

Формирование дефектов в теллуре при различных уровнях гравитации

© Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн, И.Л. Шульпина, С.В. Якимов, В.П. Шалимов*, А.М. Турчанинов**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии наук,
117911 Москва, Россия

** НПО „Композит“,
Королёв, Московская обл., Россия

E-mail: R.Parfeniev@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 30 июля 2001 г.)

Исследовано влияние гравитационных условий во время кристаллизации теллура (от микрогравитации до повышенной гравитации — $5g_0$) на концентрацию нейтральных (N_D) и электрически активных (N_{AD}) структурных дефектов акцепторного типа в образцах, выращенных как при полной переплавке исходного слитка, так и при направленной перекристаллизации слитка с затравкой.

Концентрации N_{AD} и N_D и их распределение по длине образцов определялись из анализа электрических характеристик (проводимость и эффект Холла), измеренных вдоль слитков в интервале температур 1.6–300 К. Вычислены вклады различных механизмов в рассеяние дырок на основе анализа температурного хода подвижности. Результаты сопоставлены с характеристиками образцов, выращенных по аналогичной программе в нормальных условиях. Присутствие N_{AD} характерно для начальной стадии кристаллизации всех образцов. Величина N_{AD} существенно ниже, чем $N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($N_{AD} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), и экспоненциально уменьшается по мере кристаллизации образца. При полной переплавке в условиях микрогравитации обнаружены признаки сильного переохлаждения и спонтанной кристаллизации, а также осцилляции сопротивления образца по его длине, обусловленные модуляцией N_D . Эти особенности связываются со спецификой плавления и кристаллизации в невесомости: с явлением отрыва расплава от стенки ампулы и возрастающей ролью конвекции Марангони.

Проведенная работа является частью программы исследования влияния гравитационных условий на затвердевание и электрические свойства анизотропных полупроводников: теллура и его сплавов с селеном и кремнием [1]. Среди общеизвестных элементарных полупроводников (Si, Ge, Te, Se) Te и Se выделяются ярко выраженной анизотропией структурных и физических свойств, что обусловлено сложной структурой их кристаллической решетки (пространственная группа $D_3^{4(6)}$), состоящей из спиральных тригональных цепочек, упакованных в гексагон, причем связи внутри цепочек существенно сильнее, чем между цепочками [2,3].

Известно, что концентрация и подвижность дырочных носителей заряда в чистом Te при низких температурах чрезвычайно чувствительны к присутствию структурных и точечных дефектов, механическим напряжениям и дислокациям. С другой стороны, электрофизические свойства Te достаточно хорошо известны [2,3], так что Te может служить тестовым материалом при исследовании новых явлений. Эти обстоятельства, а также низкая температура плавления ($T_m = 452^\circ\text{C}$) делают Te и сплавы на его основе удобными объектами для экспериментов, направленных на выявление особенностей, возникающих при кристаллизации в различных гравитационных условиях.

В наших предшествующих работах были изложены результаты исследования электрофизических свойств образцов Te, полученных как при повышенной гравитации

(до $10g_0$) [1,4], так и в условиях микрогравитации (μg) [5,6]. Основное внимание в этих работах было уделено исследованию влияния уровня гравитации в процессе направленной кристаллизации на особенности перераспределения легирующей примеси и возможности получения наиболее однородных образцов с минимальной концентрацией дырочных носителей заряда. Наибольшую подвижность, а следовательно, и минимальное содержание дефектов имел образец № 1 [5], названный в данной работе $SC-\mu g$. Образец представляет собой прошедший частичную перекристаллизацию в космосе монокристалл, выращенный по методу Чохральского.

В настоящей работе показано, что измерение гальваномагнитных свойств чистого Te в широком температурном интервале (1.6–300 К) позволяет определить распределение по длине слитка не только электрически активных примесей, но и собственных заряженных дефектов N_{AD} , а также оценить концентрацию и распределение по длине слитка нейтральных дефектов N_D , определяющих подвижность носителей заряда. На основании предложенного метода анализа подвижности проведено сравнение содержания и распределения N_D в поликристаллических образцах Te, полученных при разном уровне гравитации и при разных начальных условиях кристаллизации, и выявлены особенности, обусловленные „эффектом отрыва“, характерным для плавления веществ в условиях невесомости.

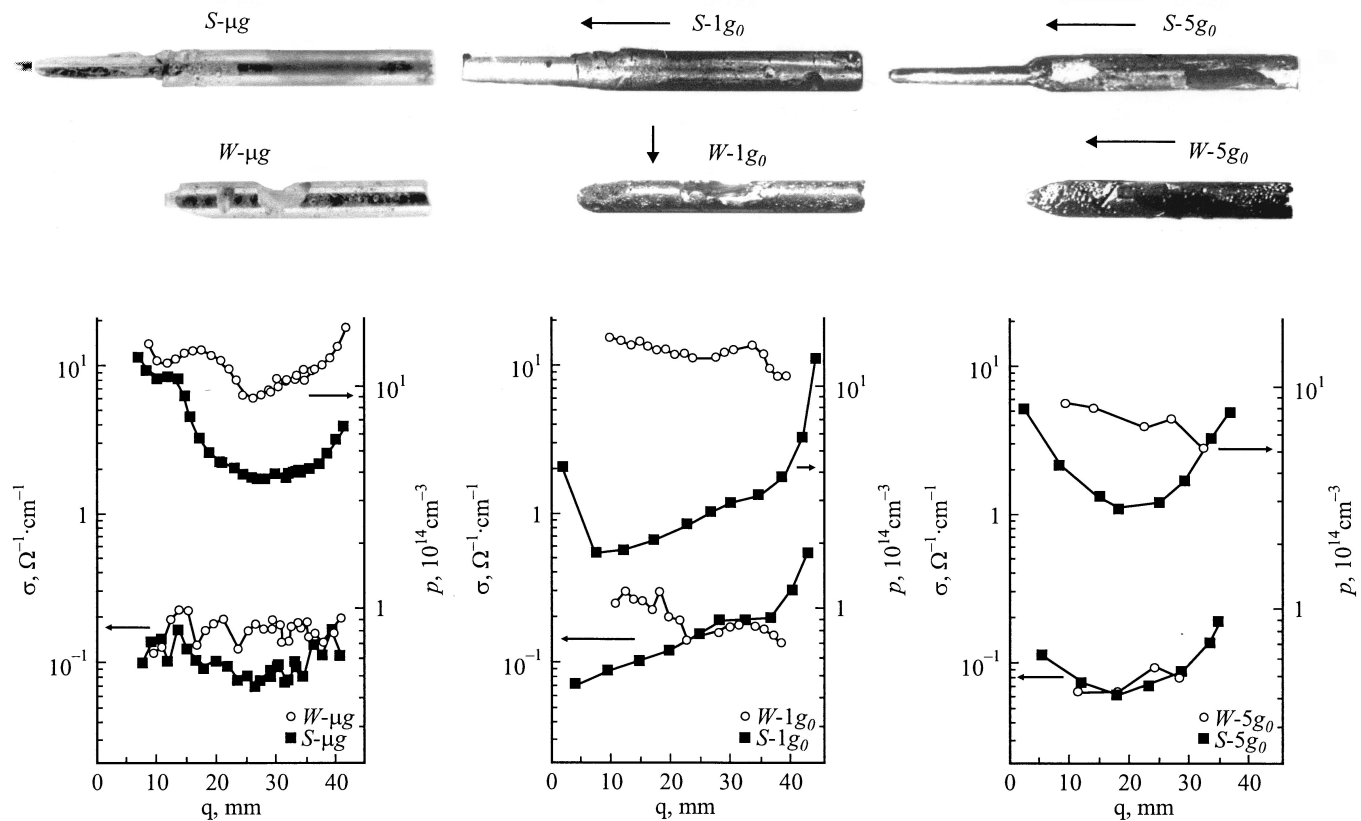


Рис. 1. Фотографии образцов, выращенных в замкнутом объеме при различных уровнях гравитации с затравкой (S) и без затравки (W), и профили их проводимости и концентрации дырок при 77 К. Стрелки указывают направление гравитации во время направленного затвердевания слитков. μg , $1g_0$, $5g_0$ — уровни гравитации. Размеры образцов переплавленной части совпадают с величиной q на оси абсцисс.

1. Эксперимент

В работе представлены результаты сравнительного исследования образцов Te , полученных при различном уровне гравитации направленной кристаллизацией в замкнутом объеме и движущемся градиенте температуры: в условиях невесомости (μg) в трубчатой печи „Кристаллизатор ЧСК-1“, размещенной на орбитальной космической станции „Мир“, и при повышенной гравитации ($5g_0$) в печи „Meudon“ на центрифуге ЦФ-18, а также в нормальных условиях ($1g_0$) в указанных печах по методике, описанной ранее [1,4,5]. Рассматриваются две серии образцов: переплавленные с затравкой (S -серия) и без затравки (W -серия). Затравки выкалывались из монокристалла чистого Te ($p_{77K} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) вдоль оси симметрии третьего порядка C_3 , которая является преимущественным направлением роста кристалла Te . Во всех случаях затравка была предварительно сплавлена с поликристаллическим слитком Te , имевшим концентрацию дырок $p_{77K} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Образцы $S-1g_0$, $S-5g_0$, $W-5g_0$ переплавлены в печи „Meudon“, а $S-\mu g$, $W-\mu g$ и $W-1g_0$ — в печи „Crystallizator“.

Слитки, выращенные в условиях микрогравитации, легко вынимались из ампул благодаря слабому кас-

анию стенок в отличие от слитков, выращенных при повышенной гравитации и в земных условиях. Фотографии образцов представлены на рис. 1 (верхняя часть). Для визуализации кристаллической структуры слитки были обработаны избирательным травлением — 30 vol.% HNO_3 .

Образцы серии S имели блочную структуру. Блоки в образцах были ориентированы главным образом в направлении оси роста C_3 , кроме образца $S-5g_0$, в котором видны блоки с различной ориентацией, включая и перпендикулярную оси роста. Образцы серии W также состояли из блоков, но гораздо меньшего размера и с хаотической ориентацией.

Реальная структура образцов $S-\mu g$ и $W-\mu g$ исследовалась методом обратного отражения рентгеновской дифракционной топографии в одно- и двухкристальной установках [5].

Рентгенотопографическое исследование образца $S-\mu g$ показало, что его поверхность имеет мелкозернистую мозаичную структуру. Кристаллическая ориентация зерен на поверхности образца в среднем совпадает с ориентацией затравки, размер зерен составляет 5–10 μm . Часть зерен находится в сильнонапряженном состоянии.

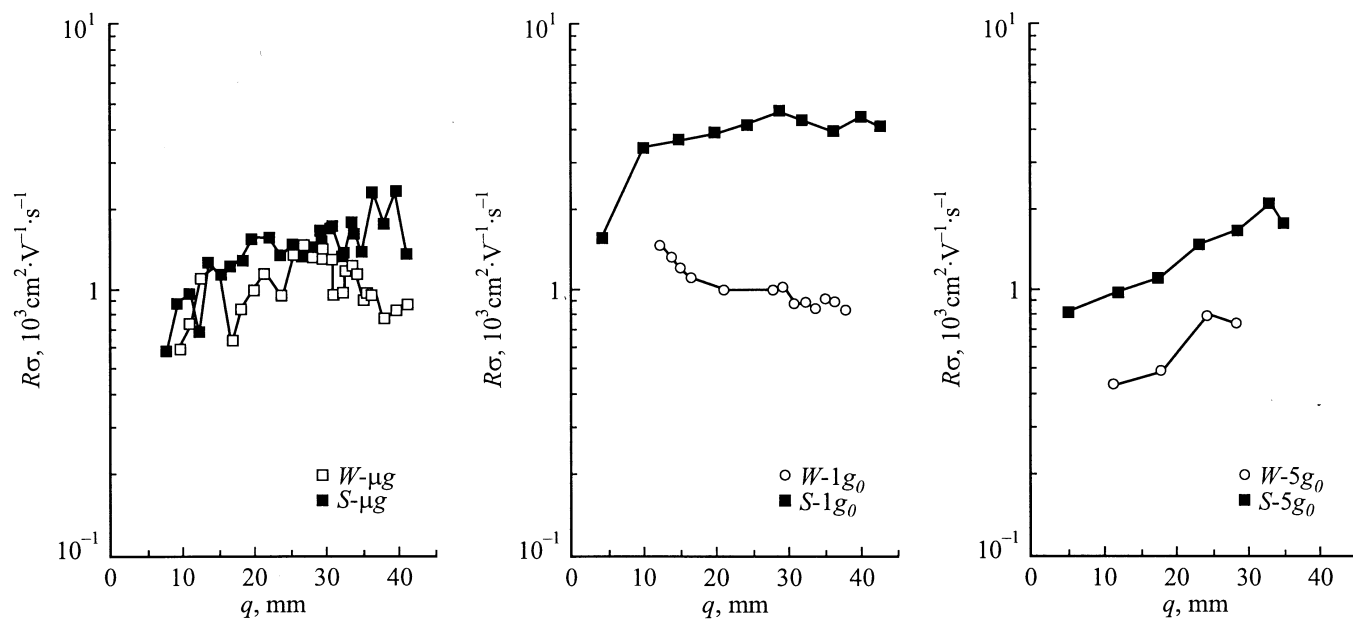


Рис. 2. Изменение подвижности дырок $R\sigma$ при 77 К по длине исследованных образцов (см. рис. 1). q — расстояние от начала кристаллизации.

Рентгенотопографический анализ поперечных сечений образца $W-\mu g$ показал существенное различие в размерах кристаллических блоков в двух частях образца. В начале слитка распределение блоков, имеющих размеры 0.6–1.0 мм, не является центрально-симметричным относительно продольной оси слитка. Большие блоки имеют фрагментарную структуру и сильно напряжены. Конец слитка обладает однородной мелкозернистой структурой. Размеры зерен изменяются от 5 до 50 μm . Ориентация зерен хаотична. Эти факты указывают на то, что расплав перед затвердеванием фактически находился в переохлажденном состоянии, причем затвердевала, по-видимому, в условиях гомогенной спонтанной кристаллизации вторая половина слитка.

2. Электрические свойства

Удельная проводимость и эффект Холла в магнитном поле 0.5 Т измерялись в ряде точек вдоль всех образцов. Для удаления возможных поверхностных дефектов и загрязнения образцы обрабатывались полирующим травителем и их электрические характеристики повторно измерялись. Оказалось, что электрические свойства образцов практически не изменились [5].

Измерения при 77–200 К проводились с помощью прижимных зондов с расстоянием между соседними зондами около 1.5 мм. Для измерений при более низких температурах в середине каждой из равных частей образца по обеим сторонам было припаяно по две пары потенциальных контактов (Bi–Sb) на расстоянии ~ 5 мм. Часть, располагающаяся ближе к месту начала кристаллизации, была названа частью I, оставшаяся —

частью II. На рис. 1 показаны профили удельной проводимости σ_{77K} в поликристаллических слитках. Видно, что по мере увеличения уровня гравитации образцы становились более однородными. Здесь также представлены профили концентрации дырочных носителей заряда p , определенной по значению коэффициента Холла $R_{77K} = 1.18/(e\sigma p)$. Для всех образцов знак коэффициента Холла при 77 К соответствовал проводимости p -типа.

Профили холловской подвижности $u_H = R\sigma$ для исследованных образцов при 77 К показаны на рис. 2. Подвижность дырок $R\sigma$ оказалась наибольшей и почти постоянной в основной части образца $S-1g_0$. В образцах $S-\mu g$ и $S-5g_0$ величина $R\sigma$ меньше, но она монотонно повышается по мере удаления от начала кристаллизации при одновременном увеличении концентрации дырок p (рис. 1). В образцах серии W концентрация дырок в среднем почти не меняется по длине слитка, а величина $R\sigma$ изменяется немонотонно.

На рис. 3 представлены результаты измерений для частей I и II образцов. Резкий подъем $\sigma(T)$ и падение $R(T)$ при температурах выше 200 К вызваны переходом к собственной проводимости и характерны для Te с концентрацией акцепторной примеси меньше 10^{15} cm^{-3} . В этой области зависимость $\sigma(T)$ приближается к экспоненциальной

$$\sigma(T) = Ae^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (1)$$

где $\Delta E = 0.334 \text{ eV}$, что соответствует известным данным о ширине запрещенной зоны Te [2,3].

В области примесной проводимости в поликристаллических образцах с блочной структурой подвижность сла-

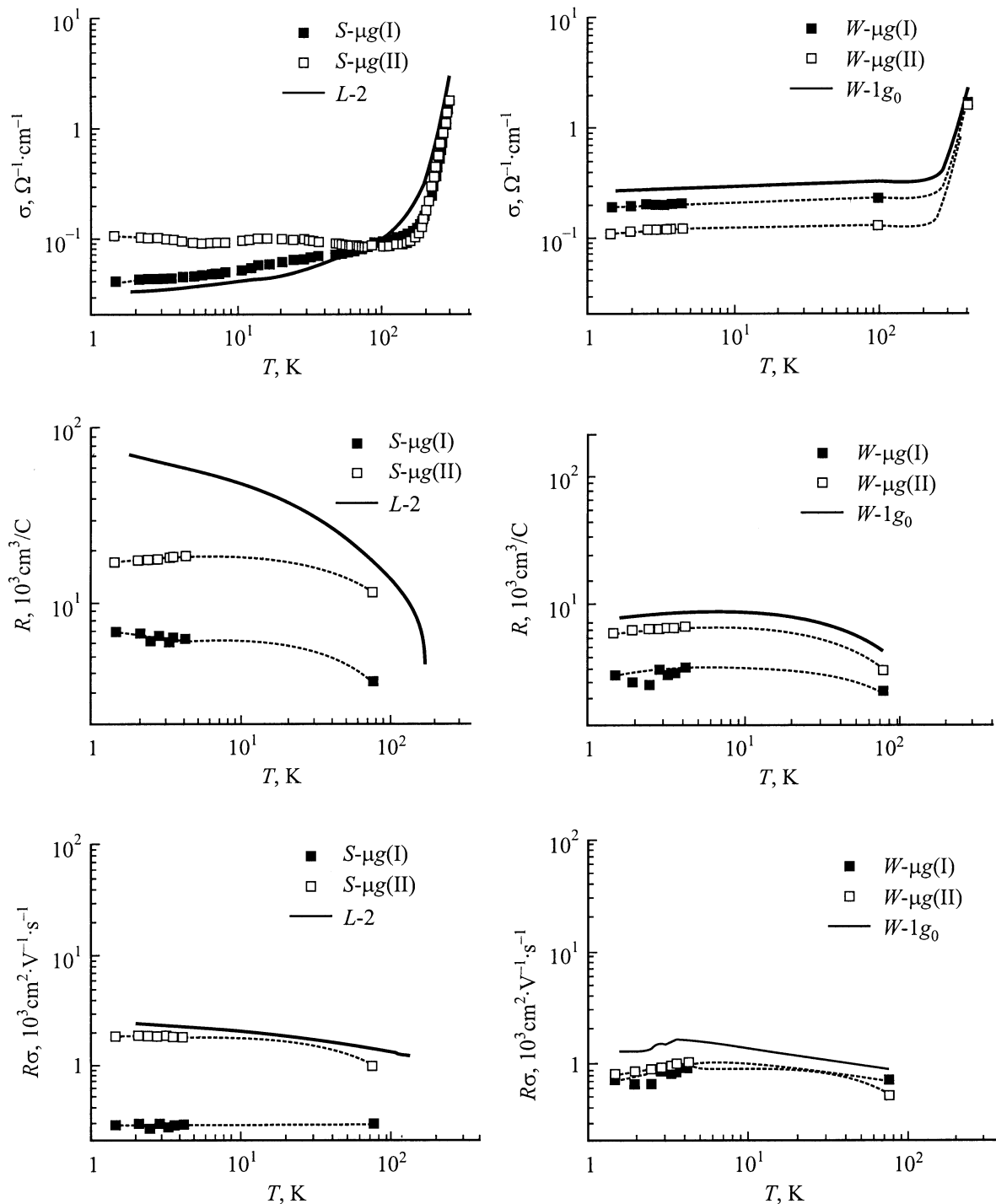


Рис. 3. Температурные зависимости проводимости σ , коэффициента Холла R и подвижности $R\sigma$ образцов, выращенных в космосе, сопоставленные с параметрами образцов, закристаллизованных на земле на однотипном оборудовании по той же циклограмме (S — выращенные с затравкой, W — выращенные без затравки). Образец $L-2$ выколот из слитка, полученного зонной плавкой [7].

бо зависит от температуры. Это указывает на доминирующую роль в поликристаллических образцах рассеяния на нейтральных структурных дефектах. Более высокая подвижность дырок в частях II образцов по сравнению с частями I соответствует улучшению кристаллической структуры и уменьшению рассеяния дырок на дефектах в направлении затвердевания, что уже отмечалось при

рассмотрении рис. 1. Подобные изменения кристаллического совершенства наблюдались в экспериментах по направленному затвердеванию $PbTe(Ag)$ на центрифуге при разных уровнях гравитации [8].

Улучшение структуры по длине образцов подтверждается также графиком температурной зависимости проводимости для разных частей образцов (рис. 2, 3). На рис. 4

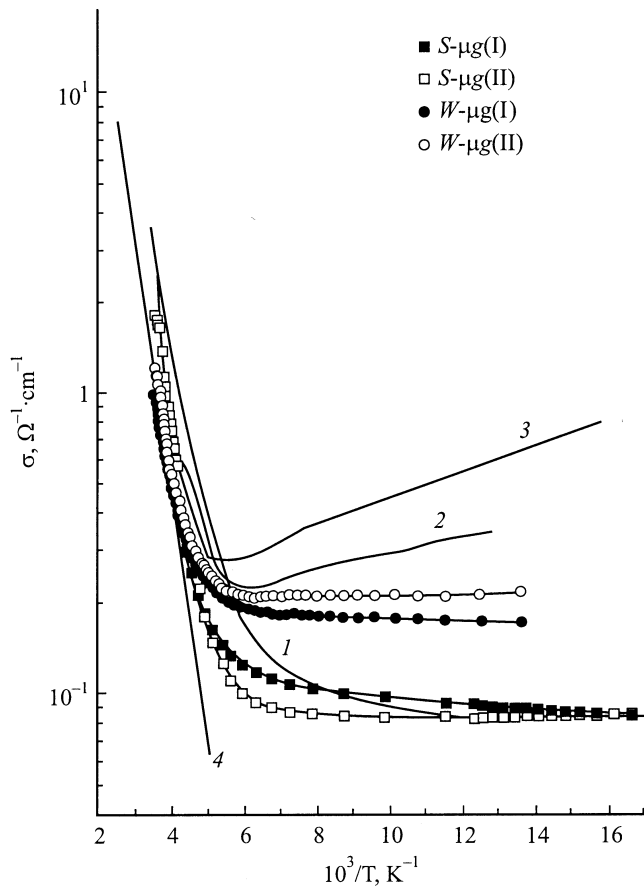


Рис. 4. Температурный ход проводимости образцов, полученных в невесомости ($S\text{-}\mu g$ и $W\text{-}\mu g$), и образца $L\text{-}1$, полученного на земле ($I\text{-}3$), до отжига (I) и после двухступенчатого отжига по 5 h при 370°C (2 и 3). 4 — расчет по формуле (1).

зависимость $\sigma(T)$ исследуемых образцов сопоставлена с данными работы [7], в которой исследовалось влияние ступенчатого отжига на электрические характеристики кристаллических образцов Te , выколотых из слитков, полученных зонной плавкой.

Сравнение результатов приводит к выводу, что различие частей I и II образца $S\text{-}\mu g$ связано с разной длительностью отжига.

3. Анализ и обсуждение

Как уже обсуждалось в [5], концентрационные профили, изображенные на рис. 1 для образцов серии S , могут быть описаны формулой, учитывающей как эффект сегрегации примеси при направленной кристаллизации с конечной скоростью в случае полного перемешивания расплава, так и экспоненциальный спад концентрации собственных электрически активных структурных дефектов акцепторного типа (N_{AD}) на начальной стадии

затвердевания,

$$p(q) = k_{\text{eff}} C_0 (1 - q/l)^{k_{\text{eff}} - 1} + N_{AD}^0 \exp(-q/q_0), \quad (2)$$

где k_{eff} — эффективный коэффициент распределения (считался независимым), C_0 — начальная концентрация примеси в расплаве, l — общая длина слитка, q/l — приведенное расстояние вдоль слитка, N_{AD}^0 — начальная концентрация дефектов, q_0 — характеристическая длина спада N_{AD} .

На рис. 5 приведено сравнение экспериментального распределения концентрации дырок при 77 K (рис. 2) с рассчитанными с помощью формулы (2) кривыми. В табл. 1 представлены параметры расчетных зависимостей.

В рамках этой модели профиль концентрации дырок $p(q)$ зависит от соотношения между концентрациями акцепторной примеси N_i и дефектов решетки N_{AD} вдоль слитка. В случае $N_{AD} > N_i$ наблюдаемый профиль концентрации дырок не позволяет точно определить параметры выражения (2). В этом случае минимум $p(q/l)$ смещается вдоль оси слитка от начала затвердевания. Такая ситуация наблюдалась в поликристаллических слитках серии W .

Данные, приведенные в табл. 1, показывают, что гравитационные условия влияют на процесс кристаллизации. При увеличении гравитации происходит уменьшение коэффициента сегрегации k_{eff} . Одновременно происходит увеличение параметра q_0 , характеризующего длину, на которой уменьшается концентрация электрически активных дефектов, возникших в начальный момент кристаллизации.

Соответствие экспериментальных результатов выражению (2) означает, что во всех проведенных экспериментах серии S в расплаве происходило достаточно интенсивное перемешивание. В условиях невесомости, когда гравитационная конвекция практически отсутствует, перемешивание осуществляется более слабым термокапиллярным механизмом (конвекция Марангони) и значение k_{eff} возрастает. Структура течения Марангони при направленной кристаллизации в технологической ампуле была рассмотрена в [9]. Характерно, что в отличие от обычного гидродинамического течения скорость в поверхностном слое в этом случае максимальна. Поэтому, конвекция в условиях микрогравитации оказывается весьма чувствительной к характеру соприкосновения расплава и стенок технологической ампулы.

Таблица 1. Значения параметров, входящих в (2), для исследованных слитков

Уровень гравитации	$C_0, 10^{14} \text{ cm}^{-3}$		k_{eff}		$N_{AD}^0, 10^{15} \text{ cm}^{-3}$		q_0/l	
	S	W	S	W	S	W	S	W
μg	4	~ 11	0.8	~ 0.55	6	~ 8.0	0.09	~ 0.09
$1g_0$	3.55	~ 8.5	0.42	~ 0.95	0.6	~ 1.2	0.05	~ 25
$5g_0$	5.48	~ 3	0.27	~ 0.99	0.85	~ 0.85	0.17	~ 25

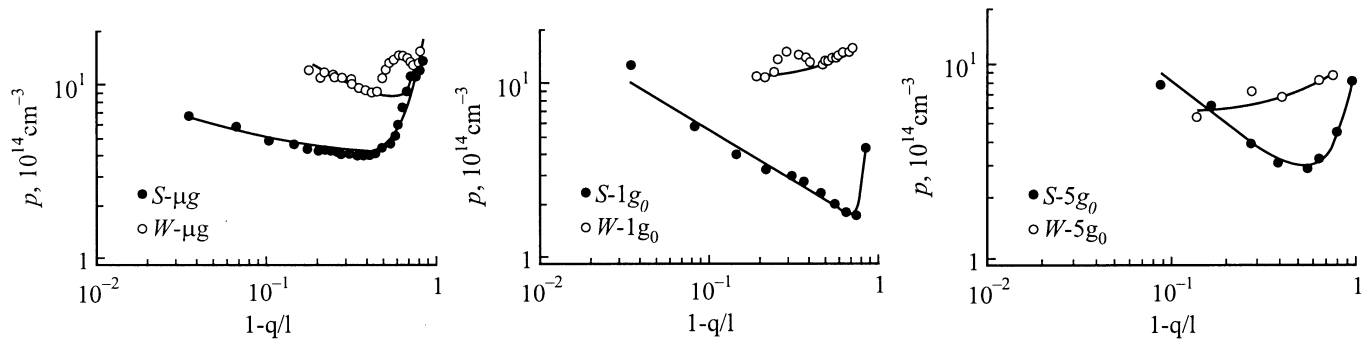


Рис. 5. Зависимость концентрации дырок от относительной доли затвердевшего расплава q/l в поликристаллах Те, выращенных с затравкой (S) и без затравки (W) при различных уровнях гравитации. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии — расчет по уравнению (2) с параметрами, приведенными в табл. 1.

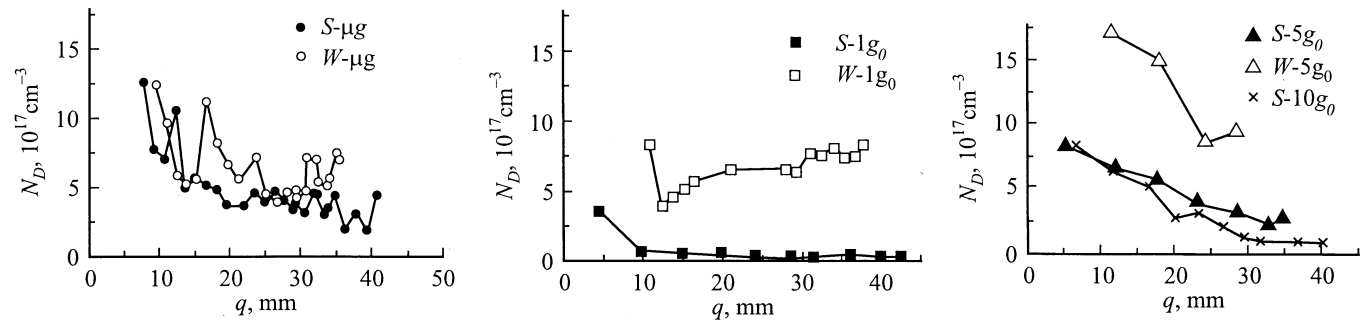


Рис. 6. Сопоставление значений концентрации дефектов N_D для образцов, выращенных при различных уровнях гравитации без затравки (W) и с затравкой (S). Значения N_D для образцов $S-5g$ и $S-10g$ рассчитаны по данным, опубликованным в [1].

Кристаллизация образцов $S-1g_0$ и $S-5g_0$ происходила в геометрии „подогрев сверху“. В этом случае в стандартном расплаве гравитационное перемешивание отсутствует. Однако для расплава теллура характерен минимум плотности вблизи точки затвердевания [10]. Эта аномалия связана с тем, что с понижением температуры расплава и приближением к T_m атомы теллура в первую очередь соединяются в цепочки, образуя жидкость молекулярного типа, что и понижает плотность расплава при одновременном аномальном повышении вязкости. Поэтому вблизи фронта кристаллизации появляются конвективные потоки гравитационного происхождения. Эта ситуация обсуждалась в [4]. При центрифугировании с сохранением направления оси ампулы вдоль вектора ускорения появляется другой фактор, значительно усиливающий конвективное перемешивание, — сила Кориолиса, направленная перпендикулярно оси ампулы [11]. В результате происходит значительное уменьшение k_{eff} (табл. 1).

Количественный анализ температурных зависимостей подвижности дырок, представленных на рис. 3, позволяет оценить вклад нейтральных дефектов в рассеяние дырок. В [12] зависимость обратной омической подвижности дырок от температуры $1/u_0 = f(1/T)$ для образцов, полученных в невесомости, была описана как результат действия трех факторов: 1) рассеяния на

фононах ($1/u_L \sim T^{3/2}$), преобладающего при температурах выше 30 К; 2) рассеяния на заряженных центрах ($1/u_i \sim T^{-3/2}/N_i$), доминирующего при низких температурах; 3) не зависящего от температуры рассеяния, которое ограничивает максимальное значение подвижности дырок. Эксперименты при $1g_0$ по влиянию отжига на характер зависимости $1/u_0$ от температуры показали, что это не зависящее от температуры рассеяние на нейтральных дефектах, при котором величина $1/u_D$ пропорциональна концентрации нейтральных дефектов N_D [13,14]. Характер зависимости $1/u_0(T)$ для образцов серии S и W соответствует этим представлениям.

Результирующая обратная подвижность может быть представлена в первом приближении формулой (правило Маттисена) [13]

$$\frac{1}{u_0} = \frac{1}{u_L} + \frac{1}{u_i} + \frac{1}{u_D} = AT^{3/2} + BN_iT^{-3/2} + CN_D. \quad (3)$$

Для образца $SC-\mu g$ в [12] по зависимости $1/u_0(T)$ были определены величины A и B , использованные в дальнейшем для определения $1/u_D$ и, следовательно, N_D в более дефектных образцах. В работе [12] были сопоставлены экспериментальные зависимости $1/u_0$ для образцов, полученных в условиях микрогравитации, с рассчитанными по (3). И использованные параметры и результаты вычислений N_D для частей II образцов $SC-\mu g$, $S-\mu g$

Таблица 2. Значения параметров в (3) для подвижности дырок в образцах, полученных в условиях микрогравитации

Образец	$A, 10^{-7}$ $\frac{V \cdot s}{cm^2 \cdot K^{3/2}}$	$B, 10^{-19}$ $V \cdot s \cdot cm \cdot K^{3/2}$	$N_i, 10^{14}$ cm^{-3}	$CN_D,$ $\left(\frac{cm^2}{V \cdot s}\right)^{-1}$	$N_D,$ cm^{-3}
<i>SC-μg</i> (II)	3	4.9	4.1	$9.3 \cdot 10^{-6}$	$7.7 \cdot 10^{15}$
<i>S-μg</i> (II)	3	4.9	5.6	$7.6 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{17}$
<i>W-μg</i> (II)	3	4.9	18	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{17}$

и *W-μg* приведены в табл. 2. При этом учитывалось конкретное значение N_i для каждого образца, принятое равным холловской концентрации дырок при 77 К и не зависящее от температуры, т.е. изменялся только один параметр CN_D .

Используя формулу из [14], можно по экспериментальным данным, приведенным на рис. 2, рассчитать распределение N_D для всех образцов. Результаты представлены на рис. 6. Видно, что N_D уменьшается по мере удаления от точки начала кристаллизации. Сравнительные вычисления N_D дают следующие значения: для монокристалла, полученного методом Чохральского (после отжига при 320°C в течение 120 h), — $4 \cdot 10^{14} cm^{-3}$, для образца, выколотого из слитка, полученного зонной плавкой (*L-1*), — $6 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, после первой ступени отжига при 370°C в течение 5 h — $1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, а после второй пятичасовой ступени — $4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$.

Однако в образце *W-μg* наблюдается немонотонное уменьшение N_D по длине слитка, что можно связать с переходом к кристаллизации из переохлажденного состояния в условиях „эффекта отрыва“. Это подтверждают и приведенные выше данные рентгенотопографического исследования размеров микрозерен. Согласно модели [15], „эффект отрыва“ возникает в области мениска, смежной с фронтом кристаллизации. В этой области вследствие „эффекта отрыва“ условия конвекции Марангони меняются и происходит изменение сегрегации примеси и ориентации кристаллитов по сравнению с теми участками, где расплав касается стенок ампулы. В точках касания ось C_3 микроскопических зерен преимущественно направлена перпендикулярно внутренним стенкам ампулы (как и в случае роста вискерев теллура из газовой фазы). Таким образом, колебание сопротивления вдоль такого слитка может быть приписано увеличению в области контакта с ам-

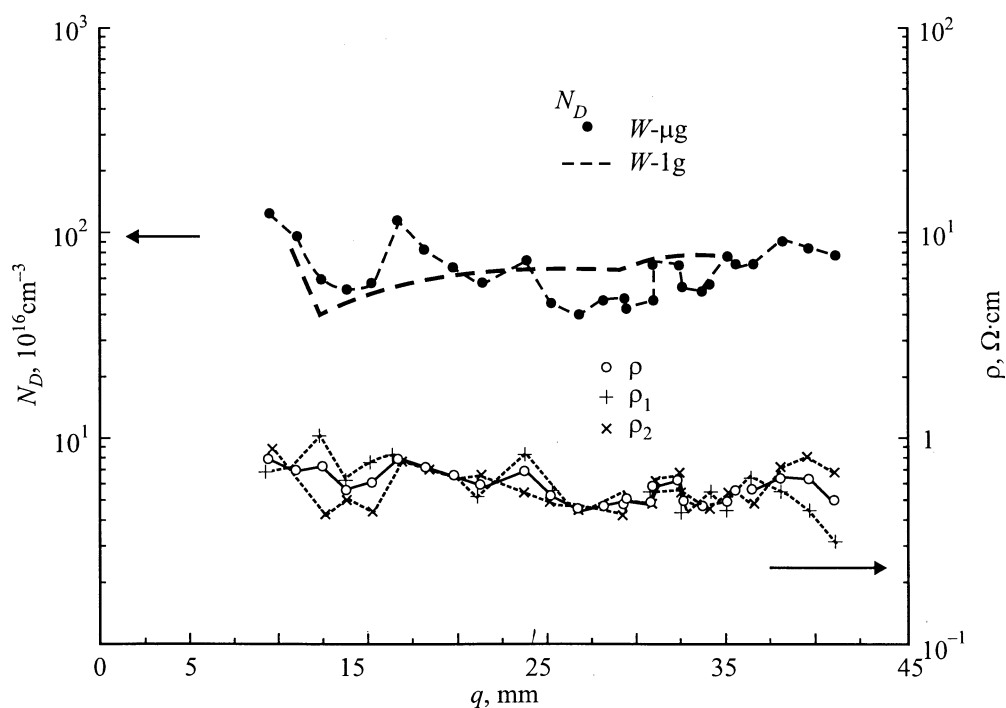


Рис. 7. Модуляция концентрации дефектов N_D вдоль образцов *W-μg* и *W-1g*, вычисленной по величине подвижности дырок при 77 К, и профиль электрического сопротивления ρ при 300 К образца *W-μg*, полученный путем усреднения результатов измерений с двух противоположных сторон образца — ρ_1 и ρ_2 .

пулой роли границ зерен, перпендикулярных току, и анизотропии проводимости Те ($\sigma_{33} \cong 2\sigma_{\perp}$ [2,3]). Это подтверждается наблюдаемой корреляцией профиля N_D , рассчитанного при 77 К, с профилем $\rho(300\text{ К})$, когда рассеяние носителей заряда на фонах преобладает над рассеянием на точечных дефектах (рис. 7). Такие особенности не наблюдались в слитках, выращенных при $g \geq 1g_0$, когда расплав в области фронта кристаллизации всегда касается стенок ампулы.

Таким образом, микрогравитация открывает возможность получения микрокристаллических структур, состоящих из анизотропных зерен.

Исследование образцов теллура, полученных методом направленной кристаллизации в условиях микрогравитации на космической станции „Мир“, в нормальных условиях при $1g_0$ и при $5g_0$ на центрифуге ЦФ-18, показало следующее.

1) Исключительно высокая чувствительность электрических свойств Те при низких температурах к наличию нейтральных и электрически активных собственных дефектов и примесей позволяет определить профили примеси и дефектов вдоль исследуемых слитков на уровне 10^{-5} at.%, что не может быть достигнуто другими методами.

2) Концентрация дырок в начальной части всех исследованных слитков Те уменьшается, что не соответствует зависимости при нормальной кристаллизации и связано с уменьшением концентрации электрически активных собственных дефектов N_{AD} по мере кристаллизации слитка. Наблюдаемый профиль распределения акцепторов во всех образцах удалось количественно представить одним выражением, учитывающим начальный экспоненциальный спад концентрации собственных дефектов и перераспределение в процессе направленной кристаллизации акцепторной примеси для случая частичного перемешивания с эффективным коэффициентом сегрегации $k_{\text{эф}}$.

3) Подвижность дырок при низкой температуре в поликристаллических образцах, полученных в условиях микрогравитации, оказалась на порядок меньше, чем в частично переплавленном в космосе монокристалле в условиях „эффекта отрыва“ от стенок ампулы. Это указывает на определяющую роль нейтральных дефектов в рассеянии дырок в поликристаллических образцах. Оценочная концентрация дефектов для поликристаллов $N_D \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Данные о температурной зависимости подвижности для всех образцов удалось количественно описать, учитывая температурно-зависимое рассеяние дырок на ионах и на акустических фонах, а также не зависящее от температуры рассеяние на нейтральных примесях.

4) Полная переплавка Те при микрогравитации без затравки сопровождается переохлаждением расплава с последующим спонтанным зародышеобразованием, что приводит к однородной микрокристаллической структуре с разной ориентацией кристаллитов ($\sim 5 \mu\text{m}$) в конце слитка.

Контакт расплава со стенками ампулы в отдельных точках („эффект отрыва“) влияет на ориентацию образующихся в этих точках кристаллитов и, следовательно, приводит к модуляции сопротивления и подвижности вдоль слитка из-за разного удельного сопротивления Те в различных кристаллических направлениях.

Список литературы

- [1] L.L. Regel', I.V. Vidensky, A.V. Mikhailov, A.M. Turchaninov, R.V. Parfeniev, I.I. Farbstein, N.K. Shul'ga, B.T. Melekh. In: Proc. of the Int. Astronautical Congress. Innsbruck, Austria, (IAF-86-283). Pergamon, N. Y. (1986).
- [2] P. Grosse. Die Festk rperigenschaften von Tellur. Springer Tracts in Modern Physics (1969). P. 48.
- [3] Landolt-Börnstein. Group 3. Vol. 17. Subvol.: Physics of Non-Tetrahedrally Bonded Elements and Binary Compounds I / Ed. O. Madelung. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N. Y.-Tokyo (1983).
- [4] L.L. Regel', A.M. Turchaninov, R.V. Parfeniev, I.I. Farbshtein, N.K. Shul'ga, S.V. Nikitin, S.V. Yakimov. J. Phys. III (France) **2**, 3, 373 (1992).
- [5] Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн, И.Л. Шульпина, С.В. Якимов, В.П. Шалимов, А.М. Турчанинов, А.И. Иванов, С.Ф. Савин. ФТТ **42**, 2, 238 (2000).
- [6] R.V. Parfeniev, I.I. Farbstein, S.V. Yakimov, V.P. Shalimov, A.M. Turchaninov. Proc. Joint 10th European and 5th Russian Symp. on Physical Sciences in Microgravity. St. Petersburg, Russia (1997). Vol. 2. P. 56.
- [7] И.И. Фарбштейн. Автореф. канд. дис. Иститут полупроводников АН СССР, Л. (1965).
- [8] H. Rodot, L.L. Regel', A.M. Turchaninov. J. Crystal Growth **104**, 280 (1990).
- [9] В.С. Авдеевский, С.Д. Гришин, Л.В. Лесков. Научные чтения по авиации и космонавтике, 1980 г. Наука, М. (1981). С. 15–24.
- [10] А.Р. Регель, В.М. Глазов. Физические свойства электронных расплавов. Наука, М. (1980).
- [11] W.A. Arnold, Ph.D. Thesis. Clarkson University, Potsdam, N. Y. (1994).
- [12] R.V. Parfeniev, I.I. Farbshtein, S.V. Yakimov, V.P. Shalimov, A.M. Turchaninov. Acta Astronautica **48**, 2–3, 87 (2001).
- [13] И.И. Фарбштейн, А.М. Погарский, С.С. Шалыт. ФТТ **7**, 8, 2383 (1965).
- [14] C. Erginsoy. Phys. Rev. **79**, 1013 (1950).
- [15] L.L. Regel', W.R. Wilcox. Microgravity Sci. Technol. **14**, 152 (1999).