

УДК 532.6:533.1/7:536-3:53.08:544.2: 54-14/-16: 548.3/5:54.03

РОСТ КРИСТАЛЛОВ ЛИНЕЙНЫХ АЦЕНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ЭНТАЛЬПИИ СУБЛИМАЦИИ В УСЛОВИЯХ ПАРОВОГО ФИЗИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА

© 2022 г. В. А. Постников^{1,*}, А. А. Кулишов¹, Г. А. Юрасик¹, П. В. Лебедев-Степанов¹¹Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

*E-mail: postva@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.11.2021 г.

После доработки 15.12.2021 г.

Принята к публикации 15.12.2021 г.

Представлены результаты выращивания из паровой фазы кристаллов нафталина, антрацена и тетрацена сантиметрового масштаба. Предложен изотермический термогравиметрический способ определения энтальпии сублимации в процессе роста кристаллов в условиях классического метода парового физического транспорта. Расчет энтальпии сублимации проведен с помощью полученного приближенного уравнения для температурной зависимости интенсивности потока возгоняющихся с поверхности твердого тела молекул в квазистационарном режиме. Для исследуемых линейных аценов в малых интервалах температур определены значения энтальпии сублимации: для нафталина — 71 ± 2 кДж/моль (328–353 К), для антрацена — 96 ± 3 кДж/моль (423–458 К) и для тетрацена — 124 ± 11 кДж/моль (513–573 К). Установленные значения хорошо согласуются с литературными экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0023476122040130

ВВЕДЕНИЕ

Метод парового физического транспорта (ПФТ) является наиболее эффективным для выращивания монокристаллов сантиметрового масштаба (0.2–2 см) плохо растворимых сопряженных полупроводниковых органических молекул. За счет особенностей условий ростовой среды (градиентное поле температур, слабый поток инертного газа) данный метод в наиболее короткие сроки позволяет получать высокочистые кристаллы с максимально высоким структурным совершенством в сравнении с растворными методами в случае низкой растворимости вещества [1–3]. Кроме того, важным преимуществом метода ПФТ перед растворными техниками в синтезе кристаллов является высокая степень продуктивности расхода порой весьма дорогостоящего вещества.

При анализе процессов образования и роста кристаллов из паровой фазы одной из ключевых термодинамических величин, выполняющих роль меры энергии взаимодействия между ближайшими соседями, является энтальпия сублимации ΔH_s [4]. Для определения данной величины в настоящее время существует ряд методов: калориметрический [5, 6], эффузионный Кнудсена [7, 8], манометрический [9, 10], кварцевого резонатора [11], газового насыщения [12, 13], термогравиметрический [14, 15] и метод потока инерт-

ного газа [16]. Последний из указанных методов стоит отметить как наиболее близкий к методу ПФТ в отношении условий и особенностей массообмена. К сожалению, для большинства исследовательских групп, работающих над изучением роста и свойств кристаллов новых практически не изученных веществ, данные методики зачастую малодоступны. В этой связи возникает вопрос: возможно ли установить энтальпию сублимации органического однокомпонентного кристалла по значительно упрощенной схеме на основании статических термогравиметрических измерений в условиях метода ПФТ — в стационарном слабом потоке инертного газа, обуславливающего вместе с градиентом температуры массоперенос возгоняющихся молекул внутри ростовой трубы от источника вещества к зоне роста кристаллов?

Данная работа посвящена анализу модели массопереноса испаряющихся молекул, находящихся в равновесии над поверхностью собственного кристаллического материала в инертной атмосфере в близких к нормальным условиям. На примере хорошо известных веществ из семейства линейных аценов — нафталина, антрацена и тетрацена представлены экспериментальные результаты исследования роста и структуры кристаллов и температурной зависимости интенсивности по-

тери массы кристаллического вещества при изотермической выдержке в условиях ПФТ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Материалы. Для исследований использовали нафталин (99%), антрацен (99%) и тетрацен (98%) производства Sigma-Aldrich. В качестве инертного газа для продувки ростовой трубы в процессе роста кристаллов использовали азот (марки 6) производства НИИ КМ (Москва).

Рост кристаллов и анализ потери массы вещества при возгонке. Установка для выращивания кристаллов методом ПФТ в градиентном температурном поле была изготовлена по классической схеме [1, 2]. Внутренний диаметр ростовой кварцевой трубы — 19 мм. В ходе экспериментов ростовую трубу продували слабым потоком азота со скоростью ~ 0.2 л/ч. Управление потоком инертного газа в ростовой трубе осуществляли с помощью контроллера-расходомера РРГ-12 с внешним интерфейсом управления РРГ-К (Элточприбор, Зеленоград). Управление и контроль температуры в районе источника осуществляли с помощью термоконтроллера Термодат-16К6 (“Системы контроля”, Пермь). Погрешность автоматического задания температуры в окрестности источника $\delta < 0.5$ К. Источник вещества располагали внутри коммерческой стеклянной вials объемом 2 мл с диаметром выходного отверстия 5.9 мм, внутрь которой однородным слоем насыпали исследуемый кристаллический материал в виде порошка массой 50–100 мг. Совокупная погрешность задания температуры источника не превышает 1.5 К. Массу источника с веществом перед началом и по окончании эксперимента определяли на аналитических весах AUW-220D (Shimadzu) с пределом допустимой погрешности ± 0.1 мг (класс точности по ГОСТ 24104–I). Время каждого ростового эксперимента было фиксированным: 4 ч для нафталина и 5 ч для антрацена и тетрацена. Для каждой температуры, заданной в районе источника вещества, было проведено по три опыта. Толщину кристаллических пленок и пластин определяли с помощью конфокального микроскопа Olympus LEXT OLS 3100.

Рентгеноструктурный анализ. Структура наиболее крупных монокристаллических пленок и пластин исследована на порошковом рентгеновском дифрактометре Miniflex 600 (Rigaku, Япония). Излучение $\text{CuK}\alpha$, $\lambda = 1.54178$ Å. Скорость записи 2 град/мин. Образцы кристаллов предварительно были зафиксированы на кварцевой подложке каплей воды или спирта и рентгенодифракционное отражение фиксировалось от наиболее развитой плоской поверхности кристаллов.

ВЫВОД СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗГОНКИ ВЕЩЕСТВА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Рассмотрим твердое тело, материал которого при данном давлении и температуре, не образуя жидкости, может иметь равновесие только с собственным насыщенным паром. Пусть данное тело помещено в газовую среду при условиях, близких к нормальным, и пусть при этом давление насыщенных паров данного вещества много меньше давления несущего инертного газа. Тогда, если в окружающей среде парциальное давление данного материала меньше насыщенного, с поверхности тела происходит возгонка пара. Если давление пара в среде больше насыщенного, происходит сублимация твердого тела из пара и увеличение его объема.

В квазистационарном приближении текущее распределение объемной концентрации пара $n(x, y, z)$ описывается уравнением Лапласа $\nabla^2 n = 0$, а плотность потока испарения — законом Фика $\mathbf{j} = -D\nabla n$, где D — коэффициент диффузии пара в газовой среде. Граничные условия, установленные Максвеллом, таковы: на поверхности тела S концентрация пара равна концентрации насыщенного пара n_s , а на большом удалении от тела — некоторому значению n_∞ . Количество молекул, испаренное с поверхности в единицу времени, дается интегралом плотности потока по поверхности тела

$$I = \oint_S \mathbf{j} dS = D(n_s - n_\infty)F(S), \quad (1)$$

где $F(S)$ — некоторая функция, определяемая только геометрией твердого тела. Так, в случае если твердое тело имеет вид полусферы, лежащей своей плоской стороной на плоской подложке, $F = 2\pi R$, где R — радиус полусферы ([17] с. 375).

Согласно молекулярно-кинетической теории газов выражение для коэффициента диффузии малой примеси газа, состоящего из одного сорта молекул, имеет вид ([18] с. 145):

$$D = \frac{vl}{3}, \quad (2)$$

где $v = (2k_B T / \mu)^{1/2}$ — средняя относительная скорость соударения молекул примеси и несущего газа (внешней атмосферы), μ — приведенная масса сталкивающихся частиц, k_B — постоянная Больцмана, $l = 1/(n_0 \sigma)$ — средняя длина свободного пробега молекул пара в несущем газе (предполагается, что концентрация пара много меньше концентрации несущего инертного газа, $n_s \ll n_0$), σ — сечение столкновения молекулы пара с молекулами несущего газа. Так как постоянное давление несущего газа $p = n_0 k_B T$, то температурная зависимость длины свободного пробега

определяется формулой $l = k_B T / p\sigma$. При этом предполагаем, что сечение столкновений пренебрежимо мало зависит от температуры. В этом приближении

$$D = \frac{\sqrt{2}(k_B T)^{3/2}}{3p\sigma\sqrt{\mu}}. \quad (3)$$

Давление насыщенного пара над поверхностью источника вещества как функция температуры определяется формулой ([19] с. 295):

$$P^* = AT^{(c_p - c)/R} \exp(-\Delta H_{S,0}/RT), \quad (4)$$

где A — постоянная, c_p — изобарная молярная теплоемкость пара, c — теплоемкость твердого тела, $\Delta H_{S,0}$ — энтальпия возгонки или сублимации при температуре 0 К. Энтальпия сублимации при произвольной температуре T при этом дается формулой ([19] с. 295):

$$\Delta H_S \approx \Delta H_{S,0} + (c_p - c)T. \quad (5)$$

Допустим, что в условиях эксперимента $n_s \gg n_\infty$, так что в формуле (1) концентрацией пара на удалении от испаряющегося тела можно пренебречь. Подставляя (3) и (4) в (1), получаем скорость испарения твердого тела как функцию температуры:

$$I = \frac{A\sqrt{2k_B}}{3p\sigma\sqrt{\mu}} T^{(c_p - c)/R + 1/2} \exp(-\Delta H_{S,0}/RT) F(S). \quad (6)$$

Если константу эксперимента обозначить как

$$C = \frac{A\sqrt{2k_B}}{3p\sigma\sqrt{\mu}} F(S), \quad (7)$$

то выражение (6) принимает вид

$$I = CT^{(c_p - c)/R + 1/2} \exp(-\Delta H_{S,0}/RT). \quad (8)$$

С учетом того, что количество молекул, испаренное в единицу времени, равно $I = \Delta m / (M\tau)$ (Δm — величина потери массы навески, τ — длительность опыта), экспериментальное измерение $I(T)$ позволяет найти энтальпию сублимации при нулевой температуре по температурной зависимости (8) и пересчитать ее к температуре эксперимента по формуле (5).

Для обработки данных удобнее преобразовать (8) к виду

$$\ln I = \ln C + (0.5 + (c_p - c)/R) \ln T - \frac{\Delta H_{S,0}}{RT}. \quad (9)$$

Перейдем в уравнении (9) к координате $x = T^{-1}$. Тогда

$$\ln I = \ln C - (0.5 + (c_p - c)/R) \ln x - \frac{\Delta H_{S,0}x}{R}. \quad (10)$$

Если измерения проводятся в узком диапазоне температур $[T_0, T_0 + \Delta T]$, так что $\Delta T \ll T$, а также,

следовательно, $|\Delta x| \ll |x|$, логарифм можно разложить в ряд Тейлора, ограничившись линейным членом по приращению x :

$$\ln x \approx \ln x_0 + \frac{\Delta x}{x_0} = \ln x_0 + \frac{x}{x_0} - 1.$$

Тогда

$$\ln I \approx \ln C - (0.5 + (c_p - c)/R)(\ln x_0 - 1) - \left(\frac{\Delta H_{S,0}}{R} + \frac{c_p - c + 0.5R}{Rx_0} \right) x. \quad (11)$$

Далее с учетом (5) замечаем, что энтальпия сублимации при температуре T_0 дается формулой

$$\Delta H_{S,0} + \frac{c_p - c}{x_0} = \Delta H_S(T_0), \quad (12)$$

откуда

$$\ln I \approx \ln C - (-0.5 + (c_p - c)/R)(\ln x_0 - 1) - \left(\frac{\Delta H_S(T_0)}{R} + \frac{0.5}{x_0} \right) x. \quad (13)$$

Выражение (13) можно переписать в виде

$$\ln I \approx \text{const} - \left(\frac{\Delta H_S(T_0)}{R} + 0.5T_0 \right) \frac{1}{T} = A - \frac{B}{T}, \quad (14)$$

где

$$\text{const} = A = \ln C + (0.5 + (c_p - c)/R)(\ln T_0 + 1). \quad (15)$$

Таким образом, построив график зависимости $\ln I$ от T^{-1} , который в малом диапазоне температур $[T_0, T_0 + \Delta T]$ будет близок к прямой, можно найти энтальпию сублимации в начале интервала температур $\Delta H_S(T_0)$ по формуле (14).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рост кристаллов. На рис. 1 в качестве примера представлены образцы кристаллов исследуемых веществ, выращенных из паровой фазы.

Кристаллы нафталина на рис. 1а были сформированы естественным образом на стенках пластмассового сосуда с веществом в ходе его хранения при 0°C. Как видно, кристаллы длиной до 5 мм — по форме выпуклые с наличием некоторой огранки. В расположенной на нагревательной плитке при температуре 40–50°C закупоренной стеклянной вials с мелкокристаллическим веществом на дне в течение несколько часов на подвешенной под крышкой нитке можно вырастить пластинчатые ограненные кристаллы нафталина длиной до 10 мм и толщиной до 1 мм (рис. 1б).

На рис. 1в представлен наиболее крупный из полученных монокристаллов антрацена (под УФ-освещением), выращенный в условиях ПФТ в течение 12 ч при температуре источника с веще-

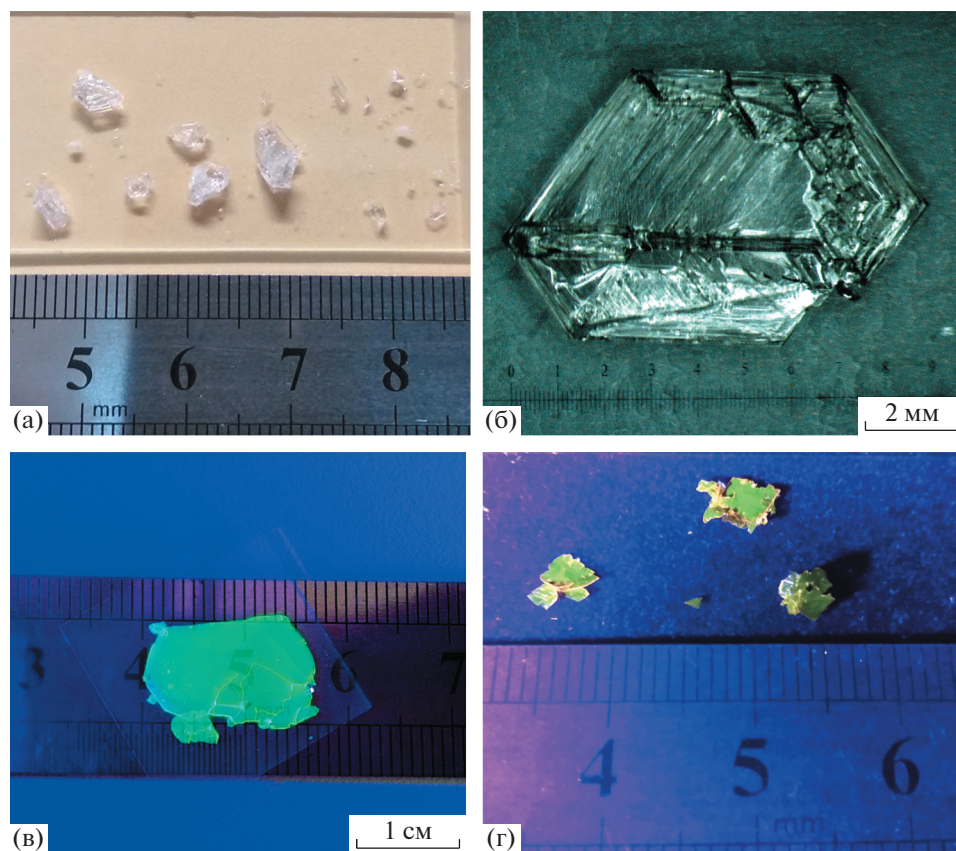


Рис. 1. Кристаллы нафталина (а, б), антрацена (в) и тетрацена (г) (кристаллы антрацена и тетрацена под УФ-освещением).

ством 150°C. Как показали исследования, данная температура является оптимальной для получения наиболее крупных кристаллических образцов антрацена. Длина кристалла 17 мм при толщине не более 500 мкм. Дальнейший рост кристалла был ограничен размерами ростового пространства. Как видно, сбоку кристалл частично огранен (слева), однако в основном форма боковых граней округлая.

На рис. 1г представлены образцы кристаллических пленок тетрацена (под УФ-освещением), выращенные в течение 72 ч при температуре источника с веществом 215°C. Наиболее крупные образцы кристаллов достигали 5 мм в длину при толщине 10–30 мкм. Зачастую из-за малой толщины кристаллические пленки тетрацена изогнуты.

Таким образом, с увеличением длины сопряженной линейной молекулы для выращивания кристаллов сантиметрового масштаба значительно возрастает период роста, а их форма при этом приобретает более высокую степень анизотропии.

Рентгеноструктурный анализ. При комнатной температуре структура кристаллов нафталина и

антрацена характеризуется моноклинной симметрией $P2_1/a$, а тетрацена – триклинной $P\bar{1}$ [20–22]. Рентгеновские дифрактограммы плоских монокристаллов нафталина, антрацена и тетрацена, полученные при отражении от основной грани, приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, спектр дифракционных рефлексов для исследуемых веществ представляет собой набор узких пиков, положение которых приблизительно кратно положению соответствующего первого максимума (табл. 1). Согласно [20–22], наблюдаемая дифракционная картина для кристаллов исследуемых аценов соответствует отражению от семейства плоскостей (00 l) и характеризует высокое совершенство структуры. Сведения по кристаллической структуре и рассчитанные по уравнению Вульфа–Брэгга межплоскостные расстояния d_{00l} вместе с соответствующими литературными значениями приведены в табл. 1. Для сравнения там же приведены значения длины молекул l_n . Как видно, установленные в наших условиях значения межплоскостных расстояний d_{00l} хорошо согласуются с данными для исследуемых веществ в [20–22].

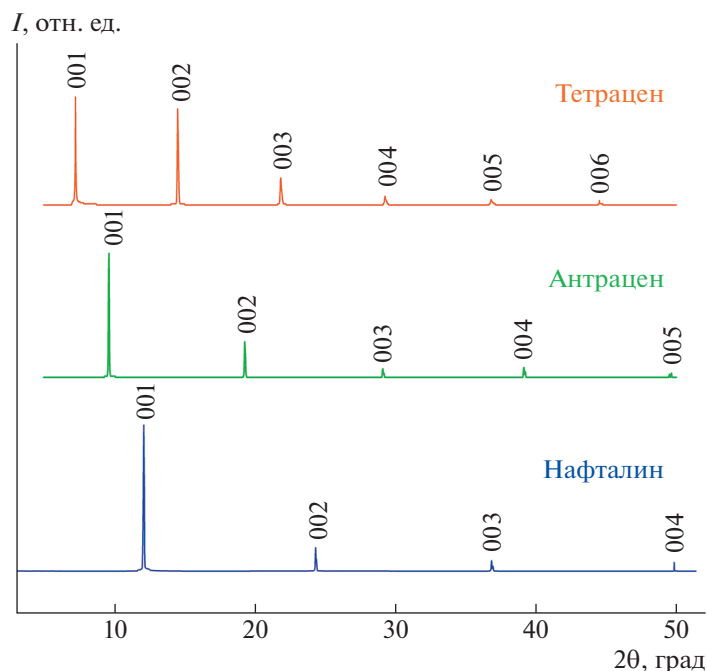


Рис. 2. Рентгенограммы плоских монокристаллов линейных аценов.

Изотермическая термогравиметрия и определение энтальпии сублимации. Графики зависимости логарифма интенсивности потери массы источника вещества от обратной температуры для исследуемых линейных аценов представлены на рис. 3. Стрелками на графиках нафталина и антрацена отмечены положения точек при соответствующих температурах плавления 353 и 491 К.

Как видно, для нафталина в интервале 328–353 К зависимость $\ln(I) = f(T^{-1})$ наиболее близка к линейной ($R^2 = 0.996$), а выше температуры плавления для жидкой фазы точки следуют более круто вверх по нелинейной траектории.

Для антрацена в исследованной области температур наилучшая сходимость точек к линейной зависимости достигается на интервале 423–458 К ($R^2 = 0.995$). При более высоких температурах твердой фазы антрацена вплоть до точки плавления, как видно, траектория $\ln(I) = f(T^{-1})$ значи-

тельно выполаживается, а при переходе в расплавленное состояние так же круто уходит вверх. Выполаживание зависимости вблизи температуры плавления, возможно, связано со спеканием порошкообразного материала, что приводит к снижению удельной поверхности твердой фазы и, соответственно, уменьшению потока испаряющихся молекул.

Для тетрацена в исследованной области температур наилучшее приближение к линейной зависимости достигается на интервале 513–573 К ($R^2 = 0.992$).

Результаты аппроксимации экспериментальных данных по формуле (14) и определенные значения величины энтальпии сублимации $\Delta H_{s,T}$ для нафталина, антрацена и тетрацена в соответствующих температурных интервалах с наилучшей сходимостью к линейной зависимости представлены в табл. 2. Для пересчета величин энтальпии

Таблица 1. Параметры кристаллической структуры исследуемых линейных аценов

Вещество	$2\theta_1$, град	Симметрия, пр. гр., Z	l_n , Å	d_{00l} , Å		D , г/см ³
				эксперимент	литература	
Нафталин	12.12	Моноклинная, $P2_1/a$, 2	6.6	7.3	7.3 [19]	1.183 [20]
Антрацен	9.62	Моноклинная, $P2_1/a$, 2	9.0	9.2	9.20 [20]	1.251 [21]
Тетрацен	7.26	Триклинная, $P\bar{1}$, 2	11.7	12.2	12.23 [21]	1.266 [22]

Примечание. $2\theta_1$ — угол, соответствующий положению первого максимума в спектре рентгенодифракционных отражений; l_n — длина молекулы; d_{00l} — межплоскостное расстояние для семейства плоскостей (00 l); D — рентгенографическая плотность кристаллов.

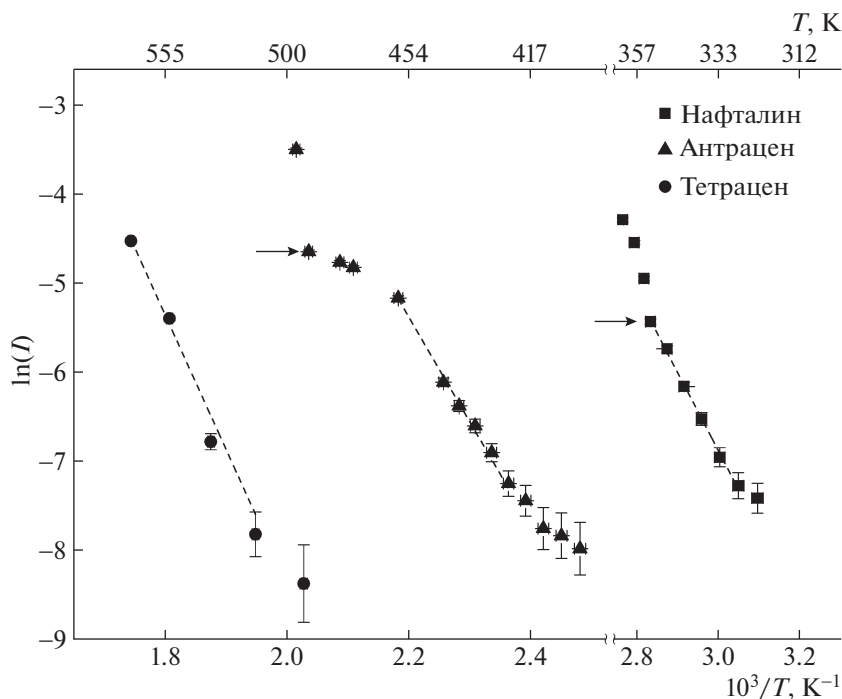


Рис. 3. Зависимость интенсивности потери массы источника вещества от обратной температуры для нафталина, антрацена и тетрацена.

сублимации при 298 К были использованы данные по температурным зависимостям изобарной молярной теплоемкости для нафталина [23], антрацена [24] и тетрацена [25]. Полученные значения $\Delta H_{s,298}$ представлены в табл. 2. Справа для сравнения приведены литературные экспериментальные сведения по энтальпии сублимации исследуемых веществ, определенные в близких температурных интервалах. Как видно, полученные в работе результаты хорошо согласуются с опубликованными значениями для исследуемых линейных аценов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты свидетельствуют о высокой эффективности метода парового физического транспорта в выращивании органических полупроводниковых кристаллов сантиметрового масштаба, в частности тетрацена. Исследования показали, что при определенном оптимальном градиентном поле температур скорость роста и размеры кристаллов достигают максимальных значений. По мере увеличения длины молекулы заметно снижается скорость роста кристаллов и растет анизотропия их формы, которая, как правило, имеет вид пластинок (нафталин, антрацен) или пленок (тетрацен). По данным рентгеноструктурного анализа выращенные плоские кристаллы сантиметрового масштаба сформированы

в ориентации плоскости (001) и характеризуются высоким структурным совершенством.

Анализ процесса возгонки вещества с поверхности кристаллического материала в квазистационарном приближении для малых температурных интервалов позволил получить аналитическую линейную зависимость логарифма интенсивности потери массы образца от обратной температуры, где в качестве коэффициента пропорциональности с небольшой поправкой выступает величина энтальпии сублимации. Полученная зависимость в условиях ПФТ хорошо согласуется с экспериментальными результатами для исследованных линейных аценов в соответствующих температурных интервалах: 328–353 К для нафталина, 423–458 К для антрацена и 513–573 К для тетрацена. Установленные значения энтальпии сублимации исследованных веществ находятся в хорошем согласии с данными, представленными в литературе. Отметим, что предложенный термogravиметрический метод в силу некоторых модельных допущений не претендует на статус высокоточного, но дает возможность сравнительно простой и доступной экспериментальной оценки величины энтальпии сублимации в условиях выращивания кристаллов по методу ПФТ путем определения потери массы навески, фиксирования температуры в окрестности источника вещества и длительности процесса, что может представлять большой интерес для исследовательских

Таблица 2. Экспериментальные данные и литературные сведения по энтальпии сублимации ΔH_S исследуемых линейных аценов

Вещество	Эксперимент				Литература		
	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>T</i> , К	$\Delta H_{S,T}/\Delta H_{S,298}$, кДж/моль	<i>T</i> , К	ΔH_S , кДж/моль	Источник
Нафталин	19.4 ± 0.7	8700 ± 200	328–353	$71 \pm 2/70 \pm 2$	328–398	76 ± 2	[5]
					298.15	71 ± 4	[6]
					263–343	72.5 ± 0.3	[9]
					270–353	72.5 ± 0.1	[10]
					293–331	72.3 ± 0.8	[11]
					327	72.8	[12]
					333	71.7	[13]
Антрацен	20.5 ± 0.7	$11\,700 \pm 300$	423–458	$96 \pm 3/92 \pm 3$	396–421	98 ± 2	[26]
					353–432	101.0 ± 0.5	[27]
					353–399	94.3	[28]
					423–488	94.5	[29]
					340–360	98.8 ± 0.4	[8]
					339–399	97.6 ± 1.3	[30]
					320–355	97.9 ± 0.6	[31]
Тетрацен	22 ± 3	$15\,000 \pm 1000$	513–573	$124 \pm 10/121 \pm 10$	433–483	132.7 ± 2.5	[32]
					433–493	128.9	[33]
					377–477	125 ± 4	[34]
					313–453	126.5	[13]
					386–472	126 ± 9	[35]
					399–430	125 ± 3	[31]

групп, изучающих кристаллизацию новых и малоизученных органических молекул.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН с использованием оборудования ЦКП “Структурная диагностика материалов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Laudise R.A., Kloc C., Simpkins P.G., Siegrist T.* // J. Cryst. Growth. 1998. V. 187. P. 449. [https://doi.org/10.1016/S0022-0248\(98\)00034-7](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(98)00034-7)
2. *Postnikov V.A., Sorokina N.I., Lysnikova M.S. et al.* // Crystals. 2020. V. 10. P. 363. <https://doi.org/10.3390/cryst10050363>
3. *Постников В.А., Кулишов А.А., Борщев О.В. и др.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2021. № 1. С. 28. <https://doi.org/10.31857/s1028096021010131>
4. *Постников В.А., Кулишов А.А., Лясникова М.С. и др.* // Журн. физ. химии. 2021. Т. 95. С. 1101. <https://doi.org/10.31857/S0044453721070220>
5. *Murray J.P., Cavell K.J., Hill J.O.* // Thermochim. Acta. 1980. V. 36. P. 97. [https://doi.org/10.1016/0040-6031\(80\)80114-6](https://doi.org/10.1016/0040-6031(80)80114-6)
6. *Torres-Gómez L.A., Barreiro-Rodríguez G., Galarza-Mondragón A.* // Thermochim. Acta. 1988. V. 124. P. 229. [https://doi.org/10.1016/0040-6031\(88\)87025-4](https://doi.org/10.1016/0040-6031(88)87025-4)
7. *Knudsen M.* // Ann. Phys. 1909. V. 333. P. 999. <https://doi.org/10.1002/andp.19093330505>
8. *Ribeiro da Silva M.A.V., Monte M.J.S., Santos L.M.N.B.F.* // J. Chem. Thermodyn. 2006. V. 38. P. 778. <https://doi.org/10.1016/j.jct.2005.08.013>
9. *Ambrose D., Lawrenson I.J., Sprake C.H.S.* // J. Chem. Thermodyn. 1975. V. 7. P. 1173. [https://doi.org/10.1016/0021-9614\(75\)90038-5](https://doi.org/10.1016/0021-9614(75)90038-5)
10. *de Kruif C.G., Kuipers T., van Miltenburget J.C. et al.* // J. Chem. Thermodyn. 1981. V. 13. P. 1081. [https://doi.org/10.1016/0021-9614\(81\)90006-9](https://doi.org/10.1016/0021-9614(81)90006-9)
11. *Glukhova O.T., Arkhangelova N.M., Teplitsky A.B. et al.* // Thermochim. Acta. 1985. V. 95. P. 133. [https://doi.org/10.1016/0040-6031\(85\)80041-1](https://doi.org/10.1016/0040-6031(85)80041-1)
12. *Grayson B.T., Fosbraey L.A.* // Pestic. Sci. 1982. V. 13. P. 269. <https://doi.org/10.1002/ps.2780130308>
13. *Nass K., Lenoir D., Kettrup A.* // Angew. Chemie Int. Ed. English. 1995. V. 34. P. 1735. <https://doi.org/10.1002/anie.199517351>

14. *Shalev O., Shtein M.* // Org. Electron. 2013. V. 14. P. 94.
<https://doi.org/10.1016/j.orgel.2012.09.033>
15. *Ralys R.V., Yablonsky G.S., Slobodov A.A.* // Sci. Tech. J. Inf. Technol. Mech. Opt. 2015. V. 15. P. 1072.
<https://doi.org/10.17586/2226-1494-2015-15-6-1072-1080>
16. *Zielenkiewicz W., Perlovich G.L., Wszelaka-Rylik M.* // J. Thermal Anal. Calorim. 1999. V. 57. P. 225.
<https://doi.org/10.1023/A:1010179814511>
17. *Лебедев-Степанов П.В.* Введение в самоорганизацию и самосборку ансамблей наночастиц. М.: НИЯУ МИФИ, 2015. 304 с.
18. *Григорьев И.С., Мейлихов Е.З.* Физические величины: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
19. *Ландау Л.Д., Лифшиц ЕМ.* Статистическая физика. Ч. 1. (Теоретическая физика. Т. V). 5-е изд. М.: Физматлит, 2002. 616 с.
20. *Cruickshank D.W.J.* // Acta Cryst. 1957. V. 10. P. 504.
<https://doi.org/10.1107/s0365110x57001826>
21. *Brock C.P., Dunitz J.D.* // Acta Cryst. B. 1990. V. 46. P. 795.
<https://doi.org/10.1107/S0108768190008382>
22. *Robertson J.M., Sinclair V.C., Trotter J.* // Acta Cryst. 1961. V. 14. P. 697.
<https://doi.org/10.1107/s0365110x61002151>
23. *Chirico R.D., Knipmeyer S.E., Steele W.V.* // J. Chem. Thermodyn. 2002. V. 34. P. 1873.
[https://doi.org/10.1016/S0021-9614\(02\)00262-8](https://doi.org/10.1016/S0021-9614(02)00262-8)
24. *Goursot P., Girdhar H.L., Westrum E.F.* // J. Phys. Chem. 1970. V. 74. P. 2538.
<https://doi.org/10.1021/j100706a022>
25. *Fulem M., Laštovka V., Straka M. et al.* // J. Chem. Eng. Data. 2008. V. 53. P. 2175.
<https://doi.org/10.1021/je800382b>
26. *Stevens B.* // J. Chem. Soc. 1953. P. 2973.
<https://doi.org/10.1039/jr9530002973>
27. *Malaspina L., Gigli R., Bardi G.* // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. P. 387.
<https://doi.org/10.1063/1.1679817>
28. *Bender R., Bieling V., Maurer G.* // J. Chem. Thermodyn. 1983. V. 15. P. 585.
[https://doi.org/10.1016/0021-9614\(83\)90058-7](https://doi.org/10.1016/0021-9614(83)90058-7)
29. *Emmenegger F., Piccand M.* // J. Therm. Anal. Calorim. 1999. V. 57. P. 235.
<https://doi.org/10.1023/A:1010100531350>
30. *Siddiqi M.A., Siddiqui R.A., Atakan B.* // J. Chem. Eng. Data. 2009. V. 54. P. 2795.
<https://doi.org/10.1021/je9001653>
31. *Oja V., Chen X., Hajaligol M.R., Chan W.G.* // J. Chem. Eng. Data. 2009. V. 54. P. 730.
<https://doi.org/10.1021/je800395m>
32. *Fielding P.E., Mackay A.G.* // Aust. J. Chem. 1964. V. 17. P. 1288.
<https://doi.org/10.1071/CH9641288>
33. *Morris G.C.* // J. Mol. Spectrosc. 1965. V. 18. P. 42.
[https://doi.org/10.1016/0022-2852\(65\)90059-7](https://doi.org/10.1016/0022-2852(65)90059-7)
34. *Wakayama N., Inokuchi H.* // Bull. Chem. Soc. Jpn. 1967. V. 40. P. 2267.
<https://doi.org/10.1246/bcsj.40.2267>
35. *Oja V., Suuberg E.M.* // J. Chem. Eng. Data. 1998. V. 43. P. 486.
<https://doi.org/10.1021/je9702221>