

流体静压力对高简并砷化镓 $P-N$ 结某些参数的影响*

阮 刚 陈宁鏘

(复旦大学物理系) (华东技术物理研究所)

提 要

本文报导了在流体静压力 18000 kg/cm^2 范围内, 高简并砷化镓 $P-N$ 结峰值电流 I_P , 谷值电流 I_V , 峰值电压 V_P , 谷值电压 V_V , 指数过剩电流 I_x 等参数随压力变化的实验结果。分析了峰值电压 V_P 随压力 P 的增加按指数规律显著减小, 以及指数过剩电流 I_x 的斜率 $S = \frac{d \ln I_x}{dV}$ 随压力 P 的增加而增加等实验结果。分析的结果指出: 高掺杂砷化镓有效质量随压力的增加有较显著的增加, 因此在考虑高简并砷化镓 $P-N$ 结参数随压力变化的关系时, 不能象在高简并锗 $P-N$ 结样品中那样, 只考虑禁带宽度 E_g 随压力的变化, 而忽略有效质量随压力的变化。最后, 本文对其他实验结果也作了简要的讨论。

一、引 言

研究低温、强磁场、高流体静压力、高能粒子辐照、不同掺杂等条件对高简并 $P-N$ 结伏安特性参数的影响, 是研究高掺杂半导体能带结构及高简并 $P-N$ 结中电流传输机构的主要方法。流体静压力对于高简并 $P-N$ 结伏安特性的影响, M. I. Nathan 等^[1-3]已作了初步的研究, 其中, 对于高简并砷化镓 $P-N$ 结, 主要只研究了峰值电流 I_P ^[2]。本文报导在流体静压力 18000 kg/cm^2 范围内, 高简并砷化镓 $P-N$ 结峰值电流 I_P 、谷值电流 I_V 、峰值电压 V_P 、谷值电压 V_V 、指数过剩电流 I_x 等参数随压力变化的观测结果, 并用现有的理论分析了实验结果。

二、实验方法

(1) 高流体静压力的产生和测量

实验所用产生高流体静压力的设备与 W. Bridgman^[4]所描述的大致相同, 以航空汽油作传压介质, 压力用锰铜丝压力计测量。

(2) 高简并砷化镓 $P-N$ 结的制备

用闭管气相扩散法, 在一定量砷蒸汽压下, 先分别制取含镉或含锌的 P 型高掺杂砷化镓多晶体或单晶片。在此小片上, 用锡球或含硫的锡球作 N 型合金, 用迅速加热烧结再结晶层的方法制得高简并砷化镓 $P-N$ 结。用改变工艺条件的方法, 获得了不同峰值电流

* 1963年3月5日收到。

密度 j_p 的掺镉或掺锌的 P 型高筒并砷化镓 P-N 结的实验样品。

(3) 参数的测量

所有电流、电压特性参数都用和测试普通 P-N 结伏安特性曲线类似的逐点测试法进行。结面积用工具显微镜多次测量合金小球与基底片截面直径的平均值后,按圆截面公式计算后得到。

三、实验结果

(1) 峰值电流 I_p

峰值电流 I_p 随压力 P 的增加而减小, $\ln I_p \sim P$ 呈线性关系, 即 I_p 随压力 P 的增加按指数规律减小。峰值电流密度 j_p 在 38—4370 Amp/cm² 范围内的八个样品的测量结果

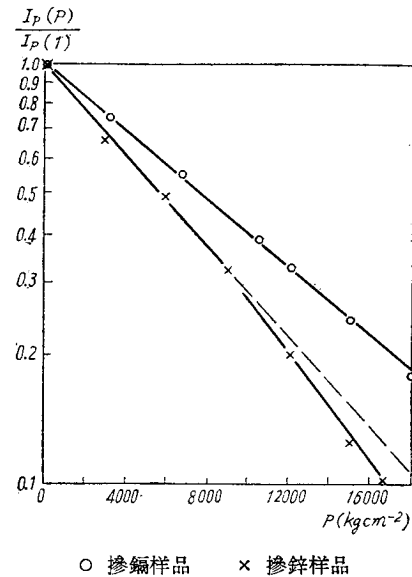
表明: 它们的 $\frac{d \ln I_p}{dP}$ 值变化不大, 其范围为 $-(0.96-1.08) \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \text{ cm}^2$ 。当压力加高到大约 $P = 10,000 \text{ kg/cm}^2$ 左右时, 掺锌的样品 $\ln I_p \sim P$ 的关系偏离直线, $\ln I_p$ 随 P 的增加, 减小更为迅速。而掺镉的样品, 当压力加高到 18,000 kg/cm² 时, 还没有观察到 $\ln I_p$ 随 P 的增加有迅速减小的趋势。掺锌、掺镉样品 $\log \frac{I_p(P)^{1)} }{I_p(1)} \sim P$ 的典型曲线如图 1 所示。

(2) 谷值电流 I_v

谷值电流 I_v 随压力的增加而减小, $\ln I_v \sim P$ 呈线性关系, 即 I_v 随 P 的增加而指数地减小。峰值电流密度 j_p 在 134—4370 Amp/cm² 范围内的五个样品的测量结果表明: 它们的 $\frac{d \ln I_v}{dP}$ 值变化较大, 其范围为 $-(0.34-1.24) \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ 。当压力增加到大约 $P = 12,000 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以后, 掺锌的样品 $\ln I_v \sim P$ 的关系偏离直线, $\ln I_v$ 随 P 的增加出现减小较快的情况。掺锌、掺镉样品 $\ln \frac{I_v(P)}{I_v(1)} \sim P$ 的典型曲线如图 2 所示。

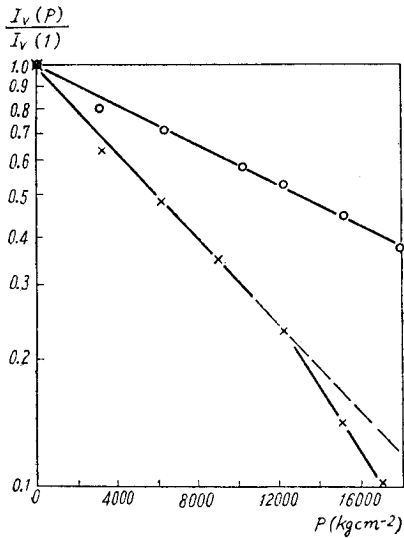
(3) 峰值电压 V_p

峰值电压 V_p 随压力 P 的增加而减小, 压力在 18,000 kg/cm² 范围内, 峰值电流密度 j_p 从 38—4370 Amp/cm² 的八个样品测量结果表明: $\ln V_p \sim P$ 呈线性关系, 即 V_p 随 P 的增加按指数规律减小, $\frac{d \ln V_p}{dP}$ 值变化较大, 其范围在 $-(0.17-0.92) \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ 内。图 3 画出了二个样品的 $\ln \frac{V_p(P)}{V_p(1)} \sim P$ 曲线。



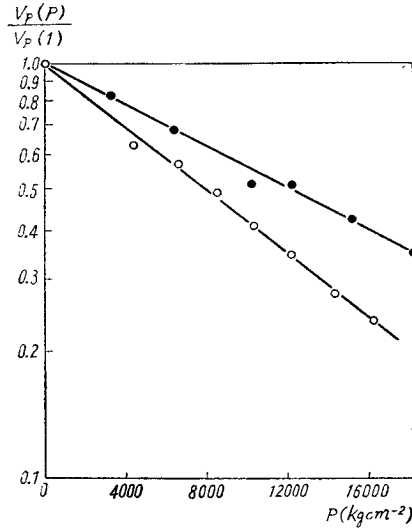
○ 掺镉样品 × 掺锌样品
图 1 掺锌、掺镉样品 $\log \frac{I_p(P)}{I_p(1)} \sim P$ 的典型曲线

1) 以后电流、电压或斜率的值凡是用 (P) 标志的均指某一压力 P 时的值, 用 (1) 标志的均指 P=1 大气压时的值。



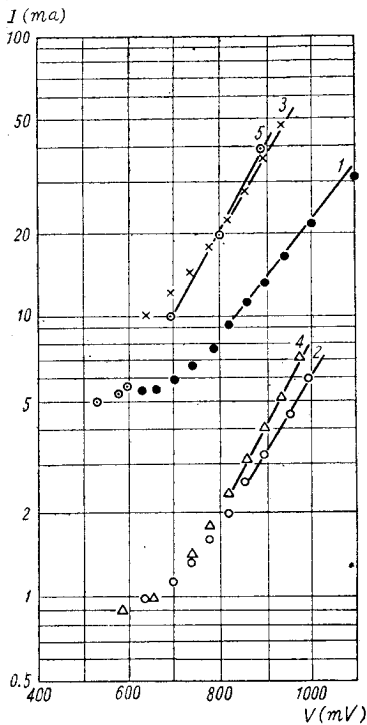
○ 掺镉样品 × 掺锌样品

图2 掺锌、掺镉样品 $\log \frac{I_v(P)}{I_v(1)} \sim P$ 的典型曲线



○ 样品1 ● 样品2

图3 两个样品的 $\log \frac{V_p(P)}{V_p(1)} \sim P$ 曲线



$$S = \frac{d \ln I_x}{dV}$$

$$S_1 = 4.93V^{-1} \quad S_2 = 6.00V^{-1}$$

$$S_3 = 6.36V^{-1} \quad S_4 = 6.76V^{-1}$$

$$S_5 = 7.32V^{-1}$$

图4 大气压下5个样品谷值以后的 $\log I \sim V$ 图

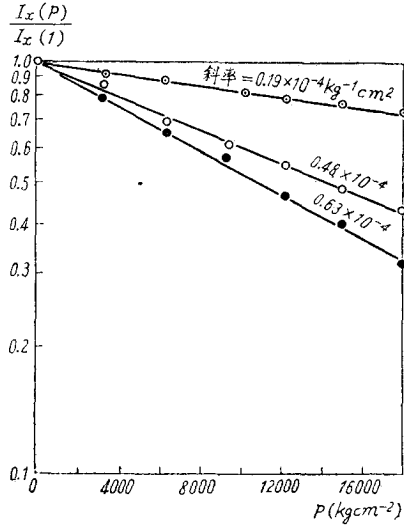
(4) 谷值电压 V_v

谷值电压 V_v 随压力 P 的增加而减小, 减小的规律性不明显, 在被测量的五个样品中, $V_v(18000)/V_v(1)$ 的最大值为 0.56 (该样品 $P = 18000 \text{ kg/cm}^2$ 时的 $V_v(18000) = 357 \text{ mV}$, $P = 1$ 大气压时的 $V_v(1) = 640 \text{ mV}$).

(5) 指数过剩电流 I_x

文献 [5] 指出: 在大气压下, 高简并砷化镓 $P-N$ 结伏安特性曲线中, 有一段指数过剩电流区存在. 我们在大气压下对五个样品的测量表明: 当样品两端的偏压加到大约为 700—820 mV 时, 开始进入指数过剩电流起主要作用的区域. 画 $\ln I \sim V$ 图求得指数过剩电流区斜率 $S = \frac{d \ln I_x}{dV}$ 在 $4.93 \sim 7.32 \text{ V}^{-1}$ 范围内 (见图 4). 在指数过剩电流起主要作用的区域, 固定某一偏压 V 时的 I_x , 将随 P 的增加而减小. 任取 $V = 900 \text{ mV}$ 时, $\ln I_x \sim P$ 呈线性关系, 即 I_x 随 P 的增加按指数规律减小, $\frac{d \ln I_x}{dP}$ 随不同样品而异, 我们测量的三个样品, 其变化范围在 $-(0.19 \sim 0.63) \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ 内 (见图 5). 指数过剩电流的斜率 S 随 P 的增加而增加 (见图 6), $\frac{d \ln S}{dP}$ 的值近似为 $0.61 \times 10^{-3} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ (见图 7).

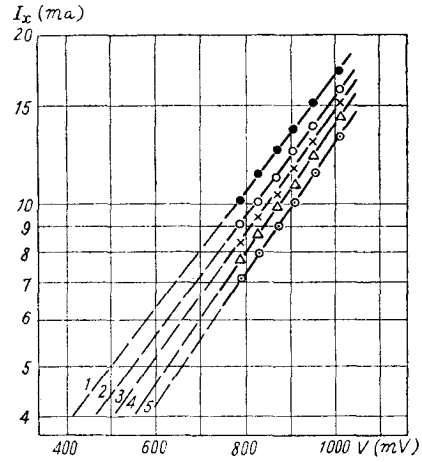
另外，由于 I_x 随压力 P 变化而变化， I_x 也随外加偏压 V 的变化而变化，所以压力变化时所引起 I_x 的变化，可以由加在样品上偏压 V 的变化来补偿。观测了固定 I_x 时压力变化 ΔP 和相应的补偿偏压 ΔV 之间的关系，但实验规律比较紊乱，至少不是简单的线性关系。



● ○ ○ 分别表示三个不同样品
图 5 $V = 900 \text{ mV}$ 时三个不同样品的

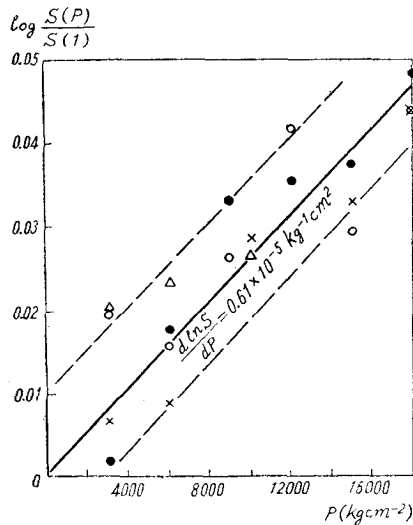
$$\log \frac{I_x(P)}{I_x(1)} \sim P \text{ 图}$$

斜率用 $d \ln \frac{I_x(P)}{I_x(1)} / dP$ 表示



- 1 大气压 $S = d \ln I_x / dV$
- 6000 kg cm^{-2} $S_1 = 4.93 \text{ V}^{-1}$
- × 10000 kg cm^{-2} $S_2 = 5.04 \text{ V}^{-1}$
- △ 15000 kg cm^{-2} $S_3 = 5.25 \text{ V}^{-1}$
- 18000 kg cm^{-2} $S_4 = 5.35 \text{ V}^{-1}$
- $S_5 = 5.50 \text{ V}^{-1}$

图 6 不同压力下 $\log I_x \sim V$ 图



○ ● △ × 分别表示四个不同样品

图 7 $\log \frac{S(P)}{S(1)} \sim P$ 图

四、討 論

(1) 有效質量随压力的变化

第三节列出的实验结果中,最值得注意的是峰值电压 V_p 和指数过剩电流 I_x 的斜率 $S = \frac{d \ln I_x}{dV}$ 随压力的变化关系。用现有理论对这两个实验结果作初步分析后可以看到:砷化镓有效质量随压力的变化较显著,因此在考虑高简并砷化镓 $P-N$ 结参数随压力变化的关系时,不能象在锗样品中那样,忽略有效质量随压力的变化。下面先分析峰值电压 V_p 随压力 P 的变化关系。因为 V_p 近似地满足关系式^[6]

$$V_p \cong \frac{1}{3} (\xi_p + \xi_n), \quad (1)$$

其中 ξ_p 和 ξ_n 分别为费米能级深入到高掺杂 P 区价带和深入到 N 区导带的深度(用电压的单位来表示),而对于高简并 $P-N$ 结,用金属近似则有

$$\xi_p = \frac{\hbar^2}{2e} (3p/8\pi)^{2/3} \cdot \frac{1}{m_h},$$

$$\xi_n = \frac{\hbar^2}{2e} (3n/8\pi)^{2/3} \cdot \frac{1}{m_e},$$

其中 p 和 n 分别为 P 区空穴及 N 区电子的浓度; m_h 和 m_e 分别为 P 区价带空穴及 N 区导带电子的有效质量; e 为电子电荷; \hbar 为普朗克常数。若近似地取 $p = n$, 且令

$$A = \frac{\hbar^2}{6} (3p/8\pi)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{6} (3n/8\pi)^{2/3},$$

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_h} + \frac{1}{m_e},$$

这里 m^* 为 P 区价带空穴和 N 区导带电子有效质量的折合值。这样,有

$$V_p = A/m^*,$$

$$\ln V_p = \ln A - \ln m^*.$$

考虑到载流子浓度和压力无关,则 A 是和压力无关的常数,故有

$$\frac{d \ln V_p}{dP} = - \frac{d \ln m^*}{dP}. \quad (2)$$

由公式(2)可知: $\ln V_p$ 随 P 增加而线性减小的实验结果,反映了 $\ln m^*$ 随 P 增加而线性增加,即 m^* 随 P 的增加按指数规律增加。 $\frac{d \ln m^*}{dP}$ 的值约为 $(0.17-0.92) \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, 这和由文献[8]给出的 $\frac{d \ln \mu}{dP}$ 值,估计后得到的 $\frac{d \ln m^*}{dP} \approx 0.1 \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ 有相同的数量级²⁾,其中 μ 为电子迁移率。 $\frac{d \ln m^*}{dP}$ 的数值和 $\frac{d \ln E_g}{dP} \approx 0.1 \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ ^[2]

1) 文献[7]指出: 锗、硅的 m_h 在 $P = 30,000 \text{ kg/cm}^3$ 范围内几乎不随压力变化。若类似地考虑砷化镓 m_h 随压力的变化远小于 m_e 随压力的变化,且 m_h 比 m_e 大得多,这样,就有 $\frac{d \ln V_p}{dP} = - \frac{d \ln m_e}{dP}$ 。

2) 估算时,假设 $\mu = Bm^{*r}$, 其中 B 和 r 为和压力无关的常数,并认为 $r \approx 1$ 。

相比较,它们具有相同的数量级,其中 E_g 为禁带宽度。

以下分析指数过剩电流斜率 S 随压力的变化关系。

A. G. Chynoweth 等^[9]曾对硅高简并 $P-N$ 结的指数过剩电流作过较仔细的研究,对于砷化镓,同样仔细地研究还未看到。考虑到硅指数过剩电流表示式在推导时假设的普遍性,我们把它用来分析砷化镓的指数过剩电流。由文献[9]中公式(7),很易把指数过剩电流的表示式改写成:

$$\ln I_x = \ln K - \beta m_x^{1/2} [E_g - eV + e(\xi_P + \xi_N)], \quad (3)$$

其中 V 为外加偏压; β 为与压力 P 及偏压 V 无关的常数; m_x 为有关带间隧道跃迁的有效质量,亦即 N 区禁带中杂质带电子有效质量和 P 区价带空穴有效质量(或 P 区禁带中杂质带空穴有效质量和 N 区导带电子有效质量)的折中值,这个值和(2)式中的 m^* 不一定完全一样。由式(3)得

$$S = \frac{d \ln I_x}{dV} = e\beta m_x^{1/2},$$

即

$$\ln S = \ln(e\beta) + \frac{1}{2} \ln m_x.$$

将 $\ln S$ 对压力 P 求微商,有

$$\frac{d \ln S}{dP} = \frac{1}{2} \frac{d \ln m_x}{dP}. \quad (4)$$

由式(4)可知: $\ln S$ 随 P 增加而增加的实验结果反映了 $\ln m_x$ 随 P 增加而增加。由 $\frac{d \ln S}{dP}$ 的实验近似值得出: $\frac{d \ln m_x}{dP} \approx 0.12 \times 10^{-4} \text{kg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, 这个值和式(2)中的 $\frac{d \ln m^*}{dP}$ 相比较,它们的数量级相同,但具体数值不一致。我们认为它们之间的差别,一方面是由于式(2)推导的近似性及实验误差所引起的,另一方面是由于 m^* 和 m_x 的压力关系本身也不一定完全相同。

(2) 峰值电流 I_P 、指数过剩电流 I_x 随压力的变化

由于有效质量随压力的变化不可忽略,所以 I_P 和 I_x 随压力的变化不仅应考虑禁带宽度随压力的变化,还需考虑有效质量随压力的变化。因为由 E. O. Kane 直接带间跃迁隧道理论得出的峰值电流 I_P 的表示式^[10]为

$$I_P = K' \exp[-\alpha m^{*1/2} E_g], \quad (5)$$

即

$$\ln I_P = \ln K' - \alpha m^{*1/2} E_g.$$

其中 α 为与压力 P 无关的常数,若假设 K' 也和压力无关,且同时考虑了 E_g 和 m^* 随压力 P 的变化,则有

$$\frac{d \ln I_P}{dP} = -\alpha \frac{d(m^{*1/2} E_g)}{dP} = (\ln I_P - \ln K') \left(\frac{d \ln E_g}{dP} + \frac{1}{2} \frac{d \ln m^*}{dP} \right). \quad (6)$$

实验结果有: $\frac{d \ln I_P}{dP} = -\lambda'$, 其中 λ' 为和压力无关的常数,具有正值。由公式(6)可知,它们反映了:

$$(\ln I_P - \ln K') \left(\frac{d \ln E_g}{dP} + \frac{1}{2} \frac{d \ln m^*}{dP} \right) = -\lambda'. \quad (7)$$

掺铋样品随 P 增加到大約 $10,000 \text{ kg/cm}^2$ 后, $\ln I_P \sim P$ 偏离直綫, 且 $\ln I_P$ 随 P 的增加而迅速減小的实验結果(见图 1), 与 M. I. Nathan, W. Paul^[2] 曾发表的 $\ln I_P \sim P$ 的实验結果定性相符(不过他們沒有指明所测样品 P 区的掺杂类型), 他們对 $\ln I_P \sim P$ 偏离直綫, 且随压力增加 $\ln I_P$ 迅速減小的实验結果, 用电子向較高的导带极值轉移, 因而更迅速地减小隧道几率来解释. 但是由于他們缺乏更明确的理論分析和更充分的实验根据, 所以这种解释不能认为已經是完全肯定的. 目前, 我們对此实验結果(包括掺铋样品 $\ln I_P \sim P$ 偏离直綫下降迅速, 以及掺铋、掺銅样品显著的区别) 也还不能作出明确的分析.

另外, 由指数过剩电流的表式(3), 假設 K 和压力无关, 且同时考虑 E_g 和有效質量随压力的变化, 則有:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln I_x}{dP} &= -\beta \frac{d\{m_x^{1/2} [E_g - eV + e(\xi_P + \xi_N)]\}}{dP} = \\ &= (\ln I_x - \ln K) \left\{ \frac{d \ln [E_g - eV + e(\xi_P + \xi_N)]}{dP} + \frac{1}{2} \frac{d \ln m_x}{dP} \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

实验結果有: $\frac{d \ln I_x}{dP} = -\lambda$. 在任一固定偏压 V 时, 其中 λ 为和压力无关的常数, 具有正值. 由公式(8)可知, 它反映了

$$(\ln I_x - \ln K) \left\{ \frac{d \ln [E_g - eV + e(\xi_P + \xi_N)]}{dP} + \frac{1}{2} \frac{d \ln m_x}{dP} \right\} = -\lambda. \quad (9)$$

(3) 其他实验結果的初步分析

由于有效質量随压力的变化不可忽略, 因此固定 I_x 时, 压力变化 ΔP 和相应的补偿偏压 ΔV 之比 $\frac{\Delta V}{\Delta P}$, 反映了 m_x , E_g 及 $(\xi_P + \xi_N)$ 三者变化的复杂組合, 这个組合可由公式(3)推得. 至少 $\frac{\Delta V}{\Delta P}$ 肯定不是简单的綫性关系, 而假如 m_x 及 $(\xi_P + \xi_N)$ 随 P 的变化可以忽略, 例如在高簡并錯 $P-N$ 結中, 則有 $\frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{1}{e} \frac{\Delta E_g}{\Delta P}$, e 为电子电荷. 所以, 固定 I_x 测 $\frac{\Delta V}{\Delta P}$, 对于高簡并砷化镓 $P-N$ 結不能方便地得到 $\frac{\Delta E_g}{\Delta P}$, 需要在扩散电流起主要作用的区域固定扩散电流 I_D 来测 $\frac{\Delta V}{\Delta P}$ 而获得. 但是对于高簡并砷化镓 $P-N$ 結, 当电流到达扩散电流区时(一般将超过峯值电流好多倍), 由于在結上消耗功率太大, 会使 $P-N$ 結伏安特性参数不稳定, 甚至使 $P-N$ 結烧毁. 所以由固定 I_D 测 $\frac{\Delta V}{\Delta P}$ 而求得 $\frac{\Delta E_g}{\Delta P}$ 的精确性和可靠性是有問題的¹⁾. 通过高簡并砷化镓 $P-N$ 結参数随压力的变化, 来测定高簡并砷化镓晶体的 $\frac{\Delta E_g}{\Delta P}$ 的工作, 尚待进一步尝试.

谷值电流 I_V 随 P 的变化規律, 由实验結果表明: 它和峯值电流 I_P 类似. 因此, 谷值电流 I_V 随压力变化的表示式有

1) 作者之一最近^[3]指出: 高簡并砷化镓 $P-N$ 結, 加正向高偏压时, 不一定有純扩散电流区出現.

$$I_V = K'' \exp[-\lambda'' P] \quad (10)$$

的形式,其中 K'' 和 λ'' 为与压力 P 无关的常数。

谷值电压 V_V 随 P 增加而减小,其原因显然和峰值电压 V_P 一样,主要反映了有效质量随压力增加而增加。但另一方面,由于谷值电压 V_V 还可能和杂质尾态效应及禁带中缺陷能级等其他因素有关,所以比峰值电压 V_P 随压力 P 的变化规律更为复杂。当然,从实验的角度来看,由于谷值电压 V_V 测量值的精确性也较差,因而我们没有能从实验中总结出 V_V 随压力增加而减小的有规律的变化规律。

对谢希德教授对本工作的关心和在分析结果上的帮助;袁祥通、谈湘英、张宝金、李元圆、傅月薇等同志在实验工作上的热忱帮助,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Miller, S. L., Nathan, M. I., Smith, A. C., *Phys. Rev. letter*, **4** (1960), 60.
- [2] Nathan, M. I., Paul, W., Proc. International Conf. on Semicond. Phys. Prague (1960), 209.
- [3] Nathan, M. I., *J. Appl. Phys.*, **33** (1962), 1460.
- [4] Bridgman, W., *Proc. Amer. Acad. Art. Sci.*, **72** (1938), 157.
- [5] Clausen, R. S., *Jour. Appl. Phys.*, **32** (1961), 2372.
- [6] Gremelmairer, R., Henkel, H. J., *Z. für Naturforschung*, **14a** (1959), 1072.
- [7] Paul, W., Brooks, H., *Phys. Rev.*, **94** (1954), 1128.
- [8] Keyes, R. W., *Solid State Phys.*, **11**, 149—221.
- [9] Chyhoweth, A. G., Feldmann, W. I. and Logan, R. A., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 83.
- [10] Kane, E. O., *J. Appl. Phys.*, **32** (1961), 83.
- [11] 阮 刚、褚幼龄, 复旦大学学报(自然科学版), 第 9 卷 第 1 期(1964), 53.

PRESSURE DEPENDENCE OF SOME TUNNELING PARAMETERS IN NARROW GALLIUM ARSENIDE $P-N$ JUNCTIONS

YUAN KONG

(Department of Physics, Fudan University)

CHEN NING-CHIANG

(Institute of Technical Physics, Shanghai)

ABSTRACT

A study has been made on the effects of hydrostatic pressure at room temperature on peak currents I_P , valley currents I_V , peak voltages V_P , valley voltages V_V and the exponential excess currents I_X of several narrow GaAs $P-N$ junctions. The pressure ranges from the atmospheric pressure up to 18000 Kg/cm².

The exponential decrease of the peak voltage V_P and the slope S of the exponential excess current ($S = \frac{d \ln I_X}{dV}$) with the increase of pressure can be explained in terms of the pressure variations of the effective mass of GaAs. It is suggested therefore that pressure dependences of both the energy gap and the effective mass should be taken into account in analyzing the pressure dependent tunneling data of the highly degenerate GaAs $P-N$ junctions. A brief discussion has also been made on the other experimental results.