

[3] C. A. Notman, D. ter Haar, *Astro. & Astrophys.*, **24**(1973), 121.  
 [4] B. Maskoon, *Astrophys. J.*, **181**(1973), L65.  
 [5] M. P. Ryan, *Astrophys. J.*, **177**(1972) L79.

[6] Peter J. Young, *Astrophys. J.*, **221**(1978), 721.  
 [7] W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, **221**(1978), 731.  
 [8] I. R. King, *Astrophys. J.*, **71**(1966), 64.

## 半导体强场效应的应用——微波雪崩管

林 鸿 溢

(中国科学院半导体研究所)<sup>1)</sup>

### 一、引 言

在强电场作用下, 半导体具有若干异乎寻常的物理特性(见本文第三节), 我们统称为强场效应。开始, 这个问题是作为半导体材料(或器件)的一个限制而提出来的, 即当场强达到某一定值时, 将出现电击穿现象。这对半导体的实际应用是个限制。但是, 深入的研究表明, 在发生击穿之前(场强 $\sim 10^5$  V/cm)的小区域内(此区域称为雪崩倍增范围), 半导体却得到了重要的应用, 发展了新型的半导体器件——雪崩管<sup>[1-3]</sup>, 它已成为非常重要的固体微波功率源之一。当场强超过 $10^6$  V/cm 时, 将出现隧道击穿现象。物理学家注意到这一个物理现象, 并加以利用, 从而诞生了隧道二极管<sup>[4]</sup>。不同的半导体材料, 强场效应不尽相同。例如 Ge, Si, 当场强达到约 $10^4$  V/cm 时, 出现电子(或空穴)速度饱和现象; 而在 GaAs, InP 中, 当电场达到某一定值后, 先出现负微分迁移率(NDM)区域, 然后才表现出速度饱和特性。这正是 Gunn 效应器件动作的物理基础<sup>[5]</sup>。

雪崩现象的研究, 是半导体强场效应的十分活跃的领域。本文将主要介绍微波雪崩管。目前除了在 Ge, Si 和 GaAs 中, 最近又在 InP<sup>[6]</sup> 中实现了雪崩微波振荡。雪崩管可以工作在不同的模式和设计成不同的结构类型(见本文第二节)。最主要的工作模式叫做碰撞雪崩渡越时间模式 (iMPact Avalanche and Transit Time), 取其英文字头, 简称 IMPATT 模式。

Prager, Chang (张可南)和 Weisbrod<sup>[7]</sup> 发现了另一种模式。他们当时获得出乎意料的大功率输出, 据张先生说, 几乎烧掉功率计的探头。其工作频率比 IMPATT 模式低得多, 而效率却高得多。后来的理论研究建立了新模式的物理机构<sup>[8]</sup>, 称为俘获等离子体雪崩触发放越模式 (TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit), 取其英文字头, 简称 TRAPATT 模式。这是一个大功率、高效率模式。在 1.1GHz 时, 得到

1.2kW 的脉冲功率, 效率高达 75%!

此外, 还存在其他一些工作模式。限于篇幅, 本文将主要介绍 IMPATT 二极管。

### 二、IMPATT 二极管的结构

根据器件的各种不同的杂质分布, 雪崩管具有各种不同的结构型式。所以器件杂质浓度分布的研究是很重要的<sup>[9, 10]</sup>。

#### (1) $p^+nin^+$ 或 $n^+pip^+$ 结构(Read 型)

Read 于 1958 年首先提出这种结构<sup>[11]</sup>, 1965 年实现微波振荡<sup>[12]</sup>。这种结构, 分层很多, 要求严格, 工艺复杂, 而且由于漂移区是本征半导体, 所以这种器件振荡频率低, 不可能在高频端工作。

#### (2) pn 结结构

1965 年首先在这种结构上观察到微波振荡<sup>[12]</sup>。工艺简单, 制作容易。

#### (3) $p^+nn^+$ 或 $n^+pp^+$ 结构(n 型或 p 型)

$p^+nn^+$  是目前采用最多的一种结构, 此结构工艺简单, 而且成熟, 易于制作, 器件的微波性能较好。这是一种突变单漂移区结构, 在  $p^+nn^+$  中利用电子漂移,  $n^+pp^+$  中利用空穴漂移。图 1 是  $p^+nn^+$  型器件结构剖面、杂质浓度分布和电场分布。图 2 是我们得到的  $p^+nn^+$  型结构的 4mm 波段 Si 雪崩二极管杂质浓度分布的实验曲线<sup>[13]</sup>。

#### (4) pin 结构(Misawa 型)

这是 1966 年由 Misawa<sup>[14]</sup> 提出的一种结构。在这种结构中, 雪崩倍增是发生在整个空间电荷区, 所以称为均匀雪崩。这种结构的缺点是容易出现高密度电流, 并且效率较低。

1) 作者现在在北京工业学院无线电工程系。

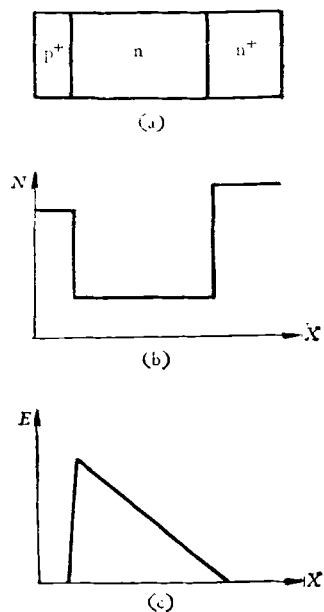


图 1 p<sup>+</sup>nn<sup>+</sup> 结构

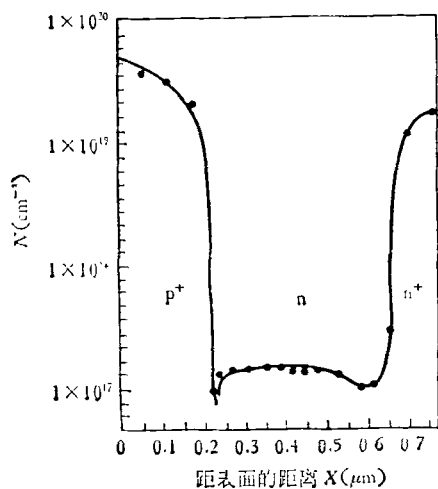


图 2 p<sup>+</sup>nn<sup>+</sup> 型 4mm 波段 Si 雪崩二极管杂质分布

(5) p<sup>+</sup>pnn<sup>+</sup> 结构(双漂移区型)

这种结构是于 1970 年<sup>[12,13]</sup> 实现其微波振荡的。它的特点是：有两个漂移区，两个区的杂质浓度是相同的[图3(b)]，这种结构在物理上区别于别的结构，是同时利用了电子和空穴作为载流子，因而电子和空穴对从直流到微波的功率转换都有贡献。高场雪崩区位于两个漂移区的交界面处[图3(c)]，电子-空穴等离子体在此区产生后，分别在 p 区和 n 区漂移。理论分析表明，这种结构有较高的效率(20%)，在 50GHz 下，已

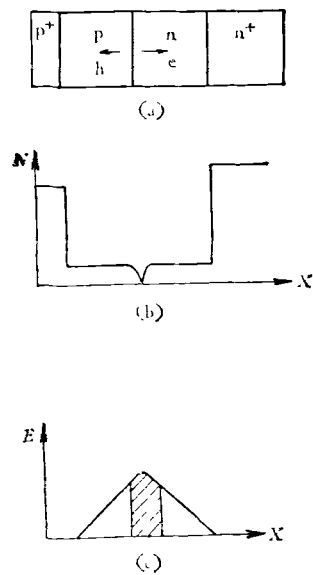


图 3 p<sup>+</sup>pnn<sup>+</sup> 结构  
(a) 结构；(b) 杂质分布；(c) 电场分布

获得连续输出功率为 1W，效率为 15% 的良好结果。

(6) p<sup>+</sup>n<sub>1</sub>n<sub>2</sub>n<sup>+</sup> 结构(H-L 型)

这是一种高-低结型，图 4 是器件的结构剖面、杂质浓度分布和电场分布。由于产生雪崩击穿时的电场

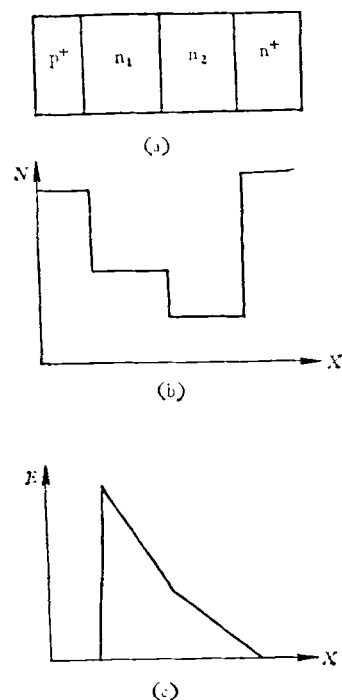


图 4 p<sup>+</sup>n<sub>1</sub>n<sub>2</sub>n<sup>+</sup> 结构  
(a) 结构；(b) 杂质分布；(c) 电场分布

$E_3$  是恒定的,因而减小了雪崩区宽度,从而使雪崩电压分量减小,所以这种结构的器件效率得到提高,但这种结构对工艺的要求很苛刻,首先是要求外延一个薄(在 3cm 波段,约为  $0.3\mu\text{m}$ )的雪崩区( $n_1$ 区);其次是雪崩区与轻掺杂的漂移区( $n_2$ 区)间的过渡层必须很薄,即要求掺杂分布非常陡峭;其三是漂移区不仅要求轻掺杂,而且必须是低补偿的,以保证高效率工作所需要的高迁移率。

### (7) $\text{mn}_1\text{n}_2\text{n}_3\text{n}^+$ 结构(Schottky L-H-L 型)

根据杂质和电场分布的特点,  $\text{mn}_1\text{n}_2\text{n}_3\text{n}^+$  结构也称为双阶掺杂型或双阶电场型结构,这种结构工艺较复杂,需要精确控制外延过程,  $\text{n}_1\text{-n}_2\text{-n}_3$  三重外延是在掺 Sn 的 GaAs 单晶  $\text{n}^+$  衬底上生长的,用 Au-Ge 合金作欧姆接触, Ni 作 Schottky 接触(即 m 层)。实验中利用水冷却,在 10.4GHz 得到 2.9W 的连续波输出功率,效率高达 35.6%,是一个很好的结果<sup>[14]</sup>。一个更好的结果是在 X 波段,给出高达 8W 的连续波输出功率和 36% 的高效率<sup>[15]</sup>。这是 X 波段功率最大的固体连续波微波功率源。

人们不满足已有的成绩,研究工作还在继续进行。现在, GaAs Schottky L-H-L 型二极管的 6 管芯(台面直径 0.2mm)串联已经成功<sup>[16]</sup>。在 X 波段,重复获得 22.5W 的最大连续波功率输出,具有 20.5% 的效率。就我们所知,这个结果超过了在 X 波段其他任何结构所得到的结果!这是令人鼓舞的。

值得提出的是,在后两种结构中,由于对器件结构进行了精细的研制,雪崩区大为减小,从而使功率转换效率得到可观的提高;特别是在近期的研究工作中,所得到的优良结果主要是在 GaAs 中实现的。为了解释这些优良的特性,已经提出了一些理论分析,如耗尽层宽度调制<sup>[17,18]</sup>和转移电子速度调制<sup>[19,20]</sup>等。限于篇幅,我们不详细涉及这些分析。这里我们只指出一个重要的事实,即 GaAs 的能带是多能谷结构,各能谷具有不同的能量极小值,形成高能谷和低能谷。在强电场作用下,电子可以从导带的高迁移率能谷,跳到低迁移率能谷,因而在速度-电场曲线上出现负微分迁移率(NDM)区域。这正是产生耗尽层宽度调制和转移电子速度调制的原因所在。

最近,一种拟议中的类 Read 型 IMPATT 器件已被提出<sup>[21]</sup>,此器件雪崩区具有可变电流倍增,漂移区附加有横向电场,同时应用这两种参数,控制谐振频率和负电导,从而使功率输出得到平稳精细的控制。

## 三、IMPATT 二极管理论

雪崩二极管的工作机理是由渡越时间与碰撞雪崩两个物理过程的相互作用决定的。这一节我们先对这

物理

两个基本的物理过程进行描述,这里我们将看到半导体中强场效应的一些特性,然后以 Read 型雪崩二极管为例,给出 IMPATT 二极管的工作原理。

### 1. 散射限制速度

在低电场时,载流子平均漂移速度  $v_d$  与电场  $E$  成正比,即

$$v_d = \mu E, \quad (1)$$

式中比例常数  $\mu$  为迁移率,其单位为  $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$ 。当电场足够大时( $\sim 10^4 \text{V/cm}$ ),载流子与晶格之间的相互作用增强,也就是散射加强了。在散射过程中,载流子在晶体中每经过一个平均自由程之后,就损失一部分能量,转变为光学声子能量,结果使平均漂移速度表现出非线性特性,并趋向一个极限值。这个极限值称为散射限制速度(或称饱和速度)  $v_s$ ,由下式给出:

$$v_s \approx \sqrt{\frac{8E_{op}\tanh(E_{op}/2kT)}{3\pi m}}, \quad (2)$$

式中  $E_{op}$  是光学声子能量,  $k$  是玻耳兹曼常数,  $T$  是晶格温度,  $m$  是载流子质量。表 1 给出 Si, Ge 和 GaAs 的  $E_{op}$  和  $v_s$  的数值,图 5 给出速度-电场( $v_d$ - $E$ )曲线的测量结果。从图中可见,当电场值高于  $10^4 \text{V/cm}$  时,  $v_d$ - $E$  曲线出现非线性部分,漂移速度趋于饱和值。在 IMPATT 二极管中,载流子正是以饱和速度运动的,从而提供可观的微波振荡。

表 1 Si, Ge 和 GaAs 的  $E_{op}$  和  $v_s$  的数值

	Si	Ge	GaAs	
$E_{op}(\text{eV})$	0.063	0.037	0.035	
$v_s$ (cm/sec)	电子 (300K)	$10^7$	$6 \times 10^6$	$9 \times 10^6$
	空穴 (300K)	$10^7$	$8 \times 10^6$	$9 \times 10^6$

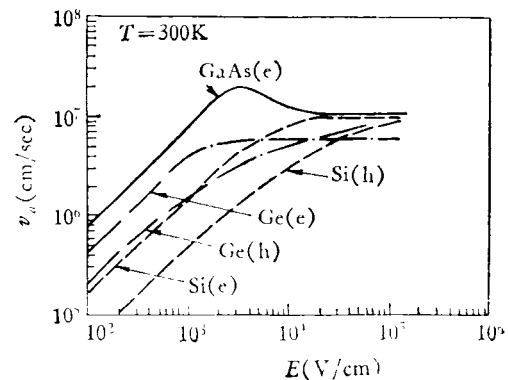


图 5 载流子漂移速度与电场的关系

当电场进一步增大时,可出现碰撞电离雪崩倍增现象。这时的电场强度( $\geq 10^4 \text{V/cm}$ )称为强电场。有时也把载流子漂移速度出现饱和值时所对应的电场强

度视为强场的下限。

## 2. 雪崩倍增的物理图象

在热平衡条件下, 载流子发射声子和吸收声子达到平衡, 总的能量交换净速率等于零。当存在外电场时, 载流子从电场获得能量, 又以发射声子的形式失去获得的能量。当电场适当高时, 最经常出现的是发射光学声子, 所以, 载流子因获得能量而使有效温度比晶格温度高, 这种载流子称为热载流子。当电场进一步增大, 达到  $10^3 \text{V/cm}$  时, 载流子从强电场中获得足够高的能量, 以至于所具有的动能大于原子对价电子的束缚。这样的载流子与原子碰撞的结果, 将释放出一个电子, 而在价带中便出现一个空穴。就是说, 由于碰撞电离而激发电子-空穴对。当所产生的电子与空穴具有足够高的能量时, 也可以使原子离化, 而形成另一个电子-空穴对。过程按照这样的方式进行下去, 显然将产生巨大的倍增效果。在强场下, 朝相反方向运动的电子和空穴, 象积雪崩塌一样地激发电子-空穴对。这就是雪崩现象的物理图象。电子-空穴对的产生率为

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p, \quad (3)$$

式中  $n, p$  分别为电子和空穴的浓度, 而  $\mu_n, \mu_p$  分别是它们的迁移率,  $\alpha_n$  是电子的电离率 (或称离化率), 其物理意义是: 一个电子通过单位距离产生的电子-空穴对数目,  $\alpha_p$  是空穴的电离率, 同  $\alpha_n$  具有类似的意义。雪崩倍增现象, 是半导体强场效应的重要特性。雪崩二极管正因此而得名, 它通常在电场  $E > 10^3 \text{V/cm}$  的强电场条件下工作。此时, 将出现碰撞电离雪崩倍增现象。电离率是电场的灵敏函数, 电子的电离率  $\alpha_n$  和空穴的电离率  $\alpha_p$  分别由下面的式子决定:

$$\alpha_n = A_n \exp \left[ 1 - \left( \frac{b_n}{E} \right)^{m_n} \right], \quad (4a)$$

$$\alpha_p = A_p \exp \left[ - \left( \frac{b_p}{E} \right)^{m_p} \right], \quad (4b)$$

这里  $E$  是电场强度,  $A_n, b_n, m_n$  是电子的离化率常数,  $A_p, b_p, m_p$  是空穴的离化率常数 (见表 2)。

图 6 是在室温下, 对 Si, Ge, GaAs 和 GaP 的离化率与电场关系的测量结果。可以看到, Si 中电子的离化率比空穴的离化率大得多, 而在 III-V 族化合物 GaAs, GaP 中, 电子的离化率与空穴的离化率则是相同的。当温度升高时, 由于载流子-声子碰撞的平均自

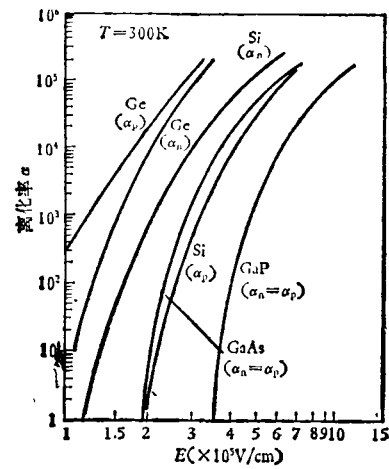


图 6 雪崩倍增的离化率

由程减小, 结果使离化率下降。对于电子, 雪崩倍增的基本方程为

$$\int_0^W \alpha_n \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1 - \frac{1}{M}, \quad (5)$$

式中  $M$  为雪崩倍增因子。当  $M \rightarrow \infty$  时, 将出现自激雪崩击穿, 此时方程 (5) 成为

$$\int_0^W \alpha_n \exp \left[ - \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx = 1, \quad (6)$$

当  $\alpha_n = \alpha_p$  (如对 GaAs, GaP) 时, (6) 式可进一步简化为

$$\int_0^W \alpha_n dx = 1. \quad (7)$$

利用上述式子可以计算击穿电压、耗尽层宽度等基本物理参数。

## 3. 工作原理

我们对 Read 型二极管的工作原理进行讨论。图 7(a) 是二极管的结构剖面图, 它是一个  $p^+n^+n^+$  型二极管 (其共轭型为  $n^+p^+p^+$ )。二极管的源是  $p^+n$  结附近狭窄的高场区域 (基本上是  $n$  区), 即雪崩区。在雪崩区内, 载流子在强电场的作用下, 获得足够高的能量, 发生碰撞电离, 出现雪崩倍增现象。电子和空穴以相等的数目产生, 即产生电子-空穴等离子体。等离子体是不稳定的, 在电场的驱使下, 电子和空穴向相反的方向运动。收集极位于二极管两端的接触面。从源到

表 2 离化率常数

	$A_n$	$A_p$	$b_n$	$b_p$	$m_n$	$m_p$
Si	$3.8 \times 10^6$	$2.25 \times 10^7$	$1.75 \times 10^6$	$3.26 \times 10^6$	1	1
Ge	$1.55 \times 10^7$	$1.0 \times 10^8$	$1.56 \times 10^6$	$1.28 \times 10^6$	1	1
GaAs	$1.34 \times 10^6$	$1.34 \times 10^6$	$2.03 \times 10^6$	$2.03 \times 10^6$	2	2
GaP	$4.0 \times 10^5$	$4.0 \times 10^5$	$1.8 \times 10^6$	$1.8 \times 10^6$	2	2

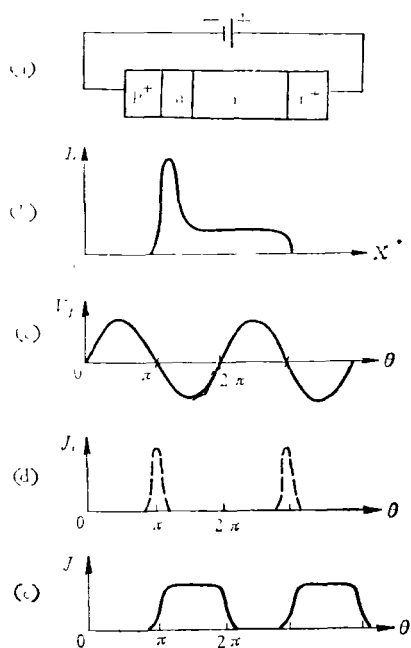


图 7 Read 二极管

(a) 结构; (b) 电场分布; (c) 电压波形;  
(d) 雪崩注入电流; (e) 外电路感应电流

收集极间的区域(本征区,  $i$  区)称为漂移区。在这个区域, 载流子以饱和速度漂移, 不产生碰撞电离雪崩。雪崩区加上漂移区是二极管的功率转换区, 产生从直流到微波的功率转换。

当二极管被加上反向偏压, 并达到雪崩击穿的条件时, 在  $i$  区建立起一个固定宽度恒定电场的空间电荷区。二极管中的直流电场分布见图 7(b)。在  $p^+n$  结处的高场雪崩区出现雪崩倍增, 产生电子-空穴等离子体后, 空穴立刻进入  $p^+$  区, 消失在阴极; 而电子注入漂移区, 在这个区域做功, 以获得外部微波功率。我们假定, 在二极管击穿电压附近的直流电压上, 叠加一个具有足够高频率的小射频电压[图 7(c)], 则每个载流子的离化率将同时随电压(或电场)变化。然而, 载流子密度不能随电场一致变化, 因为载流子的密度还依赖于已存在的载流子数目。即使电场已通过了它的最大值, 但由于载流子的产生率仍然高于平均值, 所以载流子的密度还继续增加。当电场从峰值减小到平均值时, 载流子密度才达到最大值。因此, 载流子密度的交流变化落后于离化率变化  $\frac{\pi}{2}$ , 而离化率是和射频电场同相的, 所以注入电流落后电场  $90^\circ$ [图 7(d)]。射频电场(或电压)的峰值出现在渡越角  $\theta = \frac{\pi}{2}$  处, 而注入电流密度的峰值出现在  $\theta = \pi$  处。然后注入电流进入漂移区, 并以散射限制速度渡越, 这时外电路感生的

物理

电流波形如图 7(e) 所示。显然, 外电路感应电流的基波分量与射频电场间相差  $90^\circ$  以上, 使二极管的电阻或电导变为负值。Read 二极管的小信号分析给出二极管两端阻抗的实数部分:

$$R \sim \frac{W}{A v_s \epsilon_0 \omega} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_s^2}} \left( \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) \quad (8)$$

其中

$$\theta = \frac{\omega W}{v_s} \quad (9)$$

$$\omega_s \equiv \sqrt{\frac{2\alpha' v_s J_0}{\epsilon_s \epsilon_0}} \quad (10)$$

这里  $W$  是耗尽层宽度,  $A$  是二极管面积,  $\epsilon_s$  是半导体的相对介电常数,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $\omega$  是二极管微波振荡角频率,  $\omega_s$  是雪崩谐振角频率,  $\theta$  是渡越角,  $\alpha'$  是离化率对电场的导数,  $J_0$  是直流电流密度。显然, 仅当  $\omega > \omega_s$  时, 才出现负阻。

在前面已经指出, 电子注入漂移区后以饱和速度渡越整个空间电荷区, 所以电子渡越空间电荷区的渡越时间  $\tau$  为

$$\tau = \frac{W}{v_s} \quad (11)$$

图 8 给出 IMPATT 二极管负阻随渡越角的变化曲线, 我们看到峰值出现在  $\theta = \pi$  处, 所以 Read 型

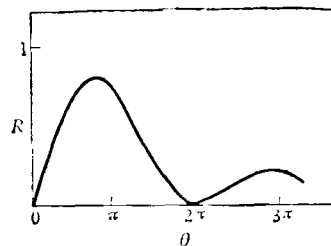


图 8 负阻与渡越角的关系

IMPATT 二极管最佳工作频率范围应落在渡越角为  $\pi$  的附近, 也就是最佳频率  $f$  应使渡越时间  $\tau$  为  $1/2$  周期, 于是我们有

$$f = \frac{v_s}{2W} \quad (12)$$

在室温下, Si 中电子的  $v_s$  为  $10^7$  cm/sec, 所以对工作在 10GHz 的 IMPATT 二极管, 其耗尽层宽度应为  $5\mu m$ 。

#### 四、影响 IMPATT 二极管特性的若干物理因素

##### 1. 半导体材料的固有限制

二极管上能够施加的最大电压, 由击穿电压来限定, 对均匀雪崩(见本文第二节)而言, 此击穿电压由下

式决定:

$$V_{in} = E_m W. \quad (13)$$

由于空间电荷区中的电流引起电场的增加, 所以雪崩二极管所能运输的最大电流是由雪崩击穿过程来限定的, 于是我们有

$$I_m = \frac{E_m \epsilon_s \epsilon_0 v_s A}{W}, \quad (14)$$

所以二极管的输入功率的上限为

$$P_m = V_m I_m = E_m^2 \epsilon_s \epsilon_0 v_s A. \quad (15)$$

可以视耗尽层为一个平板电容器, 则其电容为

$$C = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 A}{W}. \quad (16)$$

利用(16)式和(12)式, (15)式可改写成

$$P_m f^2 = \frac{E_s^2 v_s^2}{4\pi x_c}, \quad (17)$$

式中  $x_c = \frac{1}{2\pi f C}$  是器件的阻抗。如果我们使器件的阻抗为某最小值, 则(17)式表明, 雪崩二极管能够给出的最大功率值随  $1/f^2$  而减小。

## 2. 热学限制

热学限制是由半导体材料和散热器所能耗散的功率来表征的。如果器件的阻抗  $x_c$  保持不变, 并且热阻主要来自半导体材料, 则对给定的温升, 可以得到

$$Pf = \left( \frac{\Delta T}{R_T} \right) f \sim \frac{\sigma_s \Delta T}{\epsilon_s v_0} = \text{常数}, \quad (18)$$

所以输出功率随  $1/f$  而减小。

## 3. 空间电荷效应

我们现在讨论  $n^+pp^+$  型二极管, 一旦在高场区(雪崩区)产生电子-空穴等离子体, 电子很快消失在阳极, 而空穴则靠空间电荷脉冲将电场压低[图 9(a)], 因为空间电荷电场的方向, 在产生空间电荷脉冲的瞬间, 显然与外电场方向相反。电场的压低, 可能过早关闭雪崩过程, 因此也就减小了由雪崩提供的  $90^\circ$  相位延迟。当空穴漂移到右边[图 9(b)], 空间电荷使载流子电荷脉冲左边的电场大大压低(在空穴饱和速度所需的电场值之下), 同时使空间电荷脉冲右边的电场大大提高, 甚至出现雪崩倍增。这时所产生的电子在射频场的正半周向左边运动, 因而耗损功率, 使器件的效率下降。

## 4. 未耗尽外延层效应

假定未耗尽外延层宽度为  $d$ , 显然此剩余部分增加了器件的寄生串联电阻, 因此使二极管终端的负载下降, 从而使功率转换效率降低。图 10 是一个典型的例子, 器件未耗尽的外延层宽度从小于  $1\mu\text{m}$  增加到  $3\mu\text{m}$ , 效率从 10% 降到 2%。

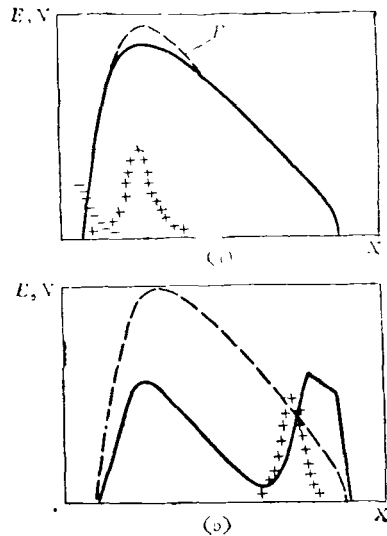


图 9 空间电荷效应

+ 为空穴; - 为电子;

(a) 雪崩刚完成, 电荷开始越过漂移区运动;

(b) 电荷渡越接近完成

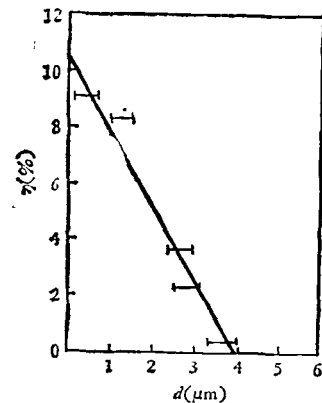


图 10 未耗尽外延层对效率的影响

## 5. 趋肤效应

当 IMPATT 二极管在毫米波段工作时, 则电流将被局限在表面很薄的趋肤深度  $\delta$  内流动, 因此衬底的有效电阻增加了, 于是二极管的衬底部分有一个电压降, 结果将引起二极管中非均匀的电流分布和产生有效的串联电阻, 从而降低了功率转换效率。

## 6. 雪崩噪声

IMPATT 二极管的噪声主要来源于三个部分: (1) 雪崩噪声; (2) 频率转换噪声; (3) 热噪声。雪崩噪声是最主要的噪声来源。雪崩噪声是一种散粒效应噪声, 是在雪崩倍增过程中固有的扰动而产生的噪声。可以

打个比喻,雪崩倍增的作用好象一台噪声放大器,它不仅使信号倍增一个 $M$ 因子,而且在它的上面附加了一个可观的噪声量。

## 7. 温度效应<sup>[9]</sup>

在强电场下,通过耗尽层的载流子,经过每一个电子-声子平均自由程之后,就失去一部分能量,转变为光学声子能量,而平均自由程的数值随温度增加而减小。所以,在恒定的电场下,在一定的距离内,载流子损失于晶格中的能量增加,最终导致雪崩过程提前结束。

通过上面简要的讨论,我们可以看出,对器件物理问题的深入研究,在实际应用中具有重要的意义。作为一个例子,它有力地说明了理论分析的重要性。

## 五、结 束 语

雪崩二极管自问世以来的十多年中,通过大量的研究,已取得了很大进展。在器件工作模式方面,探讨了各种模式的物理过程,进行了理论计算和分析,同时,对器件工作过程中产生的各种效应进行分析讨论,从而为提高器件特性提供途径。在器件结构方面,随着测量杂质分布的方法和仪器的进步,已经可以确定微区的杂质浓度。所以利用计算机分析得出的杂质分布,并通过精确控制的外延(如分子束外延)设备加以实现的复杂的器件结构才得以被观测。已经出现的多种多样的器件掺杂分布,使器件具有名目繁多的结构。器件制作工艺不断得到改善和提高。例如,以离子注入代替高温扩散,其明显的优点是,注入离子进入晶体较之热扩散法均匀得多;离子注入温度低得足以防止 $n^+n$ 边界引起位移;就结深而言,离子注入比热扩散更容易控制,可以得到准确的结深。器件的应用是多方面的,而且是卓有成效的。

雪崩二极管作为半导体强场物理的一个应用,今

后在理论研究方面仍然有充实的内容,而器件本身的性能也有待进一步提高,并不断扩大其应用范围。

## 参 考 文 献

- [1] W. T. Read, *Bell Syst. Tech. J.*, **37**(1958), 405.
- [2] R. L. Johnston et al., *Bell Syst. Tech. J.*, **41**(1965), 369.
- [3] C. A. Lee et al., *Appl. Phys. Lett.*, **6**(1965), 89.
- [4] L. Esaki, *Phys. Rev.*, **109**(1958), 603.
- [5] J. B. Gunn, *Solid State Comm.*, **1**(1963) 88.
- [6] J. J. Berenz et al., *Electron. Lett.*, **14**(1978), 683.
- [7] H. J. Prager et al., *Proc. IEEE*, **55**(1967), 586.
- [8] B. C. Deloach et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-17**(1970), 9.
- [9] 林鸿溢, *物理学报*, **27**(1978), 291.
- [10] H. Nguyen-Ba et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-24**(1977), 1154.
- [11] T. Misawa, *IEEE Trans. E. D.*, **ED-13**(1966), 137.
- [12] D. L. Scharfetter et al., *Proc. IEEE*, **58**(1970), 1131.
- [13] T. E. Seidel et al., *Proc. IEEE*, **59**(1971), 1222.
- [14] R. E. Goldwasser et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25**(1974) 92.
- [15] C. K. Kim et al., *Proc. 4th Biennial Cornell Electrical Engineering Conf.*, 1974, p. 299.
- [16] C. T. Rucker et al., *Electron. Lett.*, **13**(1977), 331.
- [17] P. A. Blakey et al., *Electron. Lett.*, **10**(1975), 435.
- [18] R. L. Kuvas et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-22**(1975), 549.
- [19] B. Culshaw et al., *Electron. Lett.*, **11**(1975), 102.
- [20] E. Constant et al., *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 3934.
- [21] S. K. Roy et al., *Proc. IEEE*, **66**(1978), 92.

## 介绍一种“ $\pi$ 凝聚”的理论模型

赵叔平

(中国科学技术大学近代物理系)

### 一、引 言

$\pi$ 介子是一种基本粒子,属介子族。根据所带电荷为 $+$ 、 $-$ 、 $0$ ,可分为 $\pi^+$ 、 $\pi^-$ 、 $\pi^0$ 三种 $\pi$ 介子。 $\pi$ 介子的自旋为零,宇称为负,同位旋为1,静止质量为139

MeV,寿命为 $10^{-8}$ sec。它在核物理中占有十分突出的地位。自从1935年日本的汤川秀树提出了核力介子理论以来,现在一般都认为,核子-核子间的相互作用是通过 $\pi$ 介子来传递的。在原子核内存在着瞬时出现的 $\pi$ 介子,与自由 $\pi$ 介子不同,它不满足

$$E^2 = p^2c^2 + m_\pi^2c^4$$