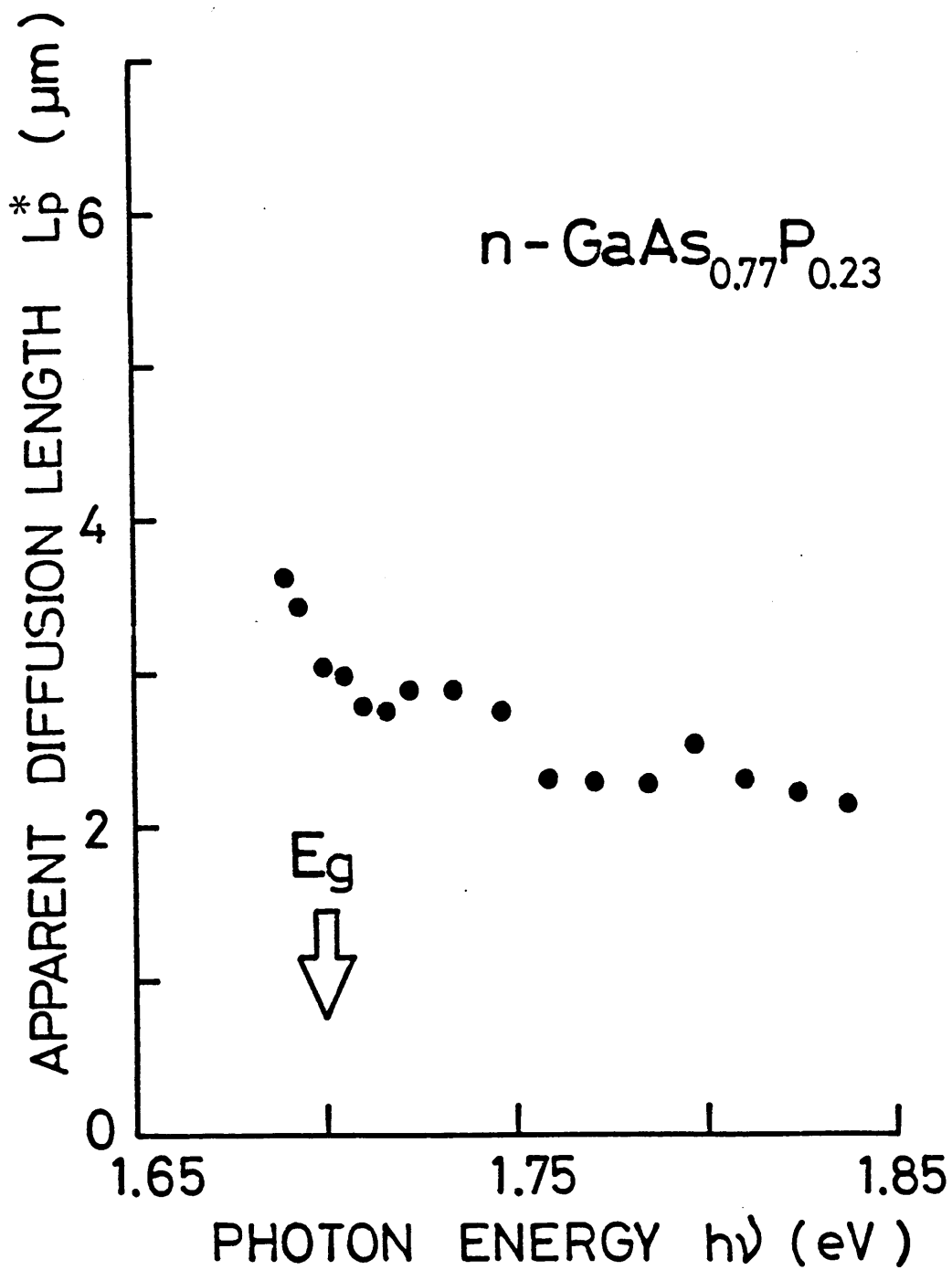


図5-16 GaAs<sub>0.77</sub>P<sub>0.23</sub>の $L_p^*$  対  $h\nu$ の測定結果

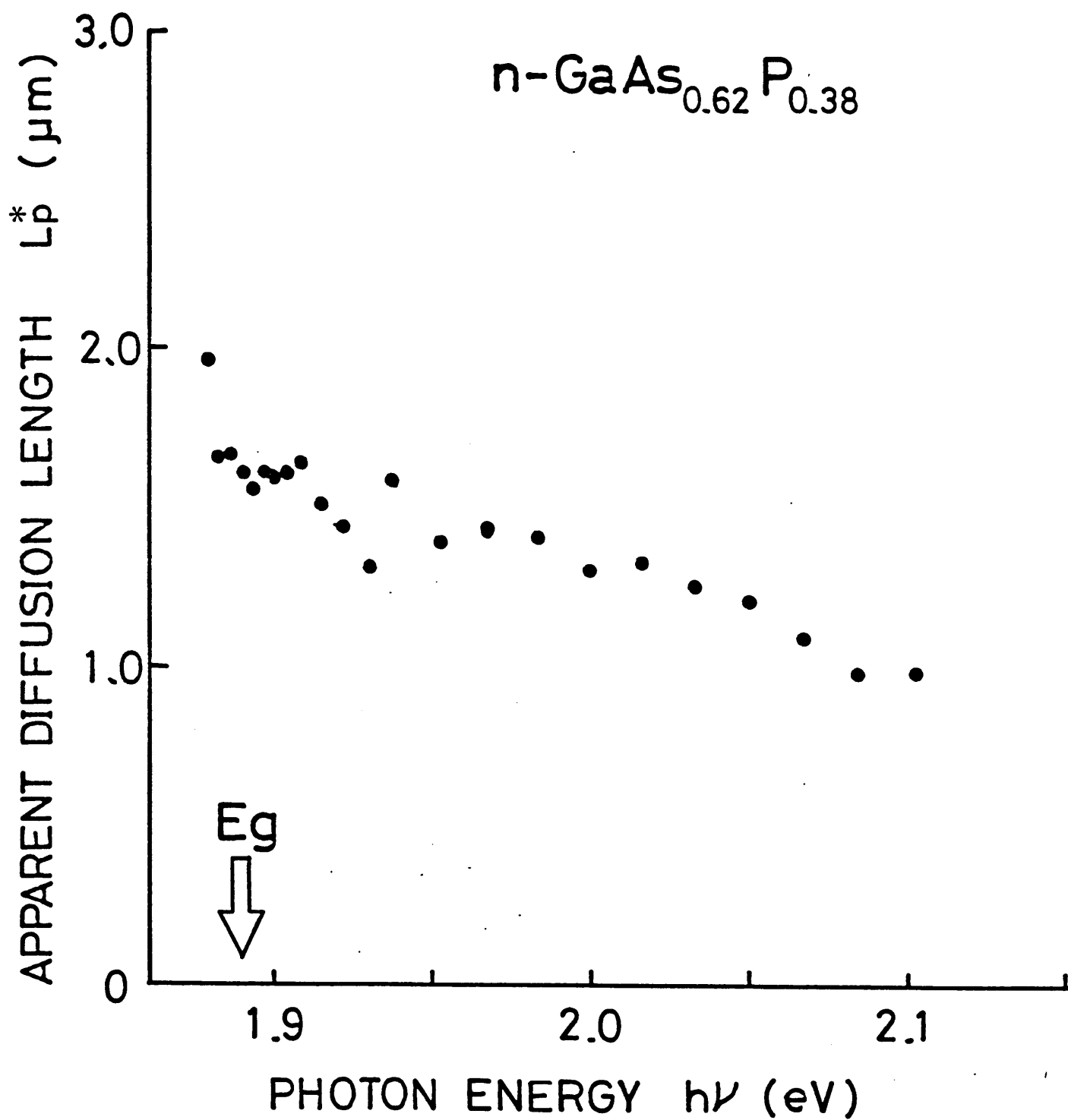
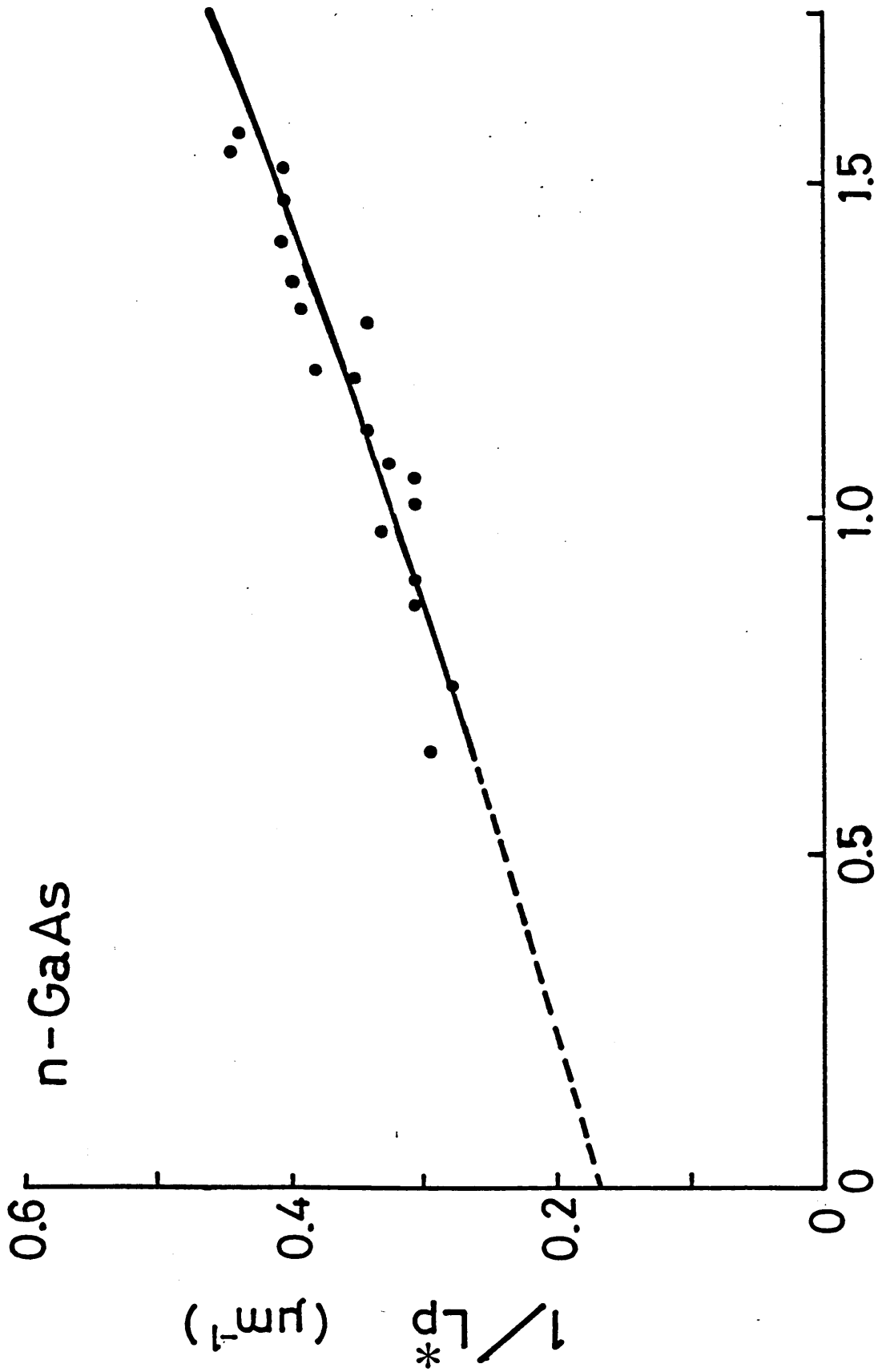


図5-17 GaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub>の $L_p^*$ 対 $h\nu$ の測定結果



ABSORPTION COEFFICIENT  $\alpha$  ( $\mu\text{m}^{-1}$ )

図5-18(a) GaAsの  $1/L_p^*$  対  $\alpha$  プロット および フィットティング結果

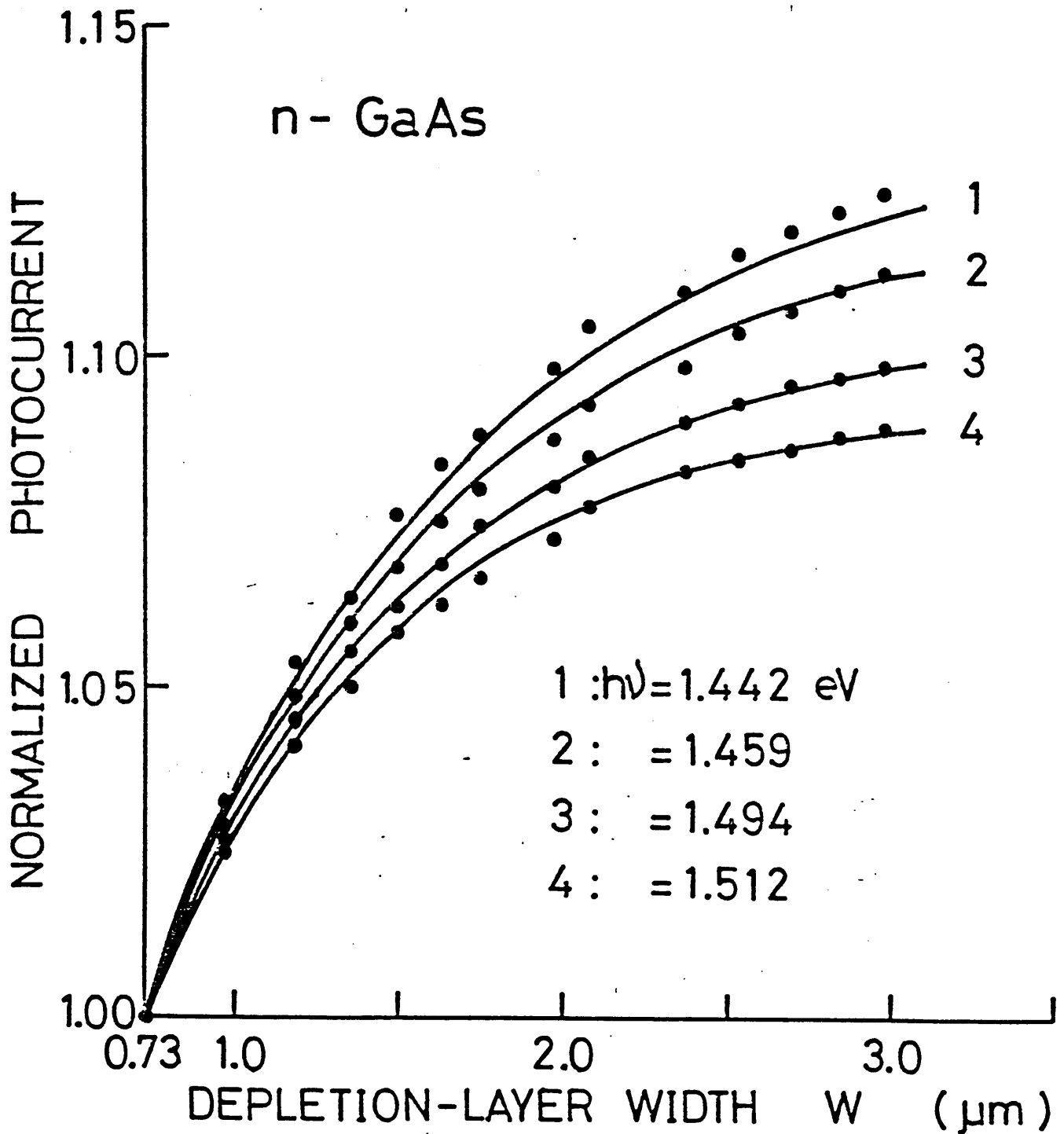


図5-18(b) GaAsの規格化光電流対空乏層幅の関係およびフィッティング結果

図5-18(a)および(b)の実線を示した。両プロットとも良く一致させることができた。なお図5-18(a)において破線部分は、フィッティングの曲線を光吸収係数の小さな領域に外挿したものである。この範囲に対しては、光電流の発生機構に電子-正孔対生成以外のプロセスを考

える必要があると考えられる。また、図5-18(b)に対するフィッティングから測定結果とのズレは4%程度であった。このとき求められたフィッティングに用いたパラメータの値を表5-2のGaAsの欄に載せてある。以上の結果から、界面状態の影響を受けないGaAsの真の少数キャリア拡散長として、 $L_p = 6.7 \mu\text{m}$ と得られた。フィッティングから求めた他のパラメータについて検討する。まず、 $K_0$ について検討する。一例としてGaAs試料の場合、表5-2に示すごとく $K_0 = 1.02$ と1より大きくなった。これは、拡散速度成分 $D_p/L_p$ が熱速

表5-2 GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>ショットキーバリアフォトダイオードのフィッティングに用いたパラメータの値

	GaAs	GaAs <sub>0.77</sub> P <sub>0.23</sub>	GaAs <sub>0.62</sub> P <sub>0.38</sub>
$L_p$ ( $\mu\text{m}$ )	6.7	6.5	3.2
$K_0$	1.02	1.04	1.12
$S^*$ (xVn)	1000	1000	1000
$V_n/D_n$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$1.5 \times 10^4$	$1.8 \times 10^4$	$7.8 \times 10^4$



度成分  $V_p(T_m/4 + D_s C_p)$  の値の  $1/50$  程度になっている  
 ことを示し、拡散速度が可成り大きいことが分る。一般  
 にⅢ-Ⅴ族化合物半導体およびその混晶は少数キャリア  
 のライフタイムが短いことが知られており、<sup>24)</sup> 少数キャ  
 5 リアの拡散速度  $D_p/L_p$  ( $=L_p/\tau_p$ :  $\tau_p$  は正孔のライフタ  
 イム) が大きいと考えられる。よって、 $K_0$  の結果は妥当  
 であろう。次に、空乏層中での電子はその電界 ( $\sim 10^4$   
 $V/cm$ ) のためホットな状態となり、Gunn ダイオード  
 の場合に見られるように $\Gamma$ 伝導帯からドリフト速度の遅  
 10 い上位伝導帯へと遷移する。この結果、電子のドリフト  
 速度  $V_n$  は飽和速度に達する。<sup>25)</sup> Allenら<sup>26)</sup> は、GaAs  
 および  $GaAs_{1-x}P_x$  ( $x < 0.43$ ) 混晶に対して飽和速度は一  
 定で、ほぼ  $1 \times 10^7$  cm/sec と報告している。電子ドリフ  
 ト速度  $V_n$  にこの値を用いると、表5-2に示すごとく  
 15  $S^* = S + V_n e$  の値は  $10^{10}$  cm/sec と非常に大きな値となる。  
 一般に、表面再結合速度  $S$  はこれ程大きな値をとらない  
 ので、これは接合界面近傍の強い電界と光励起との相乗  
 作用によってホットな状態となった電子が半導体表面か  
 ら金属側へ放出するときの速度を示していると考えられ  
 20 る。また、 $V_n/D_n = 1.5 \times 10^4$  cm<sup>-1</sup> の値から空乏層中  
 の電子の拡散係数  $D_n$  を求めると、 $D_n = 667$  cm<sup>2</sup>/sec と  
 なる。アインシュタインの関係式  $D_n = (kT/q)\mu_n$  から、  
 GaAs の電子移動度  $\mu_n = 5000$  cm<sup>2</sup>/V·sec<sup>27)</sup> として拡  
 散係数を計算すると、 $D_n = 130$  cm<sup>2</sup>/sec となる。本測定

方法で得られた  $D_n$  の値が大きくなったが、これは Okamoto ら<sup>28)</sup> が報告しているように電界によってホットになったキャリアの拡散係数が通常の値より大きくなることを考慮すれば妥当な値といえる。

同様に、組成  $x = 0.23$  および  $0.38$  の  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  混晶に対して、 $1/L_p^*$  対  $\alpha$  および規格化した光電流対空乏層幅  $W$  のプロットへのフィッティングをおこなった結果を図 5-19 (a), (b) および図 5-20 (a), (b) に示した。また、フィッティングに用いたパラメータの値を表 5-2 に載せてある。

Partin ら<sup>29)</sup> は、本測定に用いた  $x = 0.38$  の試料と同程度の組成 ( $x = 0.4$ ) と電子濃度  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  を持つ  $n$  型  $\text{GaAsP}$  混晶中の正孔の拡散長を EBI C 法で測定したところ、拡散長の測定値が表面処理条件に強く依存し、 $0.8 \sim 1.6 \mu\text{m}$  の範囲でばらついたと報告している。また、 $n$  型  $\text{GaAs}$  (電子濃度  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) に対しても  $1 \sim 5.5 \mu\text{m}$  の範囲であったと報告している。本測定方法で得られた拡散長  $L_p$  には、そのようなばらつきは認められず、全体的に大きな値となっている。これは、本測定法が表面の影響を受け難いこと、および求めた  $L_p$  は半導体表面に存在する介在層などの界面状態の影響を排除した値であることを考慮すれば、妥当な値であると考えられる。

ところで、表 5-2 において得られたパラメータの値

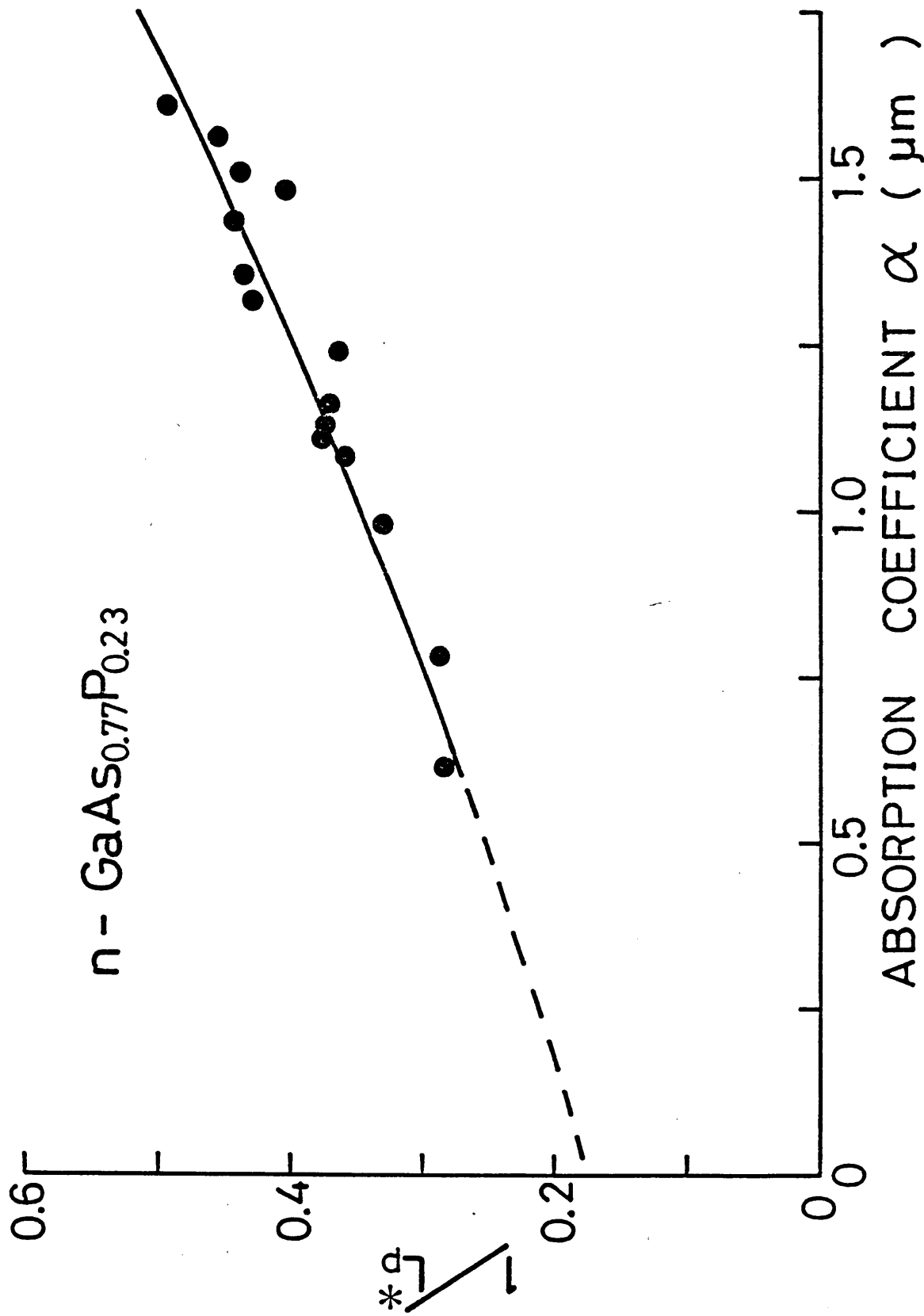


図5-19(a)  $\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23}$  の  $1/L_p^*$  対  $\alpha$  プロットおよびフィッティング結果

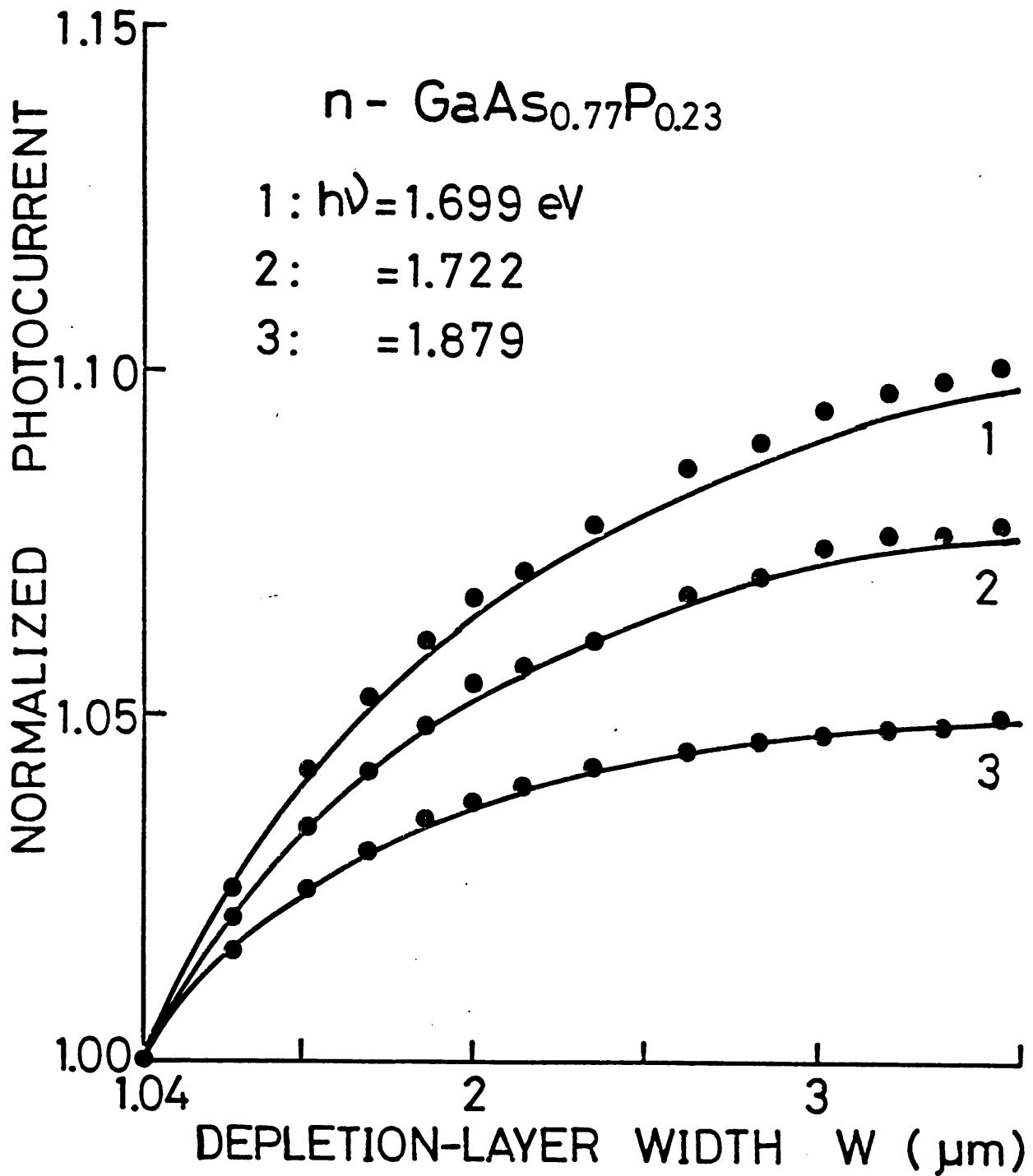


図 5-19 (b)  $\text{GaAs}_{0.77}\text{P}_{0.23}$  の規格化光電流対空乏層幅の関係およびフィッティング結果

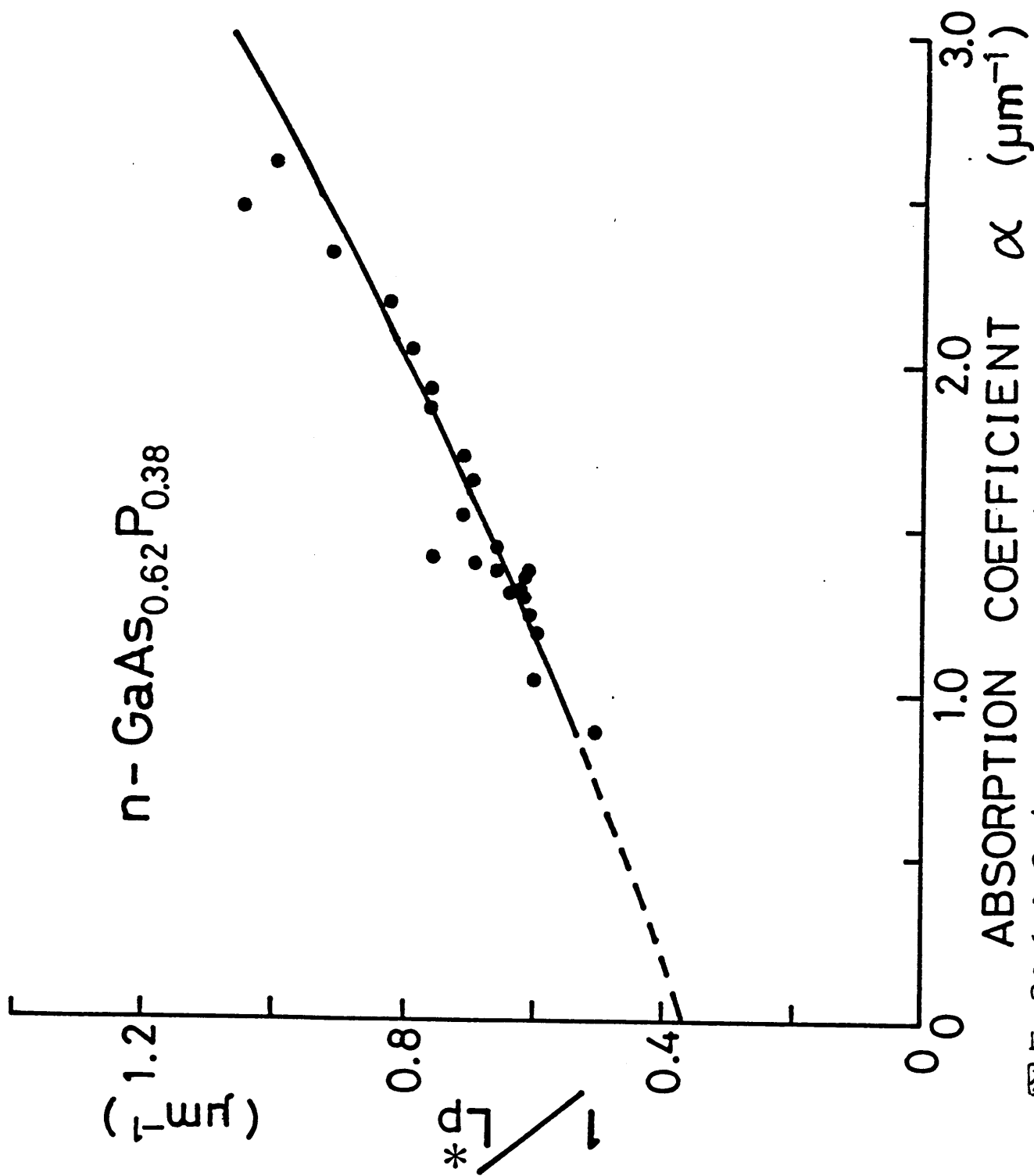


図5-20 (a) GaAs<sub>0.62</sub>P<sub>0.38</sub>の1/L<sub>p</sub>\*対αプロットおよび“フィットリング”結果

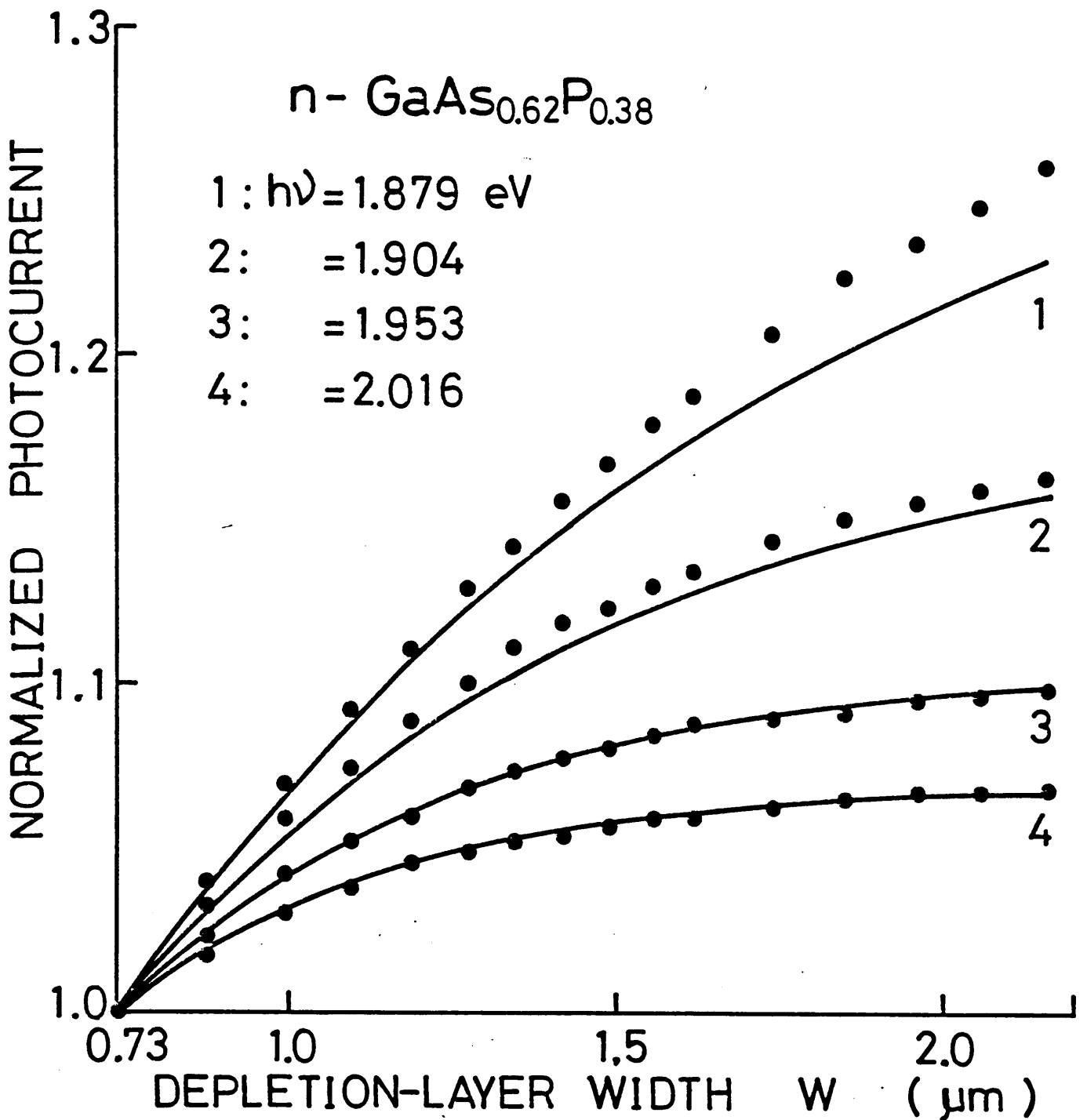


図5-20 (b)  $\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$  の規格化光電流対  
 空乏層幅の関係およびフィッティング結果

に組成による変化が見られる。特に、組成  $x = 0.38$  の GaAsP に対する結果が他と異なっている。正孔の拡散長  $L_p$  が減少しているが、この  $x = 0.38$  の試料にバルク中に再結合中心や欠陥が多くその結晶性に問題があるのか、また混晶組成によって合金散乱の程度が変化する<sup>30)</sup> などが考えられるが、詳しいことはDLTS法等、他の測定方法と併用して、その原因を探る必要がある。また、電子ドリフト速度と拡散係数の比  $V_n/D_n$  の値が増加しているが、先に述べたように  $V_n$  の値がこの混晶組成範囲で一定であるとする、電子の拡散係数  $D_n$  が減少したことに対応する。この原因の一つとして、電子の移動度が $\Gamma$ 伝導帯と上位伝導帯との共鳴散乱によって組成  $x = 0.25$  付近から急激に減少することが上げられる。<sup>27)</sup>

以上見てきたように、微分光電流法より得た見掛け上の少数キャリア拡散長が持つ光波長依存性を利用して、ショットキーフォトライオードの金属-半導体界面にある存在層および表面再結合、熱電子放出の効果を考慮した解析より求めた理論をよく一致させることができ、解析の妥当性が確認されまた目的とする真の少数キャリア拡散長が精度よく得られた。

## 第5章の参考文献

- 1) W. Schottky : *Z. Phys.*, 118 (1942) 39.
- 2) H.C. Card and E.H. Rhoderick : *J. Phys. D*,  
4 (1971) 1589.
- 3) C.Y. Wu : *J. Appl. Phys.*, 51 (1980) 3786.
- 4) O. Wada, A. Majerfeld and P. N. Robson : *Solid-State  
Electronics*, 25 (1982) 381.
- 5) K. Hattori, T. Yamasaki, Y. Uraoka and T. Fujii :  
*J. Appl. Phys.*, 54 (1983) 7020.
- 6) 広瀬, 栗延, 中下, 木戸 : *応用物理*, 43  
(1974) 798.
- 7) A.G. Thompson, M. Cardona, K.L. Shaklee and  
J.C. Woolley : *Phys. Rev.*, 146 (1966) 601.
- 8) M.D. Sturge : *Phys. Rev.*, 127 (1962) 768.
- 9) H.C. Casey Jr., D.D. Sell and K.W. Wecht :  
*J. Appl. Phys.*, 46 (1975) 250.
- 10) W. Franz : *Z. Naturforsch.*, 13a (1958) 484.
- 11) L.V. Keldysh : *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.*, 34  
(1958) 1138, [English transl. : *Soviet  
Phys. - JETP* 7 (1958) 788].
- 12) A. Frova and P. Handler : *Appl. Phys. Lett.*  
5 (1964) 11.



- 13) M. Chester and P. H. Wendland : Phys. Rev. Lett.,  
13 (1964) 193.
- 14) K. G. Ashar and R. L. Anderson : Phys. Rev.,  
154 (1967) 721.
- 15) J. Callaway : Phys. Rev., 134 (1964) A998.
- 16) C. M. Penchina : Phys. Rev., 138 (1965) A924.
- 17) K. Tharmaligham : Phys. Rev., 130 (1963) 2204.
- 18) J. P. Stagg : J. Appl. Phys., 53 (1982) 3680.
- 19) M. G. Craford, R. W. Shaw, A. H. Herzog and W. O.  
Groves : J. Appl. Phys., 43 (1972) 4075.
- 20) R. J. Elliott : Phys. Rev., 108 (1957) 1384.
- 21) D. D. Sell : Phys. Rev. B, 6 (1972) 3750.
- 22) R. J. Nelson, N. Holonyak Jr. and W. O. Groves :  
Phys. Rev. B, 13 (1976) 5415.
- 23) M. I. Iglitsyn, N. V. Ovsyannikova, P. B. Orlov,  
N. S. Rytova and E. S. Yurova : Fiz. Tekh.  
Poluprovodn., 3 (1969) 1781, [ Sov. Phys.  
Semicond., 3 (1970) 1509 ].
- 24) M. H. Lee, N. Holonyak Jr., J. C. Campbell,  
W. O. Groves, M. G. Craford and D. L. Keune :  
Appl. Phys. Lett., 24 (1974) 310.
- 25) S. M. Sze : " Physics of Semiconductor Devices "  
2nd Ed. ( John Wiley and Sons, New York,  
1981 ) pp. 645 - 650.

- 26) J.W. Allen, M. Shyam, Y.S. Chen and G.L. Pearson : Appl. Phys. Lett., 7 (1965) 78.
- 27) J.J. Tietjen and L.R. Weisberg : Appl. Phys. Lett., 7 (1965) 261.
- 28) K. Okamoto and J. Nishizawa : J. Appl. Phys., 36 (1965) 3716.
- 29) D.L. Partin, A.G. Milness and L.F. Vassamillet : J. Electrochem. Soc., 126 (1979) 1581.
- 30) M.B. Kagan and T.L. Lyubashevskaya : Sov. Phys. Semicond., 4 (1971) 1217.

## 第6章 結 論

微分光電流法はショットキーフォトライオード中の光吸収係数および少数キャリア拡散長を測定する有効な方法である。本方法を用いて、実際のGa(As, P)混晶ショットキーフォトライオードのそれらの値を精密に測定するため、微分光電流法の測定原理を拡張し、また測定回路の改良をおこなった。本研究によって得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) 実際のショットキーフォトライオードに流れる光電流に対し、半導体と透明金属電極層との界面に存在する界面介在層(Interfacial layer)、表面再結合および界面での熱電子放出の効果を検討した厳密な解析をおこなった。そして、得られた光電流の式を微分光電流法の測定原理に適用したところ、本方法が実際のショットキーフォトライオードに対しても使えることが分った。すなわち、光吸収係数 $\alpha$ は従来の測定原理どおり微分光電流の対数値 $\ln(\Delta I_p / \Delta W)$ 対空乏層幅 $W$ プロットの傾きから求められる。また、光電流および微分光電流に対する空乏層幅の寄与分が零となる各々の外挿値の比、 $|I_p|_{W=0} / |\Delta I_p / \Delta W|_{W=0}$ が、光吸収係数や界面状態・物性定数などに関係したパラメータを含んだ見掛け上の少数キャリア拡散長 $L_p^*$ であること

が明らかとなった。しかし、真の少数キャリア拡散長  $L_p$  は、 $1/L_p^*$  対  $\alpha$  プロットおよび光電流のバイアス電圧依存性に対するフィッティングから求められることが分かった。

(2) 光電流および微分光電流を測定する基本測定回路を試料ダイオードの直後に分波器を設置し、試料中に混在する基本周波数成分および差周波数成分を分離するよう改良した。この分波器を非直線性の少ない受動素子で構成したところ、微分光電流信号を通過させる回路から発生する誤差差周波数成分が  $2 \times 10^{-12}$  A 程度と非常に小さかった。この結果、微分光電流測定に対する SN 比が従来の回路よりも、10~100 倍向上した。

(3) 試料ダイオードの空乏層幅  $W$  を測定する「 $W$  測定回路」を製作し、微分光電流法の測定装置に組み込んだ。この結果、不純物濃度分布が一様なフォトダイオードに対して空乏層幅の微小変化  $\Delta W$  がバイアス電圧の変化によらず常に一定とでき、微分光電流測定に対する精度を上げた。また、光吸収係数および少数キャリア拡散長を求めるために必要な二つの直線関係を直接レコーダ上に得られるようになった。

(4) 厳密な解析による光電流から導いた微分光電流法の

測定原理および改良した測定回路を用いて、Ga(As, P)混晶ショットキーフォトライオードの光吸収係数および少数キャリア拡散長が精度よく求められた。すなわち、光吸収係数はフォトライオードとして重要な基礎吸収端近傍の値が求められ、試料の禁制帯幅によく対応していた。また他の測定例と比較したところ、本測定結果は低キャリア濃度側の測定値によく対応していた。これは、本測定法から得られる光吸収係数が電界が存在する空乏層領域での値であることを考えると妥当な結果であった。さらに、エキシトンの形成を考慮した理論吸収スペクトルと測定結果とを対応させたところ良い一致が見られ、本測定法によって精度よく測定できたことが分った。一方、少数キャリア拡散長においては、以前の測定法および従来の微分光電流法では求めることができなかった界面状態の影響を排除した真の少数キャリア拡散長の値が本研究によって初めて求められた。また、このとき同時にショットキーフォトライオード中の他の物性定数の値が絶対的な評価ではないが見積もることができた。

以上より、本研究の結果改良微分光電流法を用いてショットキーバリアフォトライオードの光吸収係数および少数キャリア拡散長を精密に測定できるようになった。

## 謝 辞

本論文を結ぶにあたり、直接研究を指導して下さいました静岡大学電子工学研究所教授・助川徳三博士に対しまして心より感謝の意を表わします。先生には、常に適切な御指導を賜り、時には厳しく、時には優しく、終始暖かく見守って下さいました。時として前途に悲観的になりがちな私に対しまして、心のこもった御助言は研究に対する新たな勇気と意欲を与えて下さいました。今日、このような成果を得られましたことは、ひとえに先生の御指導の賜物であります。

この論文を提出するにあたり数多くの御指導や御助言ならびに種々の御高配を賜わった静岡大学工学部教授・守野正美博士，同教授・藤安洋博士，静岡大学電子工学研究所教授・萩野実博士，同教授・水品静夫博士，同助教授・田中昭博士に深く感謝致します。水品教授には投稿論文作成にあたって数多くの御助言を賜わったことに対して併せて感謝致します。また、萩野教授，田中助教授には、その時宜を得た適切な御助言、叱咤激励は研究を進めるにあたり、大きな力を与えて下さいました。ここに深く謝意を表わします。

研究の当初から回路製作ならびに実験面で有益な御助言を頂きました静岡大学電子工学研究所助教授・宮尾正大博士に深く感謝致します。また、終始熱心な御討論下

さった同研究所文部技官・勝野廣宣氏に深謝致します。

本研究をおこなうにあたり測定試料を提供して下さり、御助言頂いた浜松ホトニクス(株)菅 博文博士、また御支援下さった新日本無線(株)木村親夫博士に深く感謝致します。

本研究を通して種々御助力下さった静岡大学電子科学研究科助手・杉浦敏文博士，シャープ(株)水木敏雄博士，東芝(株)渡辺経夫氏，日本電気(株)杉本喜正氏，日本楽器製造(株)田原 傑君，新日本無線(株)浅井一郎君，静岡大学大学院生・大島久純君，竹内 繁君に感謝致します。最後に、日夜励まして下さった静岡大学電子工学研究所助川研究室の諸氏に深く感謝致します。

A : 発表論文

- 1) S. Hasegawa, T. Watanabe, A. Tanaka, and T. Sukegawa;  
" Improved DPC method for measurement of optical-absorption coefficient and minority-carrier diffusion length in a semiconductor "  
Review of Scientific Instruments vol.54, 1165 (1983).
- 2) 長谷川茂、渡辺経夫、田中 昭、助川徳三  
「半導体中の光吸収係数および少数キャリアの拡散長測定のための改良型微分光電流法」  
静岡大学大学院電子科学研究科研究報告 第5号 (1984, 3) p. 13
- 3) S. Hasegawa, A. Tanaka, and T. Sukegawa;  
" Optical-absorption coefficient near the fundamental absorption edge of  $GaAs_{1-x}Px$  "  
Journal of Applied Physics vol.55, 3188 (1984) .
- 4) S. Hasegawa, A. Tanaka, and T. Sukegawa;  
" Measurement of Optical-Absorption Coefficient in the Depletion Region of GaAs Schottky-Barrier Photodiode "  
Japanese Journal of Applied Physics vol.23, 1152 (1984).
- 5) S. Hasegawa, A. Tanaka, and T. Sukegawa;  
" Application of the DPC Method to Schottky-Barrier Photodiode with Interfacial Layer "  
IEEE Transactions on Electron Devices,  
( accepted, scheduled for publication in March (1985) ).
- 6) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「Interfacial layer のある  $Ga(A s, P)$  ショットキーバリアフォトダイオードの光吸収係数および少数キャリアの拡散長の測定」  
静岡大学大学院電子科学研究科研究報告 第6号 (1985, 3) 掲載予定

学術講演

B : 研究会

- 1) 長谷川茂、渡辺経夫、田中 昭、助川徳三  
「二周波法によるフォトダイオードの光吸収係数および少数キャリアの拡散長の測定」  
電子通信学会技術研究報告 電子デバイス研究会  
ED82-134 (1983, 2) p. 37
- 2) 助川徳三、長谷川茂、竹内 繁、田中 昭  
「 $GaAs_{1-x}Px$  混晶の光吸収係数および少数キャリア拡散長の測定」  
電子通信学会技術研究報告 電子デバイス研究会  
ED83-81 (1983, 11) p. 65
- 3) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「Interfacial layer および表面再結合のある  
 $Ga(A s, P)$  Schottky-Barrier Photodiodeの光応答特性」  
電子通信学会技術研究報告 電子デバイス研究会  
ED84-92 (1984, 11) p. 53
- 4) T. Sukegawa, S. Hasegawa, S. Takeuchi and A. Tanaka; "Measurement of the Optical-Absorption Coefficient and the Minority-Carrier Diffusion Length in  $GaAs_{1-x}Px$  Alloy"  
Third Record of III-V Alloy Semiconductor Physics and Electronics Seminar (文部省科学研究費総合研究 (A) 「混晶エレクトロニクスの基礎研究」課題番号56351001), 125-132 (1984, 3) .



## C: 講演

- 1) 助川徳三、長谷川茂、渡辺経夫、田中 昭  
「改良形微分光電流法による拡散長の測定」  
第41回応用物理学学会学術講演会予稿集 17pC4 (1980, 10) p. 504
- 2) 長谷川茂、田中 昭、助川徳三  
「改良形DPC法による光吸収係数および拡散長の直接測定」  
昭和55年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 (1980, 11) p. 278
- 3) 長谷川茂、田中 昭、助川徳三  
「光吸収係数および拡散長のDPC測定の検討」  
第28回応用物理学関係連合講演会予稿集 1aL6 (1981, 4) p. 514
- 4) 長谷川茂、田中 昭、助川徳三  
「DPC法による電界効果を含む光吸収係数の測定」  
昭和56年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 (1981, 4) p. 261
- 5) 長谷川茂、宮下 均、田中 昭、助川徳三  
「LEDを光源としたDPC測定」  
昭和56年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 (1981, 10) p. 262
- 6) 助川徳三、長谷川茂、田中 昭、菅 博文  
「DPC法によるGaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>の光吸収係数、拡散長の測定」  
第42回応用物理学学会学術講演会予稿集 9aD9 (1981, 10) p. 603
- 7) 長谷川茂、新宮康司、田中 昭、助川徳三  
「帰還法を用いた改良形DPC法による光吸収係数および拡散長の直接測定」  
第43回応用物理学学会学術講演会予稿集 28pR16 (1982, 9) p. 446
- 8) 長谷川茂、新宮康司、田中 昭、助川徳三  
「改良形DPC法による光吸収係数および拡散長の直接測定 (II)」  
昭和57年度電気関係学会東海支部連合大会講演論文集 (1982, 11) p. 282
- 9) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「光学的吸収係数及び少数キャリア拡散長の測定におけるDPC法の改良」  
第44回応用物理学学会学術講演会予稿集 26pH14 (1983, 9) p. 475
- 10) 長谷川茂、田中 昭、助川徳三  
「Interfacial layerを持つSchottky-barrier Photodiodeの吸収係数、拡散長測定」  
第44回応用物理学学会学術講演会予稿集 26pH15 (1983, 9) p. 476
- 11) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>混晶における光吸収係数の組成依存性の検討」  
第31回応用物理学関係連合講演会予稿集 1aE2 (1984, 4) p. 512
- 12) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「二周波法による光半導体デバイスパラメータの直接測定」  
第45回応用物理学学会学術講演会予稿集 14aK6 (1984, 10) p. 576
- 13) 長谷川茂、竹内 繁、田中 昭、助川徳三  
「表面再結合のあるSchottky-barrier Photodiodeの少数キャリア拡散長のDPC測定」  
第45回応用物理学学会学術講演会予稿集 14aK7 (1984, 10) p. 576