

晶体管电路设计手册

K. A. 浦伦著

程丰宇译

人民邮电出版社

KEATS A. PULLEN
HANDBOOK OF TRANSISTOR CIRCUIT DESIGN
PRENTICE-HALL, INC.

1961

内 容 提 要

本手冊列有設計晶体管电路时要用到的公式、各种数据和資料以及处理非綫性問題时使用的拓扑学和正交多項式等数学方法。手冊中数据的安排便于在設計时使用。手冊中介绍了晶体管和其他有源器件的統一設計方法，并有例題和习题，对于学校师生也有参考作用。

本手冊适合电子电路設計人員以及高等院校教学“电子电路”的师生閱讀。

晶体管电路設計手冊

著 者： 美 国 K. A. 浦 伦
譯 者： 程 丰 宇
出版者： 人 民 邮 电 出 版 社

北京东四六条19号

(北京市书刊出版业营业许可证出字第〇四八号)

印刷者： 北 京 市 印 刷 一 厂
发行者： 新 华 书 店 北 京 发 行 所
經售者： 各 地 新 华 书 店

开本 850×1168 1/32 1965 年 11 月北京第一版
印张 14 30/32 页数 239 1965 年 11 月北京第一次印刷
印刷字数 409,000 字 印数 1—12,650 册

統一书号：15045·总1501—无432

定价：(科6) 2.60 元

目 录

序	
第一章 基本原理	1
1.0 本手册的目的	1
1.1 导体的性能	3
1.2 絕緣体的性能	5
1.3 半导体的性能	6
1.4 半导体的种类	7
1.5 本征半导体和杂质半导体	13
1.6 晶体二极管	16
1.7 晶体管	21
1.8 面結合型晶体管的結構和导电性的关系	26
1.9 晶体管的噪声	32
习题	33
第二章 变量和参量的关系	35
2.0 引言	35
2.1 符号学	36
2.2 輸入和輸出变量	37
2.3 曲綫的配置	40
2.4 晶体管数据的内容	42
2.5 基本的小信号关系式	46
2.6 完整的小信号关系式	56
2.7 影响参量选择的因素	57
2.8 頻率参量	63
2.9 功率的关系式	65
2.10 参量組的关系和变换	66
习题	71
第三章 变量和参量的測量	77

3.0	引言	77
3.1	基本变量	77
3.2	使用示波器测试仪的测量	79
3.3	X-Y 记录器	83
3.4	优缺点的比较	88
3.5	小信号参量的测量	89
3.6	测量技术	91
3.7	高频参量	95
3.8	隧道二极管的测量	103
	习题	106
第四章	电路参量的关系式	107
4.0	引言	107
4.1	简单放大器的基本方程式	107
4.2	修正后的黑匣参量	112
4.3	负反馈放大器	115
4.4	符号表和定义	117
	习题	123
第五章	晶体管阻容耦合放大器的设计	124
5.0	引言	124
5.1	共发射极阻容耦合放大器	124
5.2	复合负载线	131
5.3	频率响应	135
5.4	允许误差的检验	139
5.5	共基极放大器	142
5.6	共集电极放大器	147
5.7	发射极负反馈放大器	152
5.8	其他反馈放大器	156
5.9	小结	158
	习题	159
第六章	电路的稳定	160
6.0	引言	160

6.1	热因素	160
6.2	动态稳定性	166
6.3	热漂移的控制	167
	习题	169
第七章	变压器耦合放大器	170
7.0	引言	170
7.1	变压器耦合放大器的设计	174
7.2	弯曲的负载线	178
7.3	放大率的计算	183
7.4	推挽放大器	184
7.5	电抗性负载线	194
	习题	197
第八章	高频和中频放大器	198
8.0	基本设计	198
8.1	耦合方法	200
8.2	晶体管的负载线	206
8.3	频率极限的关系式	207
8.4	中和和单向化	208
8.5	放大率的控制	211
8.6	隧道二极管放大器	216
8.7	小结	217
	习题	218
第九章	振荡器的非线性理论	219
9.0	引言	219
9.1	四端振荡电路的振荡条件	219
9.2	放大率的平均	228
9.3	静态电路特性	231
9.4	电流平均	233
9.5	基本设计法	235
	习题	238
第十章	实用的 LC 振荡器	239

10.0	引言	239
10.1	基本的 LC 振蕩器	240
10.2	調諧回路的設計	245
10.3	共基極振蕩器的电路	255
10.4	串饋式振蕩器	258
10.5	其他电路	261
	习題	261
第十一章 RC 振蕩器和时延振蕩器		262
11.0	引言	262
11.1	RC 电路的种类	262
11.2	倒相式电路的基本反饋网络	265
11.3	零相移网络	275
11.4	負导抗器件	280
11.5	时延振蕩器	281
11.6	小結	282
	习題	283
第十二章 混頻器和变頻器的設計		284
12.0	引言	284
12.1	变頻电导	284
12.2	晶体管混頻器	286
12.3	二极管混頻器	291
12.4	二极管的測量	291
12.5	二极管放大器	292
12.6	参量放大器的完整方程式	297
12.7	隧道二极管混頻器	301
12.8	同步檢波器	302
	习題	303
第十三章 晶体管多諧振蕩器		304
13.0	引言	304
13.1	回路放大率	312
13.2	其他有用的組态	312

13.3 其他组态	319
习题	320
第十四章 开关和取样电路	321
14.0 引言	321
14.1 单稳态多諧振蕩器	321
14.2 发射极耦合单稳态多諧振蕩器	324
14.3 基本双稳态多諧振蕩电路	325
14.4 发射极輸出器的双稳态电路	329
14.5 直接耦合开关电路	334
14.6 用于开关矩陣的直接耦合晶体管邏輯电路	338
14.7 二极管矩陣	339
14.8 遙測換接器	342
14.9 双向計数器	343
14.10 隧道二极管开关电路	345
14.11 結束語	346
习题	348
附录 I 符号表	349
附录 II 失真方程式的推导	357
附录 III 拓扑方程式的推导	359
附录 IV-A 勒让德多項式和正交多項式的应用	375
附录 IV-B 梯形校正	392
附录 IV-C 橢圓負載綫	394
附录 V 参考文献	397
附录 VI 可得的額外数据的討論	398
附录 VII 固态器件的特性曲綫	404
附录 VIII 計算晶体管电路的列綫图	452
索引	456

第一章 基本原理

1.0 本手册的目的

本手册的主要目的在于研究和叙述设计晶体管电路的一种系统的方法，这一方法能简洁地提供相当准确的结果。为达到这一目的，因而有必要讲述与晶体管在电路中应用有关的性能的一些原理，以便阐明某些设计方法的由来。由于有关半导体的参量和变量的选择相当复杂，有关参量的数据也很简略，所以显然也有必要扼要地讨论一下某些较简单的测量方法，以便电路设计者用来检验有源器件的特性。

粗看本书目录的读者可能会认为，有关例如，符号学、拓扑学、正交多项式、参量和变量的正确选择、接地电极的选择、测量方法以及网络组态的最佳形式等问题的内容，似乎是不必要地偏离了本书的主要目的。但是，浏览一下许多在题目、论文、教科书中出现的各种各样的设计电路的方法，就能看出在设计晶体管电路的问题中存在着不少的矛盾。为了这个理由，所以力求建立一种统一的协调的设计系统，它在极端的情况下包括极为重要的个别方法。这样的系统有助于实际设计者，因而使设计者不必去使用那些由于这样或那样的原因在适用性上受到限制的各种不同的方法。

本书所讲的设计系统还有其他重要的优点，这不是马上就能一目了然的。例如，利用所述的方法来分析电路的运用特性，就能节省在实验室中通常进行实验测试所需的大部分时间。其结果是，使整个系统达到协调运用所需的调整时间显著减少，从而获得工作的可靠性。

本书前面四章的目的是推导为了获得这种系统化的方法所需的技术和步骤。

当基本知识的问题解决以后，其后四章的主题就是讲述简单电路的设计和稳定。

第五章研究下列四种基本組态的設計：

1. 共发射极放大器；
2. 共基极放大器；
3. 共集电极放大器；
4. 发射极負反饋放大器。

第六章討論穩定性的問題，即如何保證晶体管在一定的環境溫度下和允許的功率耗散內正常運用的問題。討論了穩定性問題以後，第七章主要研討變壓器耦合放大器，並且考慮各種變壓器耦合放大器的設計。晶体管的變壓器耦合放大器與電子管的變壓器耦合放大器相比要重要得多，因為晶体管與變壓器一起應用能把總的電路供電功率減少1—2倍，與採用電子管的變壓器耦合電路相比，這種電路的板極和燈絲的總供電功率只減小了百分之几。這四章中的最後一章，第八章研討高頻和中頻放大器的設計，也討論了與自動增益控制有關的問題。

其後的三章研究各種振蕩器的基本工作原理，特別研究振蕩的起始和建立的問題。這三章中的第一章，第九章討論准線性反饋網絡的數學方法。第十章把上述原理應用於分析 LC 振蕩器。第十一章講述用於 RC 振蕩器的理論。

在第十二章中，研討混頻器和變頻器的原理和設計，以及它們的性能與上述振蕩器和放大器的特性之間的关系。此外，還討論參量放大器和隧道二極管的應用。

在第十三章和第十四章中，分析具有高度非線性的電路，如多諧振蕩器和計數電路的設計。這兩章的目的是提供一種系統的方法，從而對典型電路的性能進行尽可能全面的描述。此外，還詳細地研究設計的步驟。

在寫作本書時，能供應用的隧道二極管的有關資料都包括在本書適當的章節之中。特別在第三章中提到了測量隧道二極管電流和電壓的关系和負電導的有關問題。在第八章講述把隧道二極管用作放大器的一些問題。第十二章中談到隧道二極管作為混頻器的應用，並且還

在第十四章中提及隧道二极管在双稳态电路中的应用。

1.1 导体的性能

固体可分为三种不同的种类，也就是导体、半导体和绝缘体。大部分一价、二价和三价的金属都属于导体。所有这类材料都有可供传导电流的大量自由电子。如果用价带和导带的术语来说，这意味着，在正常情况或室温的情况下存在着未被占据的能态，当外加能量仅有微小的增加时，电子就能移向这些能态。根据量子能态的理论，在绝对温度等于零时，有一部分能态完全被占据，而能量较高的部分则完全是空的。当物体的温度逐渐升高时，少数在绝对零度时被占据的能态空了出来，而原来占据这些能态的电子则进入能量较高的状态。结果，任一指定能态的占有几率，在绝对温度等于零度时不是零就是1，如图1-1所示。当温度上升时，靠近正常被占据面积边界的任一给定能态的占有几率将下降到 $\frac{1}{2}$ ，而在正常未被占据面积中某一能态的占有几率将上升到 $\frac{1}{2}$ 。

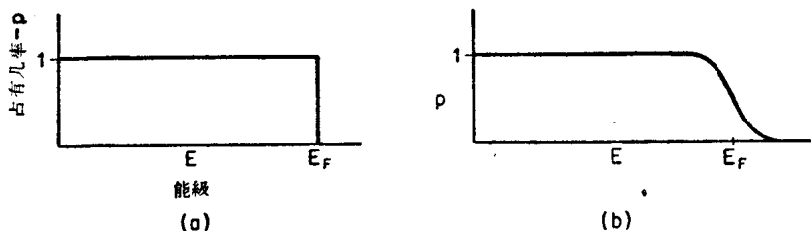


图 1-1 费密能量分布图 (a)温度为绝对零度时 (b)温度高于绝对零度时

现在，图1-1中的曲线表明在导体中存在有连续分布的能态。实际上，尽管在整个范围内存在的可能能态数目很多，但是实际的数目是有限的，而且它们的位置彼此有一定的空间距离。此外，对于任何已知的物质，实际上都有未被电子完全占据的能区或能带。这些区域在原子无序排列的物体中可能难以发现（这种物质可称为非晶体或多晶体物质），因为这种无序状态把畸变引入到个别原子周围的场中，于

是产生了杂乱能级。这个附加的能级有时也叫做俘获能级。

凡是满态与空态的边界（一般称为费密电位）位于各可能能级紧挨的某一能带内的物质，都是具有高导电性的物质。在这些物质中，只要很少的能量就能使电子从满态迁移到原来的空态。结果，由于热的几率分布而引起的原子与原子之间、电子与电子之间正常的能量变化，就足够提供所需的转移能量。只要是费密电位位于允许能级的某一能带之内的物质就有大量可用的传导电子（图 1-2）。

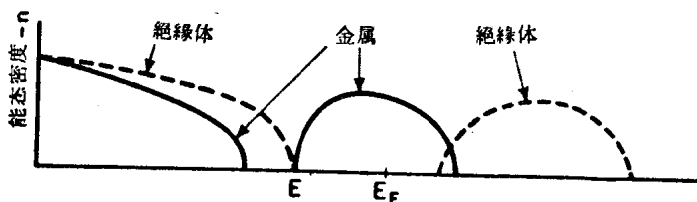


图 1-2 满态的分布图

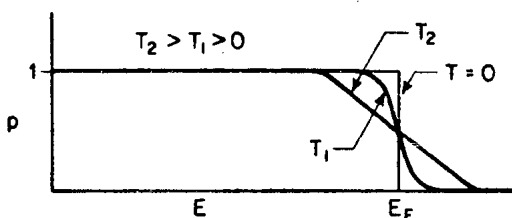


图 1-3 温度对能量分布的影响

当任何物质的温度由室温上升时，则占有几率的分布将如图 1-3 所示，结果就会使导体的电导率改变。由于横跨导带的几率等值曲线的斜率相对减少，以及分子的晶格振动增大，使得原子晶格的有效面积扩大，以及使得电子的平均自由程和弛豫时间减短。这个作用使导体的电导率减小，但是，却使半导体的电导率增大。

穿过导体的电子波对晶格的扰动，在很大的程度上取决于结构的不规则性，因为曾经指出，在理想的情况下，一个电子在碰撞以前能横越约 100 个原子间距。所以，在冷加工的晶体材料，如铜线中，由

于晶体組相互間的移动所引起的不規則性使平均自由程減短，从而使电导率下降。这个电导率可由下式^①确定：

$$\sigma = ne^2\tau_F/m = n_{\text{eff}}e^2\tau_F/m, \quad (1)$$

式中， τ_F 是具有相当于費密电位的电子的弛豫時間， σ 是电导率， n （或 n_{eff} ）是单位容积內电子的有效数目， e 是电子的电荷， m 是电子的质量。弛豫時間和平均自由程 λ_F 以及費密漂移速度 v_F 的关系由下式确定

$$v_F v_F \tau_F = \lambda_F. \quad (2)$$

平均自由程的长短与絕對溫度 (K°) 成反比，因而电导率近似与絕對溫度成反比。

1.2 絕緣体的性能

对于非导体或絕緣体，情况完全不同。絕緣体是沒有可供传导电子的物质，因为費密电位落在沒有占据的电子能态的能带中。实际上，絕緣体在拥有电子的能态与最低的可用空能态之間有一大的能量空隙。假如有一能态的“楼梯”存在，則电子很容易“登上”絕緣体所具有的“陡壁”。实际上，导体的导电电子在空态与滿态之間就有这种“內在的楼梯”，而絕緣体則沒有。因此，在絕緣体中的电子是束縛着的，它們很难由所属的原子中掙脫而参与导电。

費密分布函数^②，也就是任何一个存在的滿态的占有几率，可用数学方程式表示如下：

$$F(E) = 1 / \{1 + \exp[(E - E_F) / kT]\}, \quad (3)$$

式中， E 是电子的能量，单位为电子伏特， E_F 是費密电位， k 是玻

① 方程式 1 至 4 摘自 Solid State Physics, by A. J. Decker. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1957. (參閱書中式 9-6、11-8、11-32 和习题 9-3)。

② “An Introduction to Junction Transistor Theory”, by R. D. Middlebrook. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957.
Solid State Physics, by A. J. Dekker. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1958.

耳茲曼常数， T 是绝对温度。当 T 的数值很小时，式(3)中的指数可能是数值很大的正值，也可能是数值很大的负值。因此， $F(E)$ 之值不是1就是零。随着 T 的数值逐渐增大，在 $E \cong E_F$ 附近形成的过渡区逐渐变宽，其结果是过渡区就变得更缓慢，如图1-1所示。对于实用的目的，可供导电的电子数是邻近费密电位处的费密分布函数的导数之函数，因为导数等于零时，不论在函数等于1的低能态或是等于零的高能态，都没有应用可用能级的可能性。因为这些能级不是完全占满就是没有可供利用的电子。

因此，如果有某种物质，其费密能级正好处在沒有可允許的能态的能量范围的中間，并且在禁带的边界处费密导数等于零，那么它就不可能有导电性，而这种物质叫做絕緣体。传导电子的能级范围的边界可由费密导数确定如下：

$$\frac{dF}{dE} = (1/kT) / \{ \exp[(E - E_F)/kT] + 2 + \exp[(E_F - E)/kT] \}. \quad (4)$$

显然，除了在 E 的值与 E_F 的值十分接近，或者温度 T 很高的情况下，导数的分母值是很大很大的，使导数接近于零。实际上，只要 $E - E_F$ 是 kT 的5倍到6倍，导数的值就会小到可以忽略不計。通常，規定为絕緣体的物质，其禁带宽度为 $50 kT$ 到 $500 kT$ ，其结果是，如果费密能级正好位于禁带之内，则在室温时只有无限小量的电子能参与导电。但是当温度升高时， kT 逐渐增大，因而，由于 kT 值的增加，使分布函数的值下降得愈来愈慢。最后，由于热骚动而达到电子能参与导电的某点，絕緣体就开始导电。例如，对于玻璃來說，显著导电的温度約为 500°F 。“陡壁”是由絕緣体中的禁带形成的，而分布函数的傾斜就提供了导电的“楼梯”。只有当分布函数的斜率足够平坦而能跨越禁带时，絕緣体才会开始导电，因为只有这时电子才有足够的能量可供越过“陡壁”。

1.3 半导体的性能

半导体既不是导体，也不是絕緣体，但它的性能有时象导体，而有

时又象絕緣体。在常溫下，半导体的电导率等于某一个小的有限值；数值的范围，从典型的 $\sigma=100$ 姆·厘米直至小到 $\sigma=0.001\sim 0.0001$ 姆·厘米，相当于从不良导体直至較好的絕緣体之間。对于优质的絕緣体的电导率來說，一般是以微姆或几分之一微姆来量度的。半导体电导率的这个范围是由于材料的費密电位所在处的禁帶寬度很窄的緣故，因而热游离和晶体位錯就能产生足够的載流子数值，从而获得导电性。

在純淨的半导体中，可供导电的电荷数目在很大程度上取决于半导体材料結晶的完美性和均匀性。結構的每一个缺陷都形成一个产生載流子的中心。因此，为得到滿意的效果，在很多电子技术的用途中，所用的半导体都要求高度的純淨和完美。否則，材料就会有很高的固有电导率。于是，用这种材料制成的器件，其性能就难以获得适当的控制。

当在晶体結構中掺入某些材料时，就会改变晶体的性能，从而产生額外的可用載流子，于是使电导率增加。这些材料或者杂质，既能以热的方式产生这些額外的載流子，也可以只释放一种型式的載流子，例如在晶体中加入若干个游离的錫原子，这种結晶的形状正象許多正常的半导体（如鍺和硅）那样，并且加入的原子具有窄的禁帶，則这种杂质就能迅速地产生热的載流子。如果在晶格中加入的材料的价电子和矩陣形晶体的价电子不同，它們就能在晶体中产生极化的載流子。

1.4 半导体的种类

可供晶体管設計者使用的各种半导体材料中，以硅和鍺这两种材料最为重要。过去，第一个用于电子技术的半导体材料是方鉛矿或硫化鉛，在很多早期的晶体式接收机中它們用作检波器，不久以后創制了氧化亚銅整流器，这是第一个广泛应用的金属間的半导体。又經過一段时期以后，創制了硒整流器用以克服氧化亚銅整流器的缺点。下面几个小节将簡短地討論用于晶体二极管和晶体三极管的半导体材

料，以及某些只要运用的技术問題得到解决即有可能应用的材料。

鍺 鍺是四价的半导体，也可以說是其結晶为四面体价鍵結構的呈中性的半导体。其正常結晶結構的图形是一个面心的立方体。鍺的禁帶寬度最窄，約为 0.7 伏，所以能有效地用于晶体二极管和三极管。

禁帶寬度是以伏特（或电子伏特）为单位的，它用来量度能带和能带間隙之間的能量差，因为电位差乘上电子电荷等于能量，所以由于这个原因，以及由于在电子学界中的普遍习惯，能量差就以电子伏特为单位，或簡写成伏特。

鍺的窄的能量間隙限制了它有效地用作半导体的最高工作溫度。我們将在下一节中指出，用于晶体二极管和三极管的半导体材料常需改变它們的性能或掺入杂质，以便賦予它們利用正电荷或負电荷来导电的能力。在这个情况下，在整个运用溫度范围内，保持由热效应引起的电导率小于由掺入杂质所引起的电导率是很重要的。在中性的半导体（单晶体）中，导电粒子的数目可由下列方程式求得（參閱 Dekker 著 Solid State Physics, 12—19 节）：

$$n_e = n_h = 2(2\pi kT/h^2)^{3/2} (m_c^y m_h^y)^{3/4} \exp(-E_g/2 kT), \quad (5)$$

式中， n_e 和 n_h 分别是单位体积內的电子和空穴， k 是玻耳茲曼常数， T 是絕對溫度 (K°)， h 是普郎克常数， m_c^y 和 m_h^y 分别是靠近导带和价带边缘的电子和空穴的有效质量， E_g 表示禁帶寬度的能量。上式表明，可供利用的荷电粒子数目是溫度的 $3/2$ 次方和以溫度为倒数的指数的乘积的函数。这个乘积随溫度的升高而迅速增大，如图 1-4 所示。

硅 硅广泛用作标准的和开关的晶体二极管和三极管。在电源整流器的領域中，硅几乎已完全取鍺而代之。与鍺相比，硅具有重要的优点，但也有某些主要的缺点。第一个也可能是最主要的优点是硅的禁帶寬度約为 1.2 伏，几乎是鍺的两倍。第二个优点能由在室溫下 ($300^\circ K$) 两种材料中的热生載流子的数目來說明④，

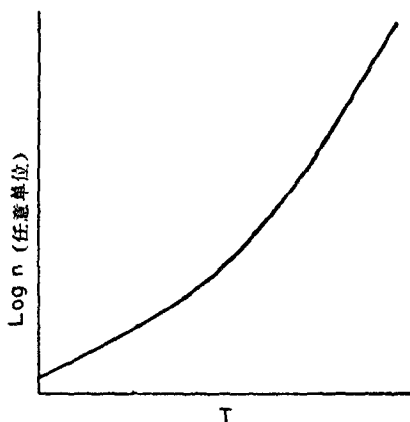


图 1-4 荷电粒子数目随温度而变化的曲线

$$\begin{aligned} \text{硅:} & \quad n_i = 1.5 \times 10^{10} / \text{厘米}^3; \\ \text{锗:} & \quad n_i = 2.4 \times 10^{13} / \text{厘米}^3. \end{aligned} \quad (6)$$

对于这两种材料来说， n_i^2 值随温度变化的关系的简化方程式如下②：

$$\begin{aligned} \text{锗:} & \quad n_i^2 = 3.1 \times 10^{32} T^8 \exp(-9100/T); \\ \text{硅:} & \quad n_i^2 = 1.5 \times 10^{33} T^3 \exp(-14000/T). \end{aligned} \quad (7)$$

这两个方程式的比值

$$n_{iS}^2 / n_{iG}^2 = 5 \exp(-4900/T) \quad (8)$$

提供了它们随温度的相对变化的关系。由于温度 T 等于 300°K 时，指数 e^i 约等于 10^8 (实际上是 $e^{6.9} = 10^8$)，所以在该温度下比值 n_{iS}^2 / n_{iG}^2

① 禁带宽度宽的半导体材料之所以有用，主要是由于宽禁带材料的热电导极小，并且能在高的环境温度下工作。很小的基区热电导以及发射区和集电区的良好掺杂可以提供颇大的电流增益和比较低的输入导纳。在正常的情况下，需要一个外延结构的扩散基区，以便最佳地利用所获得的低基区电导，并且得到最佳的高频特性。虽然，在宽禁带的材料中，电导随温度的增加率可能要比窄禁带的材料来得大，但是，较宽的禁带宽度能更多地抵消电导率的增加速度。这就是硅与锗互相比较的情况。

② F. J. Marin, J. P. Maita, Phys. Rev., Vol. 96, 1954, 1464 页。“Transistor Electronics”, by D. DeWitt, A. L. Rosoff, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1957, Appendix I.

約为 5×10^{-7} 。与此类似，当温度为 400°K 时，比值为 2.5×10^{-5} ，这意味着硅中热生载流子浓度的增长率大約比鍺快 22 倍。但是，在温度等于 400°K 时，硅中荷电粒子的数目仍然要比鍺小 500 倍。导数表示式也証明 n_{is}^2 的增长率要比 n_{ig}^2 来得快。

与鍺相比，硅的另一个优点是硅器件能够施加的雪崩电压或击穿电压較高。这个較高的击穿电压，在很大的程度上是由于硅具有相当高的固有电阻率所引起。因而，对鍺二极管来說，所加电压限制在 150 到 200 伏以下，而以硅制备的面結型二极管，却已經成功地用于超过 1000 伏的电压。

半导体硅由于具有三个限制而推迟了硅在电子学中的应用。其中第一个限制就是生长完美的单晶体較困难。当制备我們所需的各种純度的硅的技术問題得到解决之后，大量的硅二极管和三极管才相继問世。在制造器件中的另一工艺問題，是控制結的生长和控制表面状态（表面鈍化），以便把漏电流减至最小。由于硅中的载流子的扩散系数比鍺的要小，这是硅的一个固有特性，因而可能是一个重要的限制。硅的扩散系数还不到鍺的扩散系数的 $1/3$ ，因此，給定結構設計的硅晶体管的高頻极限最多不过是相应的鍺晶体管的高頻极限的 $1/3$ 。

金剛石 由于金剛石在制备和掺杂方面还存在着問題，所以还未見用作制造晶体二极管和三极管。对于最純的商品金剛石，我們可以合理地假設它在結構上是无瑕的，能够用作半导体器件的原材料，并且由于它的禁帶寬度的确相当寬，因此用金剛石制造的器件，其工作温度的范围是很寬的。由于它的硬度很大，并且通过扩散与某种杂质适当結合时存在困难，因而它第一个可能的用途是用作一般常用的半导体材料的籽晶。

在金剛石中载流子的迁移率比硅的略为大些，但是并没有鍺的迁移率大。因此，对于要求在摄氏几百度的高溫下运用的高溫器件来說，它可能是最佳的材料之一。在能够以廉价的方式制成金剛石单晶体的問題以及在所需的导电区域中进行扩散的問題得到解决之前，金剛石只能作为一种在书本上有用的半导体材料。