

应用科学学报

JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

第二卷

VOL. 2

第一期

NO. 1

1984

《应用科学学报》编辑委员会编辑
上海科学技术出版社出版

封面设计 李文泉

应用科学学报

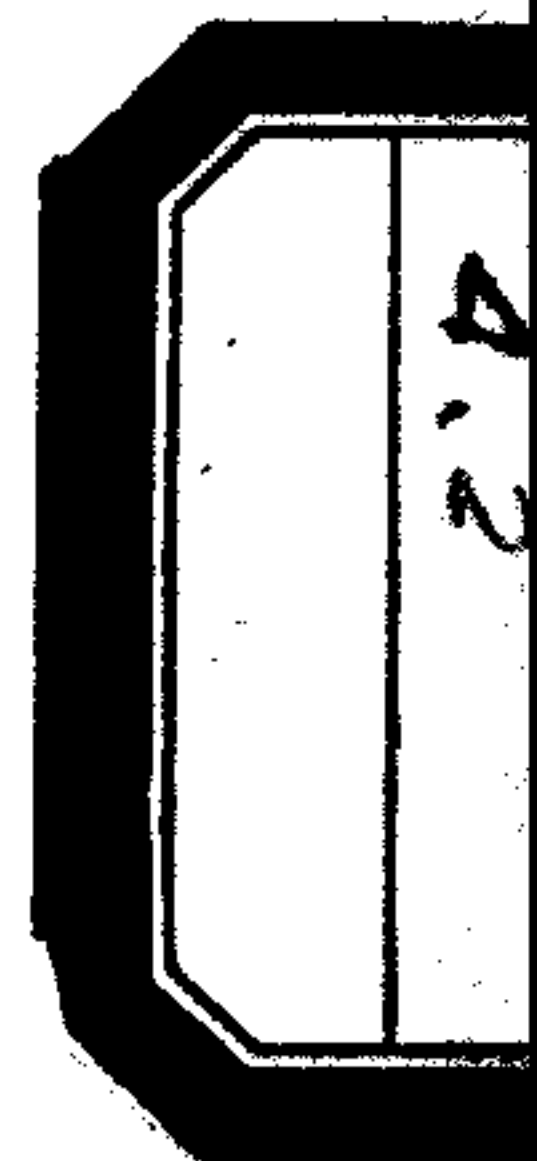
(季刊)

一九八四年

第二卷 第一期

编辑	《应用科学学报》编辑委员会 上海市4053信箱(沪办) 上海市8224信箱(嘉定)
出版	上海科学技术出版社 上海瑞金二路450号
印刷	上海商务印刷厂
发行	新华书店上海发行所

上海市期刊登记证第251号 科技新书目:66-218 定价:0.78元



应用科学学报

第二卷

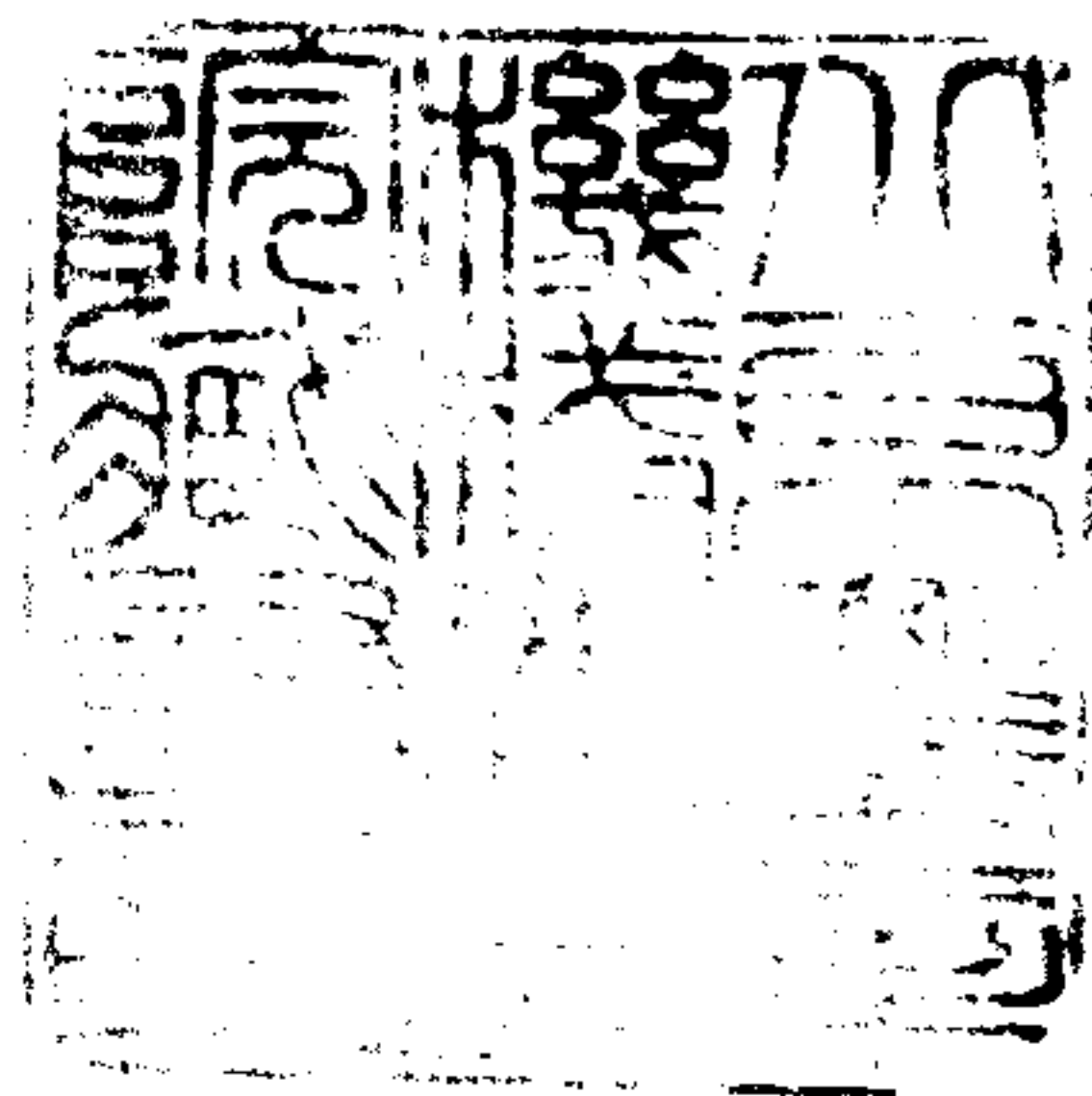
第一期

目 录

砷化镓中的剩余施主和高纯砷化镓晶体的生长——II. 高纯砷化镓晶体生长 及热处理对电学性质的影响·····	吴际森、邹元熾、莫培根	(1)
粘弹塑性介质动力断裂问题中的路径无关积分·····	欧阳甬	(11)
特征矩阵法分析周期性矩形皱波导·····	曹庄琪、方俊鑫	(15)
表面声光衍射中的伴随热效应及其对光波导模折射率的影响·····	沈荣桂 陈益新 许政权	(23)
微阵列机系统 MC-MAP 的总体设计·····	杨克忠 杜毅仁	(33)
修改 RS 码子域子码最小距离下限的改进·····	冯贵良 K. K. Tzeng	(43)
金属枝晶生长方向的研究·····	史乃立 蔡幼庆	(49)
ZnS 型晶体<110>沟道坑不对称性及锡在砷化镓中的晶格位·····	张祖华	(57)
用于低阻半导体器件结电容测量的混频-锁相检测技术·····	王继元 凌仲赓	(67)
InP 单晶的阳极氧化, 界面参数和浓度分布的研究·····	丁永庆 彭瑞伍 汪光裕	(75)

研 究 简 报

纵向放电激励 XeCl* 闪光灯·····	周政卓 邱明新 陈发农	(81)
非线性包络检波器的均方根带宽及其在信道测量中的应用·····	戴耀森	(85)
汽相生长的碲锡铅单晶的质量评价·····	司承才	(89)



JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

Vol. 2, No. 1 January, 1984

CONTENTS

- Growth of High Purity InAs Crystals and a Discussion on the Residual Donors II. Growth of High Purity InAs Crystals and Effect of Heat Treatment on their Electrical Properties *Wu Jisen Zou Yuanxi Mo Peigen* (9)
- Path-independent integrals in dynamical Fracture Problems for Visco-Elastic-Plastic Media..... *C. Ouyang* (14)
- Analysis of Rectangular-Corrugated Waveguides by Characteristic-Matrix Method..... *Cao Zhuangqi Fang Junxin* (22)
- Accompanying Thermal Effect in Surface Acoustooptic Diffraction and Its Influence on Mode Index of Optical Waveguides..... *Shen Ronggui Chen Yixin Xu Zhengqiu* (32)
- Architecture of the Micro-Array-Processor System MC-MAP *Yang Kezhong Du Yiren* (41)
- An Improvement on Generalization of the Bound for Subfield Subcodes of Modified Reed-Solomon Codes..... *G. L. Feng K. K. Tzeng* (48)
- A Study of the Direction of the Metal Dendrite Growth *Shi Nali Cai Youqing* (55)
- Channeling Dip Asymmetry of $\langle 110 \rangle$ Axis in ZnS-Type Crystals and the Lattice Location of Impurity Sn Atoms in GaAs Crystal..... *Zhang Zuhua* (66)
- Mix-Lookin Detection Technique for Low Resistance Device Junction Capacitance Measurements..... *Wang Jiyuan Ling Chengeng* (74)
- The Study of Anodic Oxidation, MIS Characteristics and Carrier Concentration Profile of InP *Ding Yongqing Peng Ruiwu Wang Guangyuan* (79)

RESEARCH NOTES

- Longitudinally Discharged XeCl Excimer Flash Lamp..... *Zhou Zhenzhuo Qiu Mingxin Chen Fanong* (84)
- The Rms Bandwidth of Nonlinear Envelope Detector and Its Application to Channel Measurement..... *Dai Yaosen* (87)
- Evaluation of Vapor Growth $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ Single Crystals in Quality..... *Si Chengcai* (94)

砷化铟中的剩余施主和高纯砷化铟晶体的生长

II. 高纯砷化铟晶体生长及热处理对电学性质的影响

吴际森 邹元熾 莫培根
(中国科学院上海冶金研究所)

提 要

用特别处理的石英舟生长纯度 InAs 晶体, 不仅避免了 Si 沾污, 而且能克服沾舟的困难. 晶体的电学性质 μ_{77} 在 $54000 \sim 60000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 之间, 最高达 $68800 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, m_{77} 在 $1.5 \sim 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 范围, 比一般石英舟生长的为好. 用它作 GaInAs 气相外延的源, 也能得到较好结果.

根据实验结果对 InAs 中的剩余施主作了进一步分析, 认为它们主要是由 Si (主要来自原料)、S、Na、Cu 等杂质所构成, 其总和在 10^{16} cm^{-3} 以上. 另外, 热处理实验结果表明, 晶体中存在 10^{15} cm^{-3} 以上的结构缺陷, 可能主要是 $\text{As}_{\text{In}}^{+}$.

一、引 言

砷化铟具有窄的禁带宽度和高的电子迁移率, 是制作霍耳磁阻和红外元件的优良材料. 近年来, 由于对 GaInAs 和 GaInAsP 等多元外延材料的研究十分活跃, 作为源材料的高纯 InAs 也有其重要的意义.

熔体生长的 InAs 晶体中剩余施主一般在 10^{16} cm^{-3} 以上, 这与 GaAs、InP 等相比, 要高一个数量级. 文献中对此看法不一, 有的认为主要是某种杂质引起的^[1~4], 也有认为是由点缺陷所造成的^[5~7]. 在前一文^[8]中, 我们曾试图用 S、Se、Te、Si、Cu、Na、K、O 等杂质的总和来解释文献中的实验结果, 为研究 InAs 中剩余施主提供了线索.

本文采用水平 Bridgman 法, 用经特别处理的石英舟 (以下简称处理舟) 生长纯度 InAs 晶体. 所得晶体的电学性质比较稳定, 接近文献报道的最好数据, 从而为考查剩余施主的本性提供了有利条件. 除对晶体进行了室温及低温电学性质测试外, 还用 SIMS、质谱、极谱、荧光比色和非火焰原子吸收光谱等方法分析了晶体和原料中的杂质. 结果表明, 原料中的 S、Na、Si、Cu 等是 InAs 晶体中最可能的剩余施主杂质来源. 此外, 还通过热处理实验, 从电学性质的变化讨论了点缺陷的作用. 从而对剩余施主的本性有了较全面的认识, 为进一步提高 InAs 的纯度指出了途径.

二、实 验

1. 晶体生长

(1) 生长炉及其温度分布 水平生长用的炉子设备及生长工艺与生长 GaAs 的大致相同^[9]。实验用的温度制度为：高温 $955 \pm 5^\circ\text{C}$ ，中温 $700 \pm 30^\circ\text{C}$ ，低温 $563 \pm 2^\circ\text{C}$ 。典型的炉子温度分布如图 1。

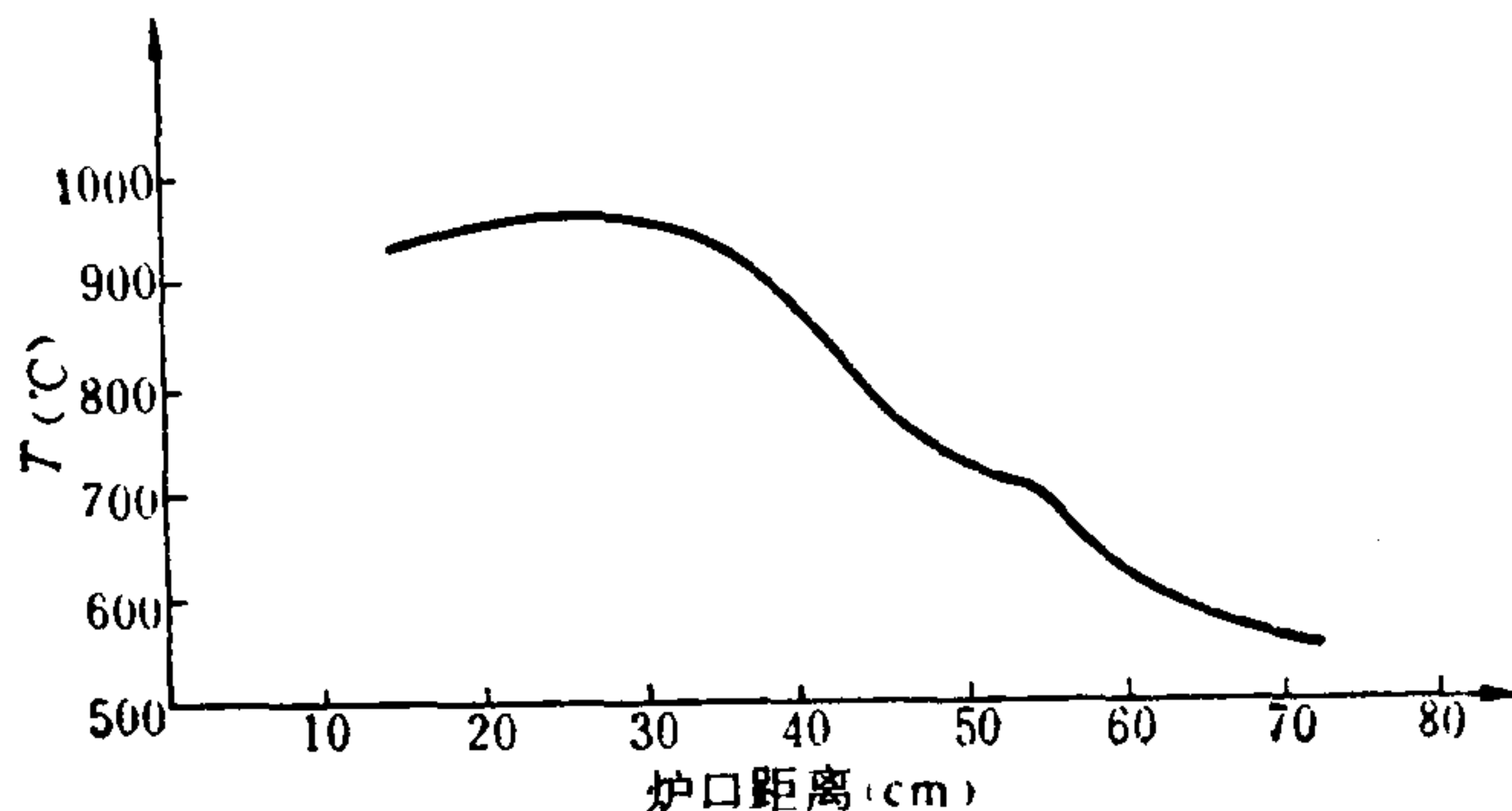


图 1 水平生长炉的温度分布

(2) 原料的预处理 实验用的 In、As 均来自峨嵋半导体材料厂，纯度有 6N 和 7N 两种，合成前分别进行真空脱氧。脱氧条件为，As：温度 $280 \sim 300^\circ\text{C}$ ，真空度 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 托，时间 2 小时；In：温度 $700 \sim 750^\circ\text{C}$ ，真空度 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 托，时间 2~10 小时不等。

(3) 生长晶体 用石英舟和处理舟生长晶体，大部分是自生籽晶生长。由于 InAs 熔体的过冷度较大 ($\sim 40^\circ\text{C}$)，晶种的培育是生长良好晶体的关键。为保证适当的砷压，用过 量 0.5~1.0 克的 As，生长时车速为 0.8~1.4 cm/hr。

2. 热处理

对部分晶体进行了热处理试验。试样尺寸为 $5 \times 5 \times 1.5 \text{ mm}^3$ ，经过腐蚀清洁处理，真空封入石英安瓿内，后者的空间体积约 5 cm^3 。和样品一起封入的还有该晶体的碎晶体。热处理时安瓿是在 N_2 气氛中。处理温度为 700, 750, 800, 850°C 不等，处理时间分别为 2 小时和 17 小时。处理结束后在冷水中淬冷。处理后的试样两面各磨去 0.3~0.4 mm，然后作电学性质测试。

三、结果与讨论

1. 用处理舟和石英舟生长的 InAs 晶体的比较

用处理舟生长的 InAs 晶体连同两根石英舟生长的晶体的电学性质列在表 1 中。可见在原料和生长工艺基本相同的条件下，用处理舟生长的晶体的电学性质比石英舟生长的有所提高，一般液氮迁移率 (μ_{77}) 在 $54000 \sim 60000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ，载流子浓度 (n_{77}) 在 $1.5 \sim 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 范围，其中 80~10 样品的 μ_{77} 达 $68800 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ，接近文献中的最好数据^[5]。81~6 晶体因 In 脱氧时真空泵损坏而被沾污，以致电学性质较差。而用石英舟生长的晶体， μ_{77} 均在 $47000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 以下，载流子浓度也较高。用处理舟生长的 InAs 晶体作为 GaInAs 气相外延生长的源，结果表明，所得外延层电学性质较用石英舟生长的晶体作源有明显提高，前者 $n_{77} \sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ， $\mu_{77} \sim 25400 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ；后者 $n_{77} \sim 3.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ， $\mu_{77} \sim 13000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ^[10]。

表1 处理舟和石英舟生长晶体电学性质的比较

样品编号	生长用舟	室 温		77 K		备 注
		n (10^{16} cm^{-3})	μ ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	n (10^{16} cm^{-3})	μ ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	
80-8	石英舟	2.66	22200	2.29	46600	脱氧时真空泵损坏 加籽晶生长
81-10	石英舟	4.77	25300	4.60	42700	
80-1	处理舟	1.99	23600	1.57	58500	
80-10	处理舟	2.40	32500	1.84	68800	
80-13	处理舟	2.17	24600	1.73	55100	
81-2	处理舟	2.23	23500	1.79	54200	
81-4	处理舟	2.45	24800	2.13	58800	
81-6	处理舟	2.77	20900	2.22	46800	
81-7	处理舟	2.22	22600	1.82	56000	
81-8	处理舟	1.88	24700	1.56	59500	
81-9	处理舟	2.03	23900	1.69	56300	

表2为用法制IMS-300型离子微分析器得到的分析结果(由上海市测试研究所提供),由于相对离子流强度不能定量表示元素含量,因此不同元素间不能进行比较,但相同元素的同一次实验结果是可以相互比较的。与石英舟相比,处理舟晶体中 $_{28}\text{Si}^+$ 相对于 $_{75}\text{As}^+$ 的离子流强度减弱33%~11.3倍, $_{16}\text{O}^+$ 相对于 $_{75}\text{As}^+$ 的离子强度减弱2.7~21.7倍。可见,在石英舟生长过程中引入Si沾污是明显的。

表2 SIMS分析的不同晶体杂质离子流强度比较

元 素	80-8*		80-10		81-6		81-8	
	1	2	1	2	1	2	1	2
$_{12}\text{C}^+$	0.025	0.0078	0.010	0.0019	0.0026	0.0016	0.0021	0.0026
$_{16}\text{O}^+$	0.025	0.0089	0.0038	0.0013	0.0011	0.0024	0.0013	0.00087
$_{23}\text{Na}^+$	0.23	0.74	0.15	0.074	0.25	0.37	0.23	0.098
$_{27}\text{Al}^+$	12	11	0.70	0.048	0.082	1.4	0.072	0.039
$_{28}\text{Si}^+$	0.22	0.16	0.079	0.013	0.039	0.12	0.048	0.061
$_{32}\text{S}^+$	0.020	0.0078	0.00063	0.019	0.0052	0.0096	0.0046	0.00087
$_{39}\text{K}^+$	0.14	0.57	0.36	0.22	0.58	0.46	0.51	0.28
$_{40}\text{Ca}^+$	0.53	0.98	0.16	0.051	0.10	0.24	0.14	0.024
$_{56}\text{Fe}^+$	0.065	0.14	0.0088	0.0038	0.018	0.0064	0.0029	0.0035
$_{63}\text{Cu}^+$	0.015	0.018	0.0063	0.0044	0.0019	0.0024	0.0038	0.00087

*石英舟晶体,余均为处理舟晶体。

处理舟的另一优点是有益于InAs晶体的生长。实验结果表明,用石英舟进行液钼真空处理和InAs晶体生长,由于熔体与石英作用,发生严重沾舟,而处理舟则无此现象。图2是用处理舟生长的晶体及其背部的照片,可以看出晶体背部很光亮,没有沾舟。图3是用石英舟和处理舟生长的晶体的切片照片,片子是沿垂直于生长方向切下的。显而易见,InAs熔体与处理舟的接触角是钝角,而与石英舟的接触角为锐角,熔体在石英表面是铺展的。这样,处理舟无疑有利于晶体的生长。

图 2 处理舟生长的晶体

(a) 完整锭条; (b) 背部

2. 热处理的影响

图 4 和图 5 为在 700, 750, 800, 850°C 热处理前后, 及低温退火时样品电学参数随时间的变化, 从图可以看出:

(1) 未能获得热处理后 n 的变化与处理温度及时间的相应关系, 但所有实验 n 的增加远比 Dixon^[3], Kapataev 等^[11] 报道的小。

(2) 热处理后的试样经过低温退火后, 载流子浓度都下降, 迁移率则上升。其中热处理温度越高, n 下降越显著。

(a) 石英舟生长; (b) 处理舟生长。

对于第(1)点, Edmond 等^[12] 认为 n 的急剧增加是由于 Cu 杂质引起的, 其来源是热处理时石英容器的沾污。因此, 温度越高, n 增加越多。我们热处理实验用的安瓿是人造石英, 其含 Cu 量应比一般气炼管要低, 而且热处理后 n 的变化不随温度增加而增加。如 700°C (81-8-1*) 和 850°C (81-8-3*) 处理后, n_{77} 仅分别增加了 $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 和 $2.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 而 800°C (81-8-2*) 处理后, n_{77} 并无多大变化, 但迁移率却上升到 $62600 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。因此似可排除石英容器中 Cu 对样品显著沾污的可能性, 并且也意味着实验试样中 Cu 含量不高。

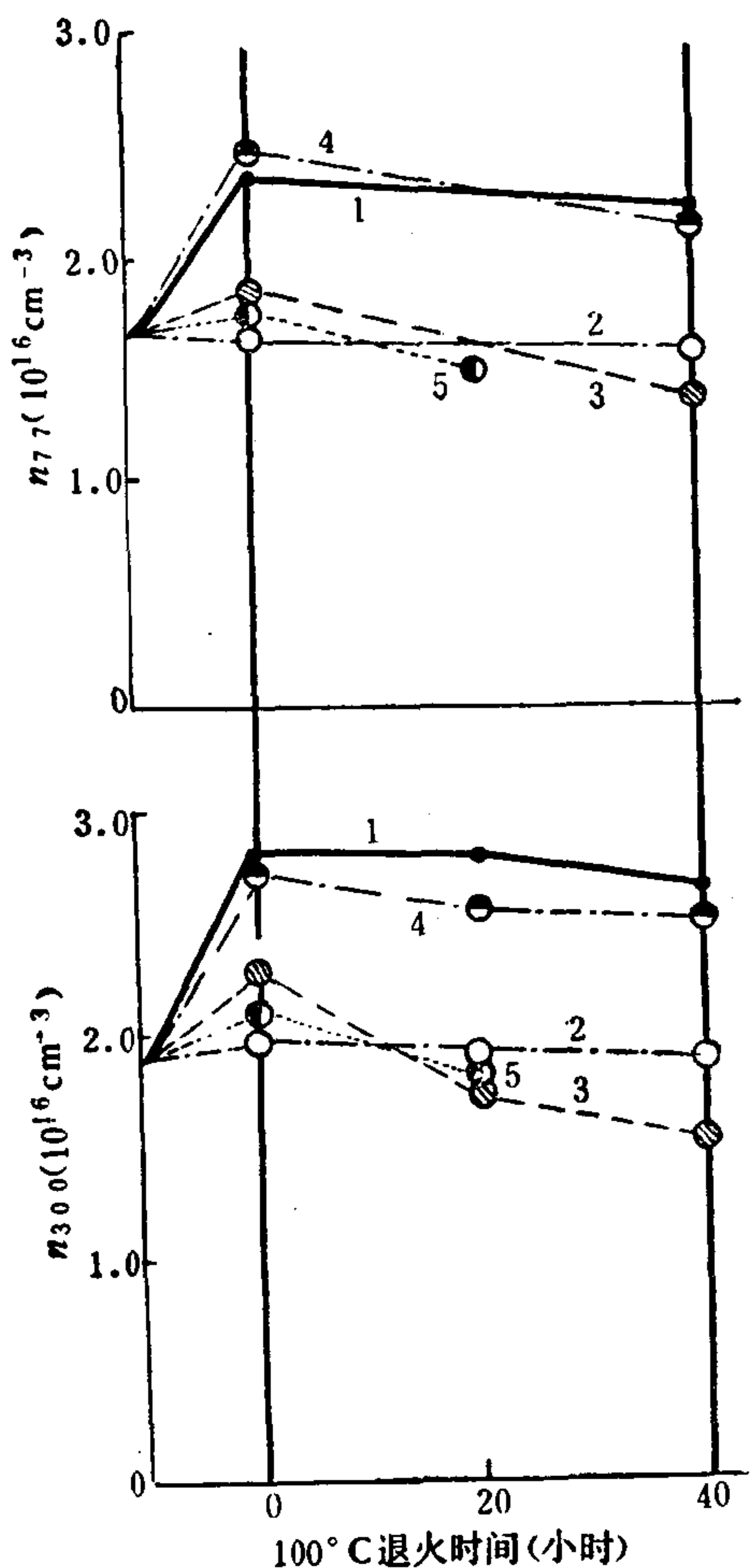


图4 热处理过程中载流子浓度的变化

1. 700°C, 17 小时; 2. 800°C, 17 小时; 3. 850°C, 17 小时; 4. 800°C, 2 小时; 5. 750°C, 2 小时.

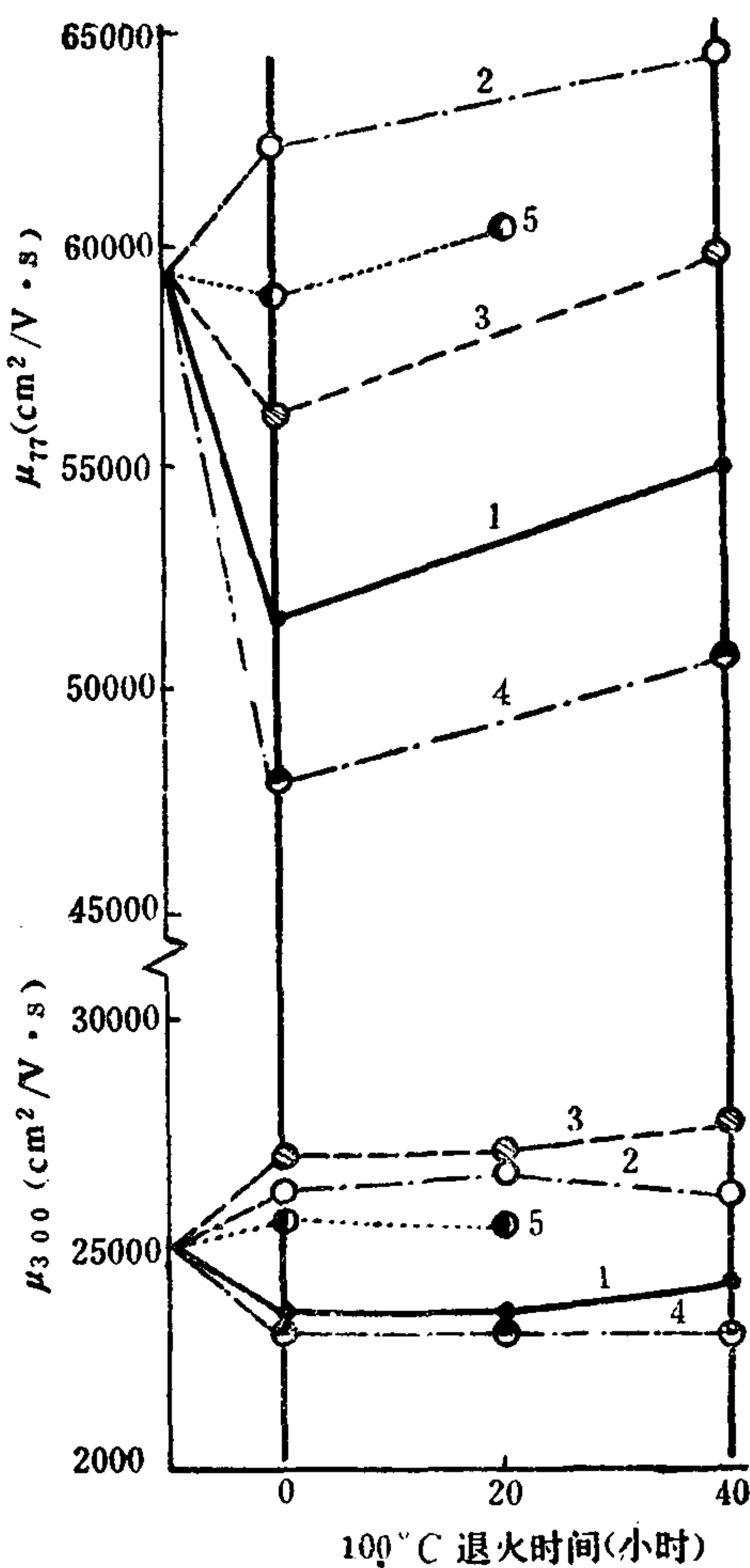
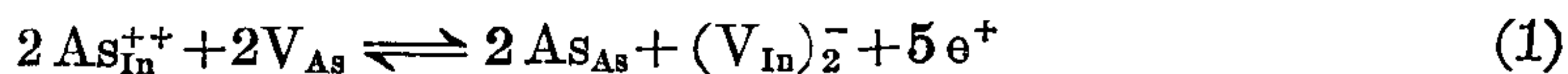


图5 热处理过程中电子迁移率的变化

对于第(2)点, 则表明试样中有点缺陷存在. Каратаев 等^[11] 指出, 由于热处理温度越高, 产生的热缺陷浓度越大, 低温退火时, 这些缺陷与施主杂质络合而成为中性络合物, 使施主浓度下降. 但 Edmond 和 Hilsun^[12] 的实验指出, 样品没有 Cu 的沾污, 经过高温处理后, 不需低温退火, 其载流子浓度能降至比原来值低. 他们认为此过程是实质性的, 而 Cu 沾污所引起的 n 上升, 可通过低温退火, 使 Cu 原子扩散至位错处沉积而复原. 对 Edmond 等的这一假设, 我们认为似可用下列反应来说明:



Van Vechten^[13] 曾指出, 在窄禁带化合物半导体材料中容易生成反结构缺陷. 由于 In 原子的共价半径较 As 原子的大, 因而可以预料, 在生长温度下, InAs 中会有大量 $\text{As}_{\text{In}}^{++}$ 存在. 晶体在冷却过程中一直处于高于分解压的砷压下, 使 $\text{As}_{\text{In}}^{++}$ 不易失去, 热处理时形成了大量 V_{As} , 使反应向右进行. 温度越高, 上述反应进行得越完全, 这样就能解释载流子浓度下降和热处理温度的关系. 根据式(1), 热处理样品施主浓度减少的同时, 受

主浓度增加. 按 Brooks-Herring 公式^[1,4] 计算, 我们发现 800°C 以下处理的样品施主浓度减少时, 受主浓度变化不规律, 而 850°C 处理的 81-8-3# 样品, 施主浓度下降和受主浓度增加分别为 $2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 和 $0.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 和式(1)相符, 因此似可推测该反应在 800°C 以上才能进行得较完全, 当然这还有待进一步的实验验证. 据上分析, 估计 InAs 晶体中的点缺陷浓度应在 10^{15} cm^{-3} 以上.

根据表 2 中 SIMS 分析结果, 结合表 1 的电学性质, 发现晶体中杂质离子流强度和晶体电学性质有良好的对应关系. 若以 81-8 试样为标准, 将杂质离子流强度的相对比值 (R) 对浅施主浓度 N_D 作图, 得图 6 (R 是取二次离子流强度相对比值的平均值). 表 2 中样品 80-10 S 的实验点 2 显著偏高, 仅取实验点 1 计算. 由图 6 可见, 随着 S、Na、Si 等 R 值的增加, 浅施主浓度 N_D 增加, 其中以 S 的曲线走向最为明显, 而 Cu 的数据点则较分散. 因此可以认为, 在我们的实验条件下, S、Na、Si 等杂质对载流子浓度的贡献是重要的.

InAs 晶体中超过和接近质谱分析极限的杂质有 Si、S、K、Cu、Cr 等, 这些杂质在原料中都曾出现, 表 3 为原料中杂质分析及与之相当的施主浓度.

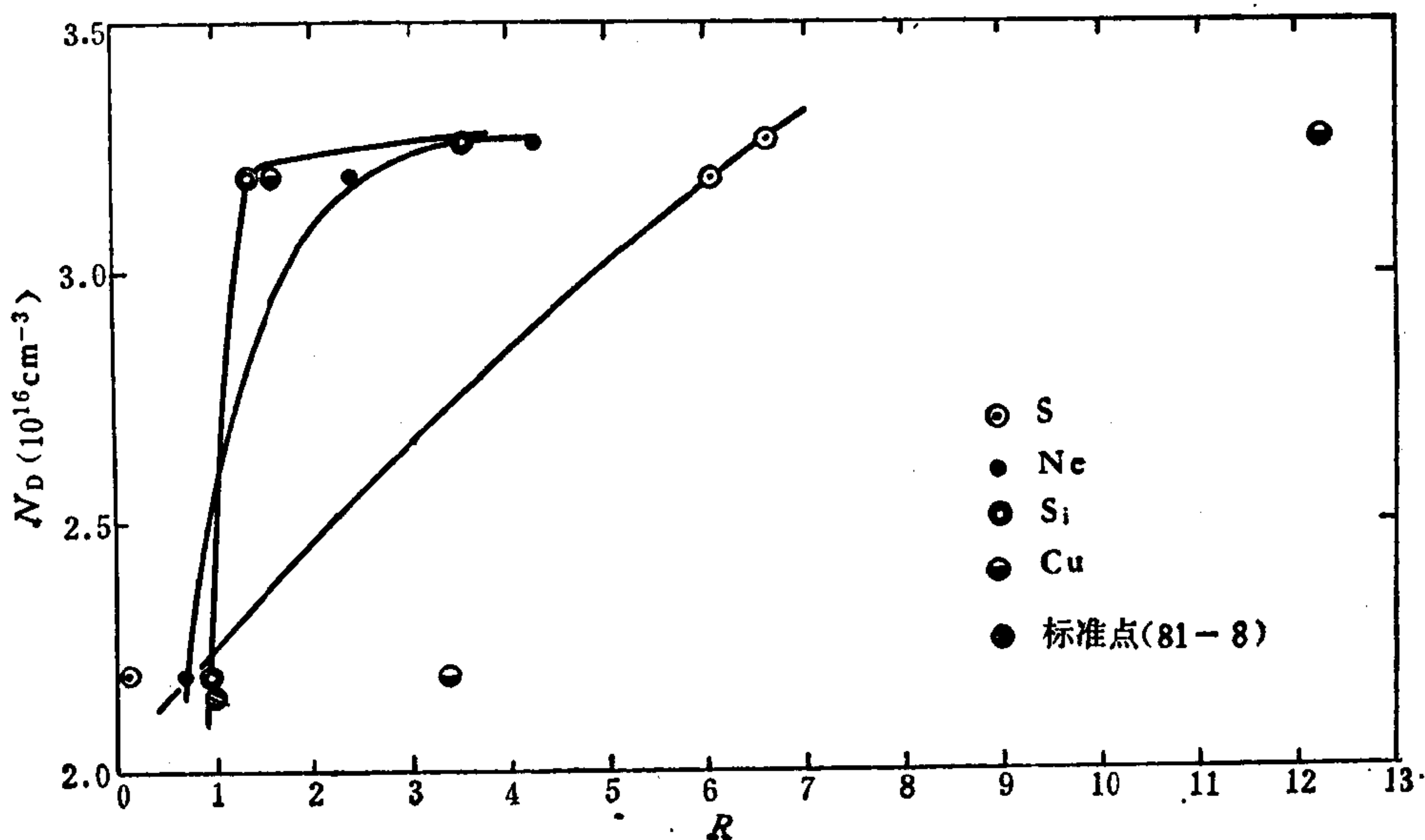


图 6 浅施主浓度 N_D 和离子强度相对比值的关系

表 3 原料中杂质的综合分析

杂 质	Si (极谱)	S (荧光比色)	Na	Cu (原子吸收)	Cr (质谱)
来源及含量 (ppmW)	In: 0.06~0.08	In: 0.03~0.04 As: 0.07~0.09	As: 0.1*	In: 0.04	In: 0.02~0.06
相当于 n (cm^{-3})	$4.5 \sim 6 \times 10^{15}$	$4.9 \sim 6.4 \times 10^{15}$	6×10^{15}	1.5×10^{15}	$0.8 \sim 2.4 \times 10^{15}$
总 计	$1.77 \sim 2.23 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $0.4\text{Si} + \text{S} + \text{Na} = 1.27 \sim 1.48 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$				

* 文献[16]中给出我国高纯砷中含 $\text{Na} < 0.1 \sim 1.0 \text{ ppm}$, 取其下限,

Cr 为施主是 Балагуров 等^[17]所指出的。质谱分析检出 K, 未检出 Na, 这是由于 Na 的原子量恰为 In 的五分之一, 质谱分析灵敏度不高的缘故。至于 Na 的性质, 我们曾用离子注入来考察, 对 InAs 样品注入 Na^+ 浓度估计在 10^{17}cm^{-3} , 注入后退火, 用热探针测得其表面为 n 型导电, 似可排除 Na 为受主的可能性。因此, 结合图 6 初步认为其具有施主性质。

在各种杂质中, Si 和 S 在 InAs 中的分凝系数都较大, 前者为 0.4^[18], 后者为 1^[18], Na 的蒸气压高, 估计也接近于 1。因此, 结合表 3 原料杂质分析来考虑, S、Si、Na 成为主要的施主杂质显然是合理的。Cu 的分凝系数较小, 小于 5×10^{-2} ^[19], Cr 可能也远小于 1, 且它们总量不高, 因此对电学性质影响不大。图 6 中 Cu 的数据点较分散, 似也说明了这点。K 虽然在 InAs 中存在, 但在表 2 中显示不出与 N_D 间的规律, 可能由于 K 含量变化不大之故。表 3 中 $0.4\text{Si} + \text{S} + \text{Na}$ 在 $1.27 \sim 1.48 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 与样品中的 N_D 相接近。因此可以认为, 在我们的实验条件下, InAs 体晶体中剩余施主主要是由杂质 S、Na、Si 构成的。至于 C 和 O, 由于表 2 得到的离子流强度和晶体电学性质间无明显的对应关系, 故暂不考虑在内, 虽然还不能予以排除。

基于上述, 降低剩余施主的浓度, 关键在于原料的提纯, 及防止生长过程中 Si 的沾污。在使用处理舟后, 由于后者已基本上解决, 因而原料的纯度就更显得突出; 在各种杂质中, 似以 S、Na、Si 最为重要, 但不排除 K、C 以及 O 的可能性。

四、结 论

1. 用处理舟生长 InAs 晶体, 可以避免石英对熔体的 Si 沾污, 并能克服沾舟的困难, 因而为水平生长高纯 InAs 单晶创造了条件。

用处理舟生长的晶体, μ_{77} 一般在 $54000 \sim 60000 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, n_{77} 在 $1.5 \sim 2.0 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 范围, 其中 80-10 样品 $\mu_{77} = 68800 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, 已接近文献中报道的最高值。

2. 根据实验结果, 认为在避免了来自石英的 Si 沾污后, InAs 中的剩余施主杂质主要由原料中的 S、Na、Si 等杂质所构成, 其总和在 10^{16}cm^{-3} 以上。本文的推测比前文提出的 Si、Cu、Na(K)、S(Se、Te) 和 C 又推进了一步。但 Na 在 InAs 中的施主行为仅作了初步分析, 尚待进一步阐明。

3. 高温热处理实验表明, InAs 晶体中点结构缺陷的浓度在 10^{15}cm^{-3} 以上, 其中主要可能是 $\text{As}_{\text{In}}^{++}$ 。

廖丽英、谈惠祖、周金龙、戴秀娟等同志帮助制备处理石英舟及晶体取样; 梁琦、谭文玲、夏冠群等同志帮助进行样品电学性质测试。本文的分析数据由本所七室提供。关安民同志协助进行了样品的钠离子注入, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Harman, T. C., Goering, H. L., Beer, A. C., Phys. Rev., **104** (6), 1562 (1956)
- [2] Strauss, A. J., Harman, T. C., Owens, E. B., Fine, M. C., Solid-State Electron., **1**, 131 (1960)

- [3] Dixon, J. R., Enright, D. P., J. Appl. Phys., 30 (5), 753 (1959)
- [4] Hilsun, C., Proc. Phys. Soc., 17, 685 (1959)
- [5] Effer, D., J. Electrochem. Soc., 108 (4), 357 (1961)
- [6] Oronin, G. R., Borrello, S. R., J. Electrochem. Soc., 114 (8), 1078. (1967)
- [7] Вублик В. Т., Блаут-Блачев А. Н., Каратаев В. В. Мильвицкий М. Т., Перова Л. Н., Стояров О. Г. Югова Т. Г., Кристаллография, 22 (6), 1240. (1977)
- [8] 邹元熾, 应用科学学报, 2. (1983)
- [9] 莫培根, 廖丽英, 谭丽芳, 陆启东, 顾霞敏, 1977 年砷化镓及其他 III-V 族化合物半导体论文集, (上海科学技术文献出版社, 上海)
- [10] 徐国华, 待发表
- [11] Каратаев В. В., Немцова Г. А., Рытова Н. С., Югова Т. Г., Физ., Техн. Полу., 11 (9) 1670. (1977)
- [12] Edmond J. T., Hilsun C., J. Appl. Phys. 30 (7) 1300. (1960)
- [13] Van Vechten J. A., J. Electrochem. Soc. 122 (3) 423. (1975)
- [14] Brooks H., Advances in Electronics (Academic Press, 1956) Vol. 7. p. 85
- [15] Rodé D. L., Phys. Rev., B2 1012. (1970)
- [16] 邹元熾, 一九七二年砷化镓学术报告文集(上海科技情报所, 上海)第 22 页, 1973 年 11 月第一版
- [17] Балагуров Л. А., Г. Имельфарб Ф. А., Каратаев В. В., Немцова Г. А., Омеляновский Э. М., Кристаллография, 21 (6) 1242. (1976)
- [18] Schillmann E., Z. Naturforsch. 11a 463
- [19] Hilsun C. Rose-Innes A. C., Semiconducting III-V Compounds (Pergamon Press, 1961)

GROWTH OF HIGH PURITY InAs CRYSTALS AND A DISCUSSION ON THE RESIDUAL DONORS

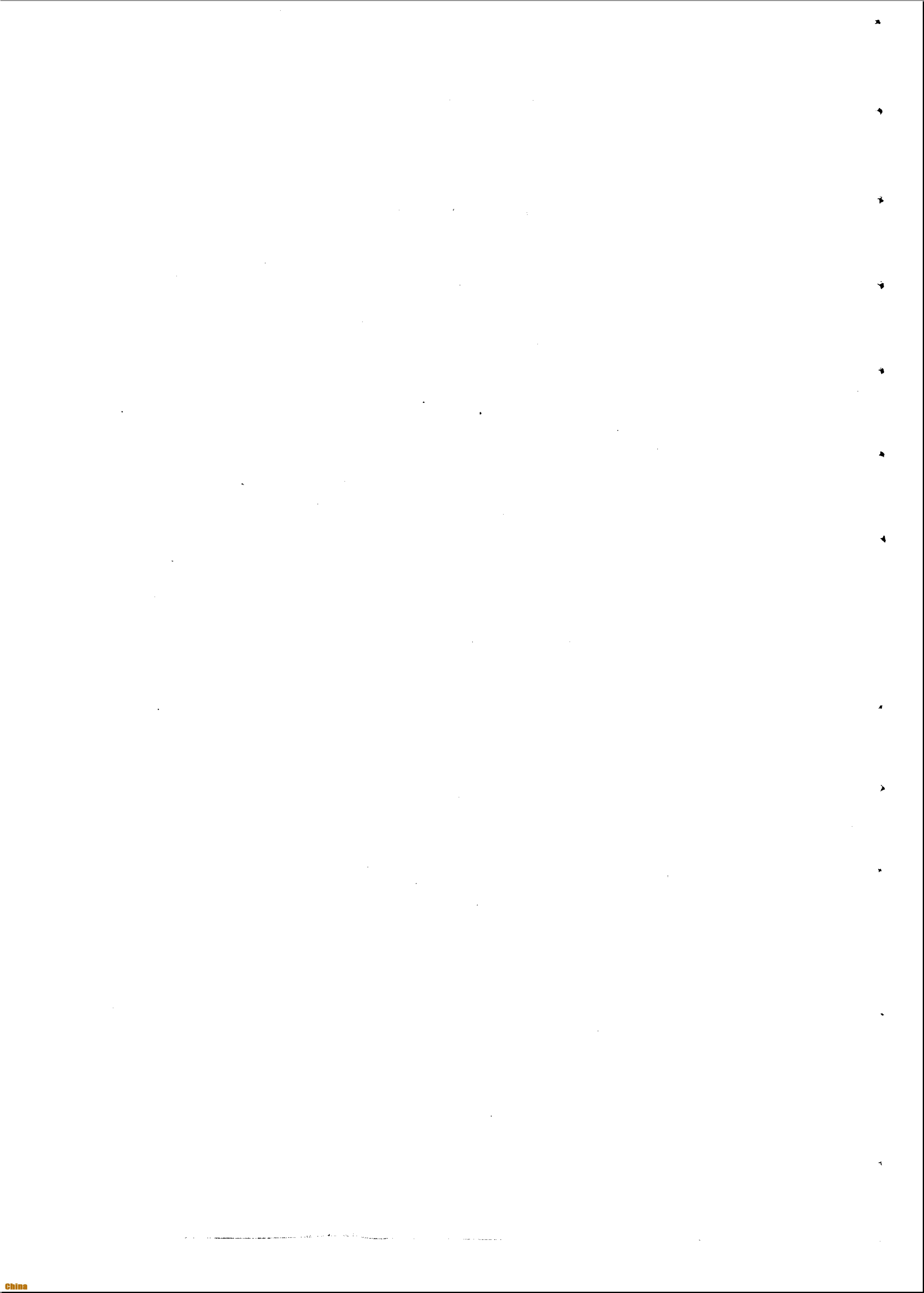
II. Growth of High Purity InAs Crystals and Effect of Heat Treatment on their Electrical Properties

WU JISEN, ZOU YUANXI (CHOU YUANHSI), MO PEIGEN
(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica, Shanghai China)

Abstract

In the growth process specially treated-quartz (STQ) boat is used for the growth of high purity InAs crystals. Experiment results show that the contamination of Si, and the wetting of the boat could be eliminated in the process with an improvement in the electrical properties of the grown crystals ($n_{77} = 1.5 - 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\mu_{77} = 54000 - 60000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ and up to $68800 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) compared with those grown from conventional quartz boats.

Using this kind of crystal as source of material in VPE of GaInAs, an improvement in the electrical properties of the epi-layer is also obtained. The total concentration of residual impurities, based on the impurity analyses and the electrical measurements, amounts to over 10^{16} cm^{-3} , and some correlations between the SIMS data on S, Na and Si and residual donor concentrations have been found. It is shown that the most likely impurities responsible for the residual donors in the crystals are S, Na, and Si although other impurities cannot completely be ruled out. Thus, our results are consistent with the inference made in the previous paper. In addition, the results of heat treatment indicate that the concentration of point defects is over 10^{15} cm^{-3} , and As_{In} seems, in our opinion, to be the predominant defect in the crystals.



粘弹塑性介质动力断裂问题中的 路径无关积分*

欧 阳 颢
(复旦大学)

提 要

路径无关积分对于断裂准则的研究是重要的, 本文推广文献[1]中关于非线性弹性、弹塑性介质断裂动力学中路径无关积分的研究于粘弹塑性介质的动力断裂问题, 作出了若干相应的路径无关积分。给出了裂纹在这类介质中动力扩展时动力裂纹扩展力的线积分表达式, 并证明所构造的路径无关积分等于动力裂纹扩展力, 从而赋予所论路径无关积分以明确的力学意义, 这就为以它们作基础构造粘弹塑性介质的动力断裂准则给出了理论依据。

一、前 言

当今, 非线性断裂理论正处于蓬勃发展之中, 这开始于人们对中低强度金属材料韧性断裂的研究, 人们要求通过这一研究确立反映材料韧性断裂的非线性断裂准则, 以供材料发展研究和工程设计之用。断裂问题的非线性一般出自两个方面, 其一是裂纹顶端高度应力集中引起的几何非线性; 其二是材料的非线性本构关系引起的物理非线性。粘弹塑性介质是一种高度物理非线性的材料, 关于它们的断裂和流动是非线性断裂理论研究的重要方面, 且具有重要的工程应用意义(如地震工程、高分子工程和高温结构工程等)。

在非线性断裂静力学中, J. R. Rice^[2]作出的著名 J 积分已构成静力非线性断裂准则研究的理论基础, 本文作者在文献[1]中作出了非线性断裂动力学中的路径无关积分, 这里计入了动力学效应和裂纹传播的现象, 问题更为复杂, 该文考虑了非线性弹性和弹塑性两种介质。

本文在文献[1]的基础上, 进一步研究粘弹塑性介质的断裂问题, 成功地构造出若干相应的路径无关积分, 并证明它们就是这种介质中裂纹扩展时的动力裂纹扩展力, 从而为构造此种介质的动力断裂准则提供了理论基础。

二、路径无关积分 Y

考虑二维粘弹塑性介质中的裂纹传播问题, 如图 1 所示, Γ 是环绕裂纹顶端的任一

* 本文结果在 1982 年 7, 8 月作者应邀去日本宇航学会、东京大学、东京工业大学、国立横浜大学、名古屋大学、大阪市立大学、中央大学等讲学中曾予以介绍。

径, V 是由 Γ 和裂纹面包围的面积, ν 是 Γ 的外法向, u , T 是 Γ 上的位移向量和面力向量, 我们有下列的

定理 1 积分

$$Y_1 = \int_{t_0}^{t_1} \left[\int_{\Gamma} (W_e - F_i u_i - K) dy - T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} ds \right] dt + \int_{t_0}^{t_1} \int_V \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}^{ep}}{\partial x} dV dt + \int_V \rho V_i \frac{\partial u_i}{\partial x} dV \int_{t_0}^{t_1} dt \quad (1)$$

对任何环绕裂纹顶端的路径 Γ 和 $t_1 > t_0 \geq 0$ 来说是路径无关的; 这里

$$W_e = \int \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e \quad (2)$$

是弹性应变能密度; σ_{ij} , ε_{ij}^e 是应力和弹性应变张量, 而

$$K = \frac{1}{2} \rho V_i V_i \quad (3)$$

为动能密度, $V_i = \frac{\partial u_i}{\partial t}$ 为速度, F_i 为体力且假设与 x 无关. ε_{ij}^{ep} 是蠕变和塑性应变.

这里证明从略, 可参照文献[1]中的有关定理的证明.

在讨论裂纹传播问题时, 有时选取

随时间 t 变化的路径 $\Gamma(t)$ 是方便的. 例如, 对定常的裂纹传播, 就可考虑随裂纹顶端一道运动的路径, 这将简化问题, 此时, 对 $\Gamma = \Gamma(t)$, 可得下面的

定理 2 考虑粘弹塑性介质, 积分

$$Y_2 = \int_{t_0}^{t_1} \left\{ \int_{\Gamma(t)} [W_e + (\rho a_i - F_i) u_i] dy - T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} ds \right\} dt + \int_{t_0}^{t_1} \int_V \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}^{ep}}{\partial x} dV dt - \int_{t_0}^{t_1} \int_V \rho u_i \frac{\partial a_i}{\partial x} dV dt \quad (4)$$

或简单地, 积分

$$Y_3 = \int_{\Gamma(t)} [W_e + (\rho a_i - F_i) u_i] dy - T_i \frac{\partial u_i}{\partial x} ds + \int_{V(t)} \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}^{ep}}{\partial x} dV - \int_{V(t)} \rho u_i \frac{\partial a_i}{\partial x} dV \quad (5)$$

对任一环绕裂纹顶端的路径 $\Gamma(t)$ 和 $t_1 > t_0 \geq 0$ 是路径无关的, 此地加速度

$$a_i = \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}.$$

定理 3 对粘弹塑性介质, 积分

$$Y_4 = \int_{t_0}^{t_1} \left\{ \int_{\Gamma(t)} [W_e + (\rho a_i - F_i) u_i^e] dy - T_i \frac{\partial u_i^e}{\partial x} ds \right\} dt - \int_{t_0}^{t_1} \int_{V(t)} \rho u_i^e \frac{\partial a_i}{\partial x} dV dt \quad (6)$$

或简单地, 积分

$$Y_5 = \int_{\Gamma(t)} [W_e + (\rho a_i - F_i) u_i^e] dy - T_i \frac{\partial u_i^e}{\partial x} ds - \int_V \rho u_i^e \frac{\partial a_i}{\partial x} dV \quad (7)$$

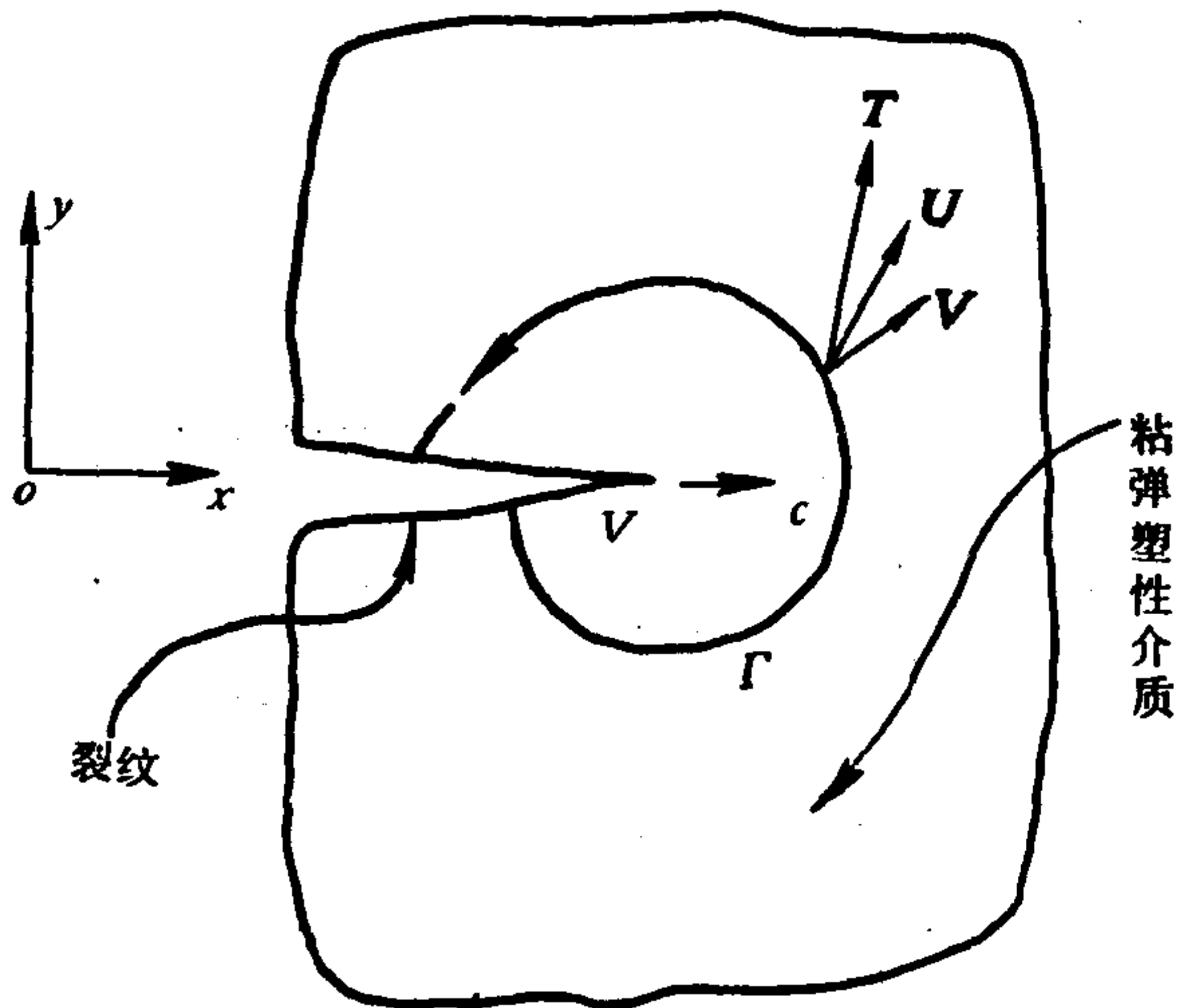


图 1

对任何环绕裂纹顶端的路径 $\Gamma(t)$ 和时间 $t_1 > t_0 \geq 0$ 是路径无关的, 这里 u_i^e 是弹性位移。

定理 2, 3 的证明亦从略, 可参照文献[1]中有关定理之证明进行。

三、动力裂纹扩展力和 Y 积分

下面我们来研究粘弹塑性介质中裂纹动力传播时动力裂纹扩展力的积分表式, 为此, 如图 2 所示, 考虑钝裂纹在粘弹塑性介质中的动力扩展, 设钝裂纹由长度 a 扩展到 $a + \Delta a$, 研究一下在此扩展过程中的能量关系。

外力 T_i 在裂纹扩展中的功为

$$\Delta A_T = \int_{S_T} T_i \Delta u_i ds \quad (8)$$

这里 Δu_i 是扩展中的位移增量。

体力作的功系由两部分组成: 其一是裂纹扩展中阴影区 ΔV 中释放的功:

$$\Delta A_{B1} = - \int_{\Delta V} (F_i - \rho a_i) u_i^e dV \quad (9)$$

其二是外力在区域 $V - \Delta V$ 上之功, 它等于

$$\Delta A_{B2} = \int_{V - \Delta V} (F_i - \rho a_i) \Delta u_i dV \quad (10)$$

内力作的功也包含两部分, 其一是在区域 ΔV 中之功, 它等于裂纹扩展中释放的弹性应变能:

$$\Delta A' = - \int_{\Delta V} W_e dV \quad (11)$$

其二中区域 $V - \Delta V$ 上的功:

$$\Delta A'' = \int_{V - \Delta V} \sigma_{ij} \Delta \varepsilon_{ij} dV \quad (12)$$

其中 $\Delta \varepsilon_{ij}$ 是裂纹扩展中的应变增量。

动力裂纹扩展力 $\tilde{G}$ 由下式决定:

$$\tilde{G} \Delta a = \Delta A_T + \Delta A_{B1} + \Delta A_{B2} - (\Delta A' + \Delta A'')$$

有

$$\begin{aligned} \tilde{G} &= \int_{S_T} T_i \frac{\partial u_i}{\partial a} ds + \int_V (F_i - \rho a_i) \frac{\partial u_i}{\partial a} dV - \int_V \sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial a} dV \\ &\quad + \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta a} \int_{\Delta V} W_e dy - \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \int_{\Delta V} (F_i - \rho a_i) u_i^e dV \\ &= \int_{\Gamma_i} W_e dy + \int_{\Gamma_i} (\rho a_i - F_i) u_i^e dy \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)就是裂纹在粘弹塑性介质中动力扩展时的动力裂纹扩展力。

但是, 从式(7)我们可知, 对于缺口试件, 有

$$\tilde{Y}_s = \int_{\Gamma_i} (W_e + (\rho a_i - F_i) u_i^e) dy \quad (14)$$

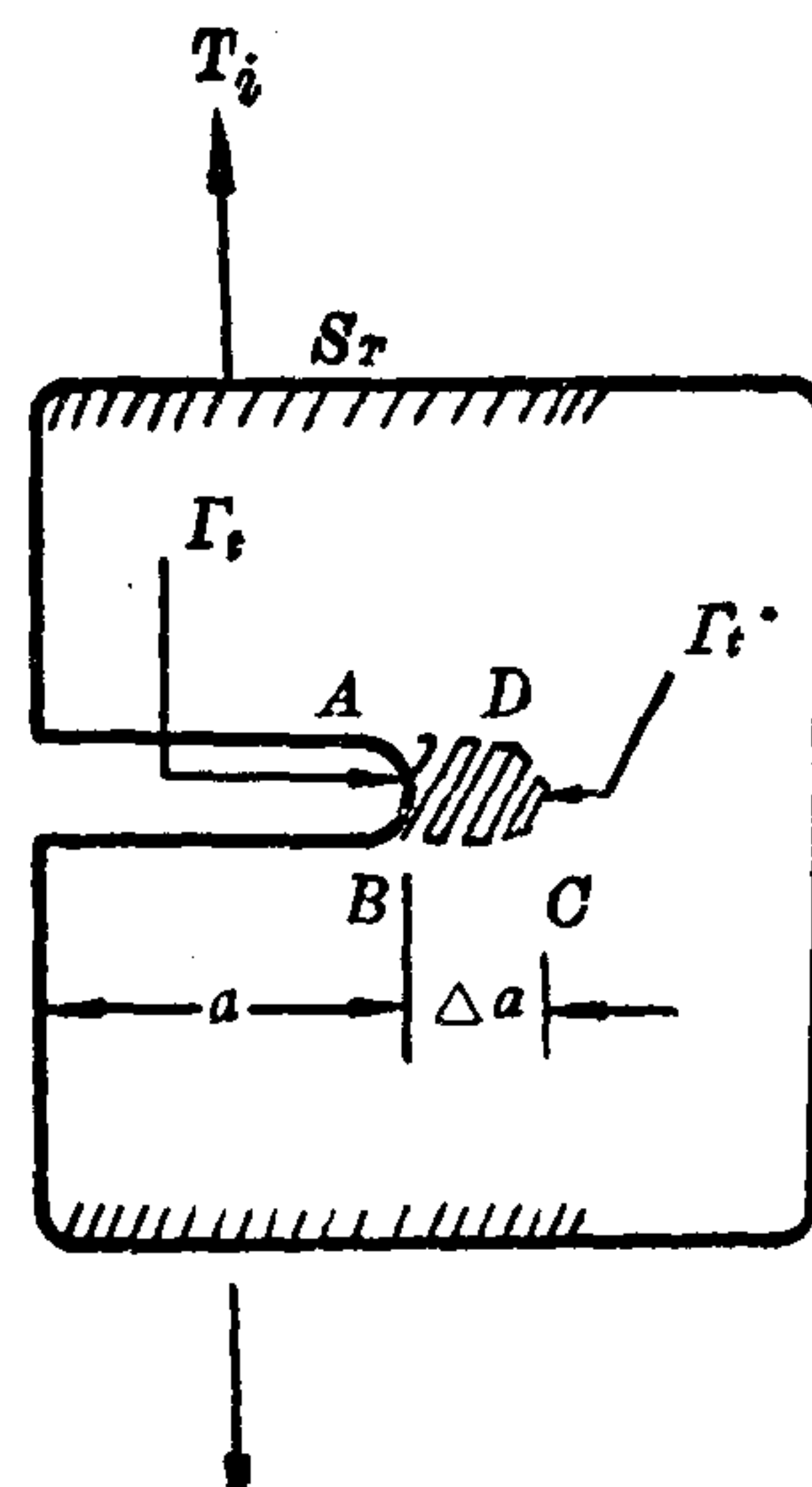


图 2