

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ГРАФИТ-КАРБИН НА ИЗЛУЧАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ ГРАФИТОВЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ИХ НАГРЕВАНИИ ДО ТЕМПЕРАТУР 3000 К И БОЛЕЕ

И. И. Клиновский, В. В. Марковец

Объединенный институт высоких температур РАН
ул. Ижорская 13/19, Москва, 125412, Россия
E-mail: klimovskii@ihed.ras.ru

The preliminary analysis of multiple measurements of brightness temperature of carbon melting, heated up with u rate from 10 to 10^{10} K/sec level, revealed, that in the entire range of heating rates the above temperature values coincide with the true ones, provided that the emittance ε of the surfaces being heated is close to unity. At the same time, analysis of the identified emittance ε values for the pyrolytic graphite surfaces being heated, referred from measurement of reflectance ρ , revealed that ε value lies in the range of 0.67 to 0.74, depending on the type of graphite, within the temperature range varying from 2 000 to 3 000 K. Moreover, the values of $d\varepsilon/dT$ derivative depend on u level. Maximum $d\varepsilon/dT$ value can be achieved at heating times approximating to 1, that is at the times, correlating as to the order of magnitude, with the time of graphite conversion into carbone under temperatures near 8 000 K. The paper provides analysis of several pre-published results of measurements of emittance of graphite (pyrolytic graphite) samples, made by another authors, verifying, that in the vicinity of graphite-carbone phase transition (temperature levels 2 600–3 000 K) the emittance of the original graphite samples grows up to the values, which are close to unity. This, for instance, is confirmed by the results of observations of the surfaces of graphite electrodes constituent of low-current carbon atmospheric pressure arc during its burning.

Введение

Как известно, графит является одним из основных конструкционных материалов в атомной энергетике. Это обстоятельство в значительной степени объясняется тем, что, согласно общепринятым представлениям, графит является самым тугоплавким материалом с температурой и давлением в графитовой тройной точке графит – жидкий углерод – пар, равными примерно 5000 К и 100 бар (см., например, [1]). Однако начиная с 1978 г., и, особенно, в последнее время в печати появляется все большее число публикаций (см., например, [2–16]), согласно которым, при медленном нагревании графитовых образцов со скоростями u_h около 10 К/с и менее, начиная с температур около 2600 К, имеет место фазовый переход графит – карбин, причем при указанных скоростях нагрева температура и давление в карбоновой тройной точке (карбин – жидкий углерод – пар) составляют, соответственно, около 3800 К и 1 бар. То есть с учетом названного фазового перехода графит перестает быть самым высокотемпературным материалом, поскольку, например, температура плавления карбида гафния HfC составляет 4163 К [17]. Следовательно, возникает необходимость пересмотра возможностей графита как конструкционного материала, использующегося, например,

в атомной энергетике. Очевидно, что необходимость такого пересмотра будет тем очевиднее, чем больше конкретных признаков фазового перехода графит – карбин будет найдено в имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по исследованию углеродистых материалов в процессе их нагрева до температур 3800 К и более.

В предыдущих работах авторов [9, 10, 12, 16] в результате анализа экспериментальных данных по температуре плавления $T_{пл}$ углерода установлено, что эта температура зависит от скорости нагрева u_h . При $u_h < 10^1$ К/с $T_{пл} \approx 3800$ К, т. е. совпадает с температурой в тройной точке карбина (см. [2, 3]). При росте скорости нагрева от 10^3 до 10^7 К/с $T_{пл}$ увеличивается с 3800 до 4700 К. При $u_h > 10^8$ К/с $T_{пл}$ остается постоянной и составляет около 4800 К, т. е. близка к 5000 К — температуре, обычно отождествляемой с температурой в тройной точке графита [1]. При этом оказалось, что при $u_h > 10^2$ К/с истинные значения $T_{пл}$, рассчитанные по яркостным температурам, согласуются друг с другом и со значениями $T_{пл}$, измеренными другими способами, только при условии, что монохроматическая нормальная излучательная способность экспериментальных образцов (независимо от типа графита) близка к единице $\varepsilon_{\lambda}^h \approx 1$.



Решением редакционной коллегии Международного научного журнала «Альтернативная энергетика и экология» за статью «Влияние фазового перехода графит-карбин на излучательную способность графитовых образцов при их нагревании до температур 3000 К и более» Клиновский И. И. награжден Почетным Золотым дипломом.

Этот результат не согласуется с известными результатами стационарных измерений нормальной излучательной способности углеродных материалов (см., например, [18, 19]), осуществляемых, как правило, до температур, не сильно превышающих 3000 К. Экстраполяция этих результатов в область температур 3500–3800 К дает значения ε_{λ}^h существенно меньше 1. Поэтому основная цель данной работы — проверка вывода авторов [9, 10, 12, 16] путем систематизации имеющихся в настоящее время различных (прежде всего, нестационарных) результатов измерений излучательной способности разных графитовых материалов и выяснения причин, приводящих к тому, что для графитовых образцов, нагреваемых со скоростями $u_h > 10^2$ К/с, выполняется соотношение $\varepsilon_{\lambda}^h \leq 1$.

1. Сравнительный анализ излучательных характеристик вольфрамовых и графитовых образцов при скоростях нагрева 10^6 – $2 \cdot 10^7$ К/с

В работах [20–22] на одной установке были измерены калорические свойства вольфрама и графита в окрестности их точек плавления. В работе [20] измерена яркостная температура (на длине волн $\lambda = 0,65$ мкм) плавления вольфрамовой ленты лампы СИ 10-300, нагреваемой со скоростью около $2 \cdot 10^6$ К/с. Как отмечается в [20], измеренные значения яркостной температуры плавления вольфрама находятся в хорошем согласии с данными [23]. В экспериментах по измерению калорических свойств вольфрама [21] использовались вольфрамовые прутки круглого (диаметр 1 мм) или прямоугольного ($0,1$ – $0,3 \times 1$ – 2 мм²) сечений длиной 25 мм. Для определения истинной температуры монохроматическая нормальная излучательная способность вольфрама на указанной длине волн $\varepsilon_{0,65}^h$ в области температур до 2600 К $T_{пл}$ определялась путем экстраполяции результатов стационарных измерений в области температур 1200–2600 К [18]. Как отмечается в [21], значения $\varepsilon_{0,65}^h$, полученные путем экстраполяции, хорошо совпадают с результатами эксперимента [23], что позволяет использовать яркостный метод при определении истинной температуры поверхности вольфрамового образца вплоть до $T_{пл}$.

Одновременно с яркостной температурой в [21] измерялась цветовая температура поверхности вольфрамового образца. Для пересчета цветовой температуры в истинную также использовались данные [18], которые экстраполировались до $T_{пл}$ вольфрама. Согласно данным [21], значения истинных температур, пересчитанные из яркостной и цветовой, совпадали в пределах 1,5 % при максимальной температуре около 3600 К. Это лишний раз свидетельствует о том, что монохроматическая нормальная излучательная способность вольфрама не зависит от скорости нагрева в диапазоне скоростей от 0 до 10^7 К/с.

При определении калорических свойств углерода в работах [21, 22] использовались образцы, изготовленные из графита типа МПГ-6 с плотностью 1,7–1,8 г/см³ и пирографита плотностью около 2,1 г/см³. Образцы представляли собой стержни круглого (диаметром 1 мм для графита МПГ-6) или прямоугольного ($0,5$ – $1,0 \times 1,5$ мм² для пирографита) сечений длиной около 25 мм. При определении истинной температуры поверхности образцов использовался цветовой метод (длины волн 0,65 и 0,9 мкм). Кроме того, для пирографитовых образцов использовался яркостный метод измерения температуры. В последнем случае визирование пиromетра осуществлялось на α -поверхность (перпендикулярно плоскости осаждения). Согласно данным, приводимым в [21], для этой поверхности значение $\varepsilon_{0,65}^h$ в области температур 1100–1900 К составляет 0,94 и увеличивается с дальнейшим ростом температуры. Согласно данным [21], при определении истинной температуры из яркостной ($\lambda = 0,65$ мкм) дополнительная погрешность, вносимая за счет неопределенности значения, составляет не более 1 % для 4200 К.

Отличительная особенность результатов измерений температуры графитовых образцов, выполненных в [21, 22], заключалась в совпадении в пределах погрешности измерений цветовой и яркостной температур. Учитывая, что в условиях экспериментов [21, 22] яркостная температура практически совпадает с истинной температурой, отмеченное совпадение означает (см., например, [18]) равенство между собой монохроматических нормальных излучательных способностей на обеих длинах волн — 0,65 и 0,9 мкм. Этот вывод находится в противоречии с результатами стационарных измерений монохроматической нормальной излучательной способности различных графитов [18]. Однако он хорошо согласуется с установленным в [9, 10, 12, 16] фактом, что монохроматическая нормальная излучательная способность графитовых образцов, нагреваемых со скоростями $u_h > 10^2$ К/с, близка к единице. Приведенные данные лишний раз подтверждают, что при указанных скоростях нагрева происходит существенное изменение значений ε_{λ}^h по сравнению с их значениями, полученными в стационарных измерениях.

2. Анализ результатов измерений монохроматической направленной излучательной способности α -поверхности пирографита при $\lambda = 632,8$ нм в диапазоне температур 1700–3200 К

К настоящему времени проведено несколько измерений монохроматической (на длине волн $\lambda = 0,6328$ мкм) направленной излучательной способности $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ α -поверхности пирографита [24–27]. Во всех названных работах использовался метод, основанный на рефлектометрии

поверхности образца, нагреваемого лазерным излучением в лазерном фотометре с интегрирующей сферой. Непосредственно измеряемым параметром являлся направленно-полусферический монохроматический коэффициент отражения излучения гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$. Монохроматическая направленная излучательная способность $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ определялась по вытекающему из закона Кирхгофа соотношению

$$\varepsilon_{0,63}^{\theta} = \alpha_{0,63}^{\theta} = 1 - \rho_{0,63}^{\text{пп}}, \quad (1)$$

где $\alpha_{0,63}^{\theta}$ — монохроматическая направленная поглощательная способность.

Как будет видно из дальнейшего, имеется существенное различие между значением $\varepsilon_{\lambda}^{\text{пп}} \approx 1$, определенным в работах [9, 10, 12, 16] в результате анализа результатов измерений температуры плавления углерода, и значениями $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$, определенными в [24–27] по результатам измерений $\rho_{0,63}^{\text{пп}}$ с помощью соотношения (1).

В эксперименте [24] использовался пирографит, полученный при температуре осаждения 2600 К, с плотностью 2,1–2,2 г/см³. Исследуемая поверхность образцов цилиндрической формы с диаметром и высотой по 3 мм предварительно полировалась в бензине и выдерживалась при температуре $T \approx 600 \text{ К}$ на воздухе. Для обеспечения стабильности результатов измерений осуществлялась термообработка исследуемых образцов, заключавшаяся в их двух-трехкратном нагреве лазерным излучением до температур 1800–2500 К, не приводившем к заметному изменению поверхности образца.

Основу рефлектометра, использовавшегося в [24], составляла сферическая камера высокого давления с интегрирующей сферой диаметром 13 см. Камера заполнялась высокочистым неоном при давлении от 0,2 до 0,5 МПа. Нагрев пирографитовых образцов проводился в течение 3–20 с излучением мощного CO₂-лазера с одновременной регистрацией отраженного зондирующего излучения и яркостной температуры. Зондирующее излучение гелий-неонового лазера фокусировалось в центр нагреваемой поверхности в пятно диаметром менее 0,5 мм. Мощность гелий-неонового лазера составляла 20 мВт. Угол падения θ зондирующего излучения на поверхность пирографита был равен 20°. Измерения температуры проводились с помощью яркостного пирометра при $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$. Площадка визирования пирометра имела диаметр 0,5 мм.

Измерения зависимости $\rho_{0,63}^{\text{пп}}(T)$ проводились в [24] для двух температурных интервалов: 1800–2500 и 3400–3850 К. Систематическая ошибка в измерениях температуры, связанная с неоднородностью нагрева поверхности пирографита сфокусированным лазерным лучом, в пределах первого температурного интервала оценивается в [24] в пределах 1 %.

В работе [25] использовалась установка, подробно описанная в [28] и созданная на основе установки, использованной ранее в [25]. В состав новой установки был введен быстродействующий спектрометр с непрерывным сканированием спектра и система сбора экспериментальных данных в стандарте КАМАК. По сравнению с [24] в [25] была заметно увеличена скорость нагрева пирографитовых образцов излучением CO₂-лазера. Согласно данным [25], скорости нагрева исследуемых образцов не превышали $2,8 \cdot 10^3 \text{ К/с}$.

В работе [26] использовался такой же рефлектометр, как и в [24]. Так же, как и в [24] во время измерений, камера рефлектометра заполнялась высокочистым неоном при давлении от 0,2 до 0,5 МПа. Измерения в [26] проводились с образцами коммерческого пирографита марки UPV-1, получаемого по стандартной технологии, основанной на пиролизе при $T \approx 2300 \text{ К}$. Нагрев образцов осуществлялся излучением YAG:Nd³⁺-лазера. Выходная мощность лазера, работающего в непрерывном режиме, варьировалась в диапазоне от 0 до 500 Вт. Диаметр области фокусировки лазерного излучения составлял 4 мм. В качестве зондирующего излучения использовалось излучение непрерывного гелий-неонового лазера, фокусируемое в пятно диаметром 0,5 мм. Мощность этого излучения составляла 25 мВт. Яркостная температура нагреваемой поверхности измерялась пирометром на длине волны $\lambda_{\text{kp}} = 0,65 \text{ мкм}$. Погрешность измерений температуры поверхности пирографита в центре области фокусировки греющего лазерного излучения с помощью яркостного пирометра, применявшегося в [26], составляла 1,5 %. Постоянная времени пирометра составляла 1 мс. Судя по приведенной в [26] термограмме (зависимости температуры нагреваемого образца от времени), характерное время нагрева образцов составляло $\sim 1 \text{ с}$, а характерное время охлаждения $\sim 0,5 \text{ с}$. Поверхность исследуемых образцов подвергалась многократному предварительному нагреву сфокусированным излучением YAG:Nd³⁺-лазера в воздухе.

В работе [27] с целью уменьшения влияния на результаты измерений $\rho_{0,63}^{\text{пп}}$ паров углерода и эрозии поверхности в результате ее испарения в работе была увеличена мощность греющего лазера и, как следствие, сильно уменьшено время нагрева. В экспериментах [27] измерялась отражательная способность $\rho_{0,63}^{\text{пп}}$ α-поверхности пирографитовых образцов типа UPF-ITMO. В основной своей части установка, использованная в [27], была аналогична установке, использованной в [24]. В качестве лазера использовался импульсный CO₂-лазер, обеспечивавший пиковую интенсивность в области фокусировки лазерного излучения до $2 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Полная длительность лазерного импульса составляла $\sim 1 \text{ мкс}$. Однако при этом нарастание мощности генерации до максимального значения P_{max} и последу-

юще ее уменьшение до уровня $0,5P_{\max}$ происходило примерно за 250 нс. После этого мощность генерации монотонно снижалась до нуля. Сложная форма импульса генерации являлась причиной того, что за время нагрева образца скорость нагрева изменялась в интервале 10^8 – 10^{10} К/с. Максимальное значение энергии в лазерном импульсе составляло 3 Дж. Греющее лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром 2–4 мм. Источником зондирующего излучения на $\lambda = 632,8$ нм служил гелий-неоновый лазер. Нагревание образцов осуществлялось в атмосфере аргона. Максимальная достигнутая температура в пятне фокусировки составляла 4500 К. При этом нагреваемая поверхность пирографита оставалась твердой.

Результаты измерений $\varepsilon_{0,63}^\theta$ [24–27] представлены на рис. 1. Здесь необходимо отметить, что одни и те же экспериментальные данные, представленные в [26], не согласуются друг с другом. Зависимость $\varepsilon_{0,63}^\theta(T)$, представленная в графическом виде, соответствует зависимости 5 на рис. 1. Эта же зависимость, представленная в виде графической иллюстрации непосредственных результатов измерений и в виде интерполяционной формулы, соответствует зависимости 5* на рис. 1. Поскольку правильность зависимости 5* подтверждается в [26] и в графической, и в математической форме, то она и принимается за истинную зависимость $\varepsilon_{0,63}^\theta(T)$, измеренную в [26].

На рис. 1 также приведены зависимости $\varepsilon_{0,65}^\text{H}(T)$ для α -поверхности пирографита [18], полученные в результате стационарных измерений. Видно, что эти зависимости, хотя количественно и отличаются заметно друг от друга, что может быть обусловлено различием в микрорельефах поверхностей исследованных образцов, но демонстрируют постоянство соответствующих значений $\varepsilon_{0,65}^\text{H}$ в исследованных диапазонах температур. Следует отметить, что такой же характер имеют и другие, представленные в [18] результаты измерений зависимостей $\varepsilon_{0,65}^\text{H}(T)$ для

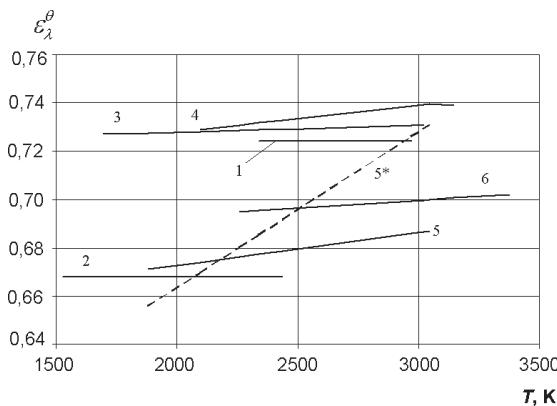


Рис. 1. Зависимость спектральной (монохроматической) излучательной способности α -поверхности пирографита от температуры: 1, 2 — [18]; 3 — [24]; 4 — [25]; 5, 5* — [26]; 6 — [27]

не волны $\lambda_{kp} \approx 0,65$ мкм. Это обстоятельство позволило авторам справочника [18] в качестве рекомендуемого значения $\varepsilon_{0,65}^\text{H}$ α -поверхности пирографита в интервале температур от 1000 до 3200 дать постоянное значение $\varepsilon_{0,65}^\text{H} = 0,73$.

При сопоставлении зависимостей, представленных на рис. 1, обращают на себя внимание не только их количественные, но и качественные различия. Например, видно, что значения $\varepsilon_{0,65}^\text{H}$ не зависят от температуры. В то же время значения $\varepsilon_{0,63}^\theta$ увеличиваются с ростом температуры. Более того, для разных экспериментов углы наклона зависимостей $\varepsilon_{0,63}^\theta(T)$ сильно отличаются друг от друга.

При более внимательном анализе результатов измерений излучательной способности α -поверхности пирографита, представленных на рис. 1, обращает на себя внимание связь характера зависимостей $\varepsilon_{0,65}^\text{H}(T)$ и $\varepsilon_{0,63}^\theta(T)$ со скоростью нагрева. На рис. 2 представлена зависимость угла наклона $d\varepsilon_\lambda/dT$ от скорости нагрева пирографитовых образцов, оцененной по температуре и времени нагрева. Видно, что максимальное значение $d\varepsilon_\lambda/dT$ реализуется при скоростях нагрева порядка $3 \cdot 10^3$ К/с (временах нагрева порядка 1 с), то есть при значениях, удовлетворительно согласующихся с временем конверсии графита в карбон $\tau_k \approx 2$ –3 с при температурах около 3800 К [2]. Отмеченное обстоятельство, как и сама зависимость $d\varepsilon_\lambda/dT$, представленная на рис. 2, может рассматриваться как еще одно косвенное подтверждение существования твердофазного перехода графит \rightarrow карбон.

3. Анализ результатов измерений монохроматической направленной излучательной способности α -поверхности пирографита на $\lambda = 632,8$ нм в диапазоне температур 3500–4500 К

Зависимость $\varepsilon_{0,63}^\theta = f(T)$ в интервале температур 3400–3850 К, приведенная в работе [24] и называемая в дальнейшем аномальной зави-

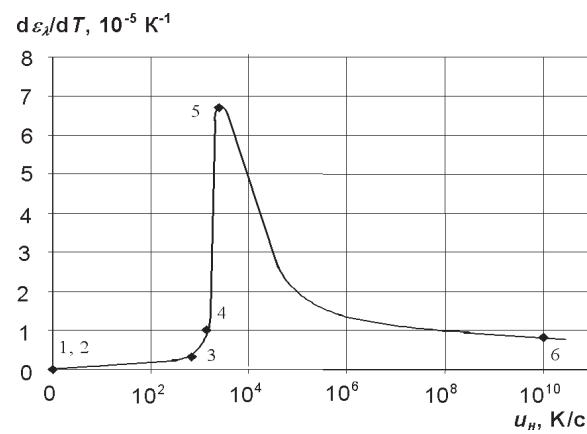


Рис. 2. Зависимость параметра $d\varepsilon_\lambda/dT$ от скорости нагрева пирографита: 1, 2 — [18]; 3 — [24]; 4 — [25]; 5 — [26]; 6 — [27]

симостью, приведена на рис. 3. Эта зависимость получена путем осреднения экспериментальных данных для десяти пирографитовых образцов. Согласно этой зависимости, в диапазоне температур 3650–3850 К происходит увеличение $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ примерно от 0,88 до 0,93. В [24] отмечается, что значение $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$, измеренное при 3800 К, сохранялось и после остывания образца. На этом же рисунке для сравнения представлена зависимость $\varepsilon_{0,63}^{\theta} = f(T)$ для α -поверхности пирографита, реализующаяся в условиях работы [27] при быстром нагреве исследуемого образца. Как видно, имеет место принципиальное отличие зависимостей $\varepsilon_{0,63}^{\theta} = f(T)$ при медленном и быстром нагреве пирографитовых образцов.

Согласно выводам, сделанным авторами работы [24], аномальная зависимость $\varepsilon_{0,63}^{\theta} = f(T)$ обусловлена тем, что при $T \approx 3600$ К происходит заметное изменение рельефа поверхности образца в зоне нагревания. Авторы [24] связывают это изменение с сублимацией поверхности пирографита. Однако, как отмечается в [24], образования кратера в месте нагрева не происходило, что авторы объясняют малым временем нагрева образца и невысокой плотностью мощности лазерного излучения в зоне нагрева. Кроме того, в [24] отмечается, что момент начала сублимации регистрируется по резкому замедлению нарастания температуры поверхности в ходе нагрева и прекращению уменьшения коэффициента отражения (при дальнейшем увеличении температуры коэффициент отражения не изменялся).

Следует отметить, что систематическая ошибка в измерениях температуры, связанная с неоднородностью нагрева поверхности пирографита сфокусированным лазерным лучом, в пределах второго температурного интервала (3400–3850 К) не указывается. Однако отмечается, что она больше

систематической ошибки измерений в первом интервале температур, то есть больше 1 %.

Необходимо отметить, что в работе [25] также зарегистрировано, что при нагреве пирографитовых образцов со скоростями не более $2,8 \cdot 10^3$ К/с происходит необратимое увеличение излучательной способности их поверхности. Однако диапазон температур, с которого начинается это изменение заметно ниже, чем в [24]. Для воздуха этот диапазон составляет 3100–3250 К, для неона — 3250–3600 К. При этом значение $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ при $T > 3600$ К не зависело от рода газа и составляло $0,885 \pm 0,026$. Как и в работе [24], в работе [25] необратимое увеличение $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ связывается с изменением рельефа (степени шероховатости) поверхности пирографита вследствие его сублимации.

Объяснение природы резкого уменьшения направленной монохроматической отражательной способности $\rho_{0,63}^{\theta}$ в диапазоне температур примерно 3650–3850 К, предложенное в [24], а затем повторенное в [25], представляется недостаточно обоснованным, так как имеется, по меньшей мере, еще одно объяснение этого эффекта. Согласно данным работы [2, 3], температура T_{tt} и давление p_{tt} для тройной точки углерода (твердое тело – жидкость – пар) составляют, соответственно, 3800 К и 0,2 бар. По данным [29], температура плавления углерода для широкого диапазона давлений составляет ~4000 К. Возможно, более точное значение этой температуры при давлении около 0,4 МПа составляет ~3800 К, и в условиях [24] была достигнута температура плавления. Очевидно, что плавление графита должно, во-первых, привести к сильному замедлению роста температуры поверхности графита в области ее нагрева, особенно в случае невысокой плотности мощности греющего лазерного излучения; во-вторых, сопровождаться образованием в зоне плавления пирографита зеркально отражающей поверхности. В [24] ничего не говорится о том, проверялась ли пригодность рефлектометра, использованного в этих работах, для измерения $\rho_{0,63}^{\theta}$ при зеркальном отражении зондирующего излучения от исследуемого образца. Однако, можно предположить, что резкое изменение индикаторы отражения, происходящее при плавлении пирографита, приводило к появлению систематической погрешности в измерении $\rho_{0,63}^{\theta}$. Очевидно, что при застыании расплава в результате охлаждения образца, поверхность переплавленного углерода будет повторять поверхность жидкого углерода, т. е. останется зеркальной. Это должно привести к сохранению значений $\rho_{0,63}^{\theta}$, измеренных в процессе нагрева пирографитовых образцов при температурах $T \geq 3800$ К и более.

Проверить экспериментально высказанное предположение о наличии в условиях [24, 25] заметной систематической ошибки измерения

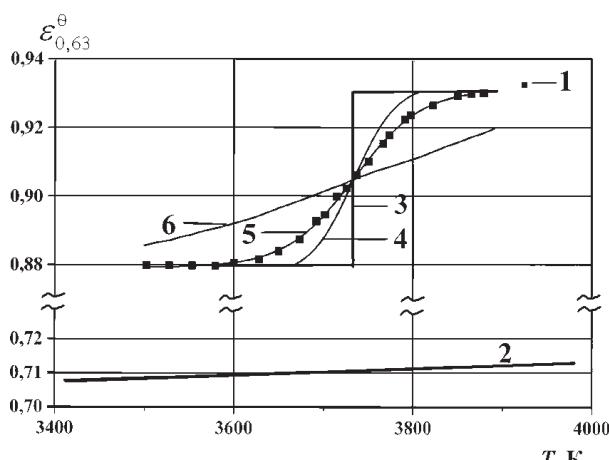


Рис. 3. Зависимость монохроматической направленной излучательной способности α -поверхности пирографита от температуры: 1 — результат измерений [24]; 2 — [27]; 3 — гипотетическая зависимость, соответствующая плавлению графита при температуре 3735 К; 4, 5, 6 — расчет по формуле (5) для $\sigma = 30$ (3), 60 (4) и 120 К (5)



$\rho_{0,63}^{\text{пп}}$ при зеркальном отражении не представляется возможным. Однако существует косвенный метод проверки правильности данного предположения. На рис. 3, наряду с аномальной зависимостью $\varepsilon_{0,63}^0 = f(T)$ (1), измеренной в [24], представлена гипотетическая зависимость $\alpha_{0,63}^0 = f(T)$ (2). Последняя зависимость построена в предположении, что уменьшение измеряемого в [24] значения $\rho_{0,63}$ имеет скачкообразный характер и связано с плавлением пирографита, сопровождающимся сменой диффузного отражения на зеркальное. Гипотетическое значение температуры плавления $T_{\text{пп}}$ было определено как значение на оси температур, соответствующее точке симметрии зависимости 1 на рис. 3.

Ясно, что в случае, когда искомые значения $\varepsilon_{0,63}^0(T)$ определяются аналогично [24], то есть путем усреднения результатов десяти измерений, наличие случайной ошибки измерений температуры приведет к деформации ступенчатой зависимости 3 (см. рис. 3) в зависимость, аналогичную зависимости 1. Более того, предполагая, что распределение измеряемых пирометром значений температуры соответствует нормальному распределению [30]

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2}, \quad (2)$$

где μ — среднее значение x , σ — дисперсия, можно рассчитать зависимости $\varepsilon_{0,63}^0 = f(T)$, в которые трансформируется ступенчатая зависимость $\varepsilon_{0,63}^0 = f(T)$ при наличии той или иной случайной погрешности в измерении температуры.

С учетом нормального распределения измеряемых пирометром значений температуры ступенчатая зависимость $\varepsilon_{0,63}^0 = f(T)$ (3) (рис. 3) трансформируется в зависимость

$$\varepsilon_{0,63}^0(T) = \varepsilon_{\min} + \Delta\varepsilon \left(0,5 - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_T^{T_{\text{пп}}} e^{-(T_{\text{пп}}-T)^2/2\sigma^2} dT \right), \quad (3)$$

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}, \quad \varepsilon_{\min} = 0,88, \quad \varepsilon_{\max} = 0,93,$$

где $T_{\text{пп}}$ — значение температуры, даваемое пирометром в отдельном измерении.

На рис. 3 представлены три зависимости $\varepsilon_{0,63}^0 = f(T)$, рассчитанные по (3) для разных значений дисперсии σ . Видно, что одна из них (при $\sigma = 60$ К) практически совпадает с зависимостью $\alpha_{0,63}^0 = f(T)$, измеренной в [10]. По данным [16], такой дисперсии соответствуют вероятная δ_v и средняя $\delta_{\text{ср}}$ ошибки измерения температуры, равные, соответственно, $\delta_v = 0,6745\sigma = 40,47$ К и $\delta_{\text{ср}} = 0,7907\sigma = 47,44$ К. Таким образом, для трансформации в условиях [10] ступенчатой зависимости $\alpha_{0,63}^0 = f(T)$ 2 в зависимость 1 достаточно, чтобы применяемый в [10] пирометр давал вероятную ошибку измерений около 1 %. В [10] не указывается вероятная погрешность измерения температуры пирометром. Однако можно предпо-

ложить, что указанная вероятная ошибка в 1 %, скорее всего, является типичной для оптических пирометров. Таким образом, измеренную в [10] аномальную зависимость $\alpha_{0,63}^0 = f(T)$ можно рассматривать как косвенное, но достаточно убедительное свидетельство плавления пирографита в условиях этой работы.

Здесь следует отметить, что в соответствии с результатами расчета, представленными на рис. 3, наблюдаемое в [11] уменьшение значений температур, соответствующих началу необратимого увеличения $\alpha_{0,63}^0$, может быть связано с увеличением в эксперименте [11] погрешности измерения температуры по сравнению с экспериментом [10]. Причем это увеличение погрешности измерений связано, скорее всего, с усложнением экспериментальной установки, использованной в экспериментах в [11].

4. Резкий рост излучательной способности графитовых образцов в области температур твердофазного перехода графит – карбин

По-видимому, впервые влияние твердофазного перехода графит – карбин на излучательную способность исследуемых образцов зафиксировано в работах [24, 28]. Судя по данным [24], при нагреве лазерным излучением α -поверхности пирографитовых образцов в атмосфере неона при давлении 0,2–0,5 МПа в диапазоне температур имеет место увеличение излучательной способности $\varepsilon_{0,63}^0$ примерно с 0,73 до 0,88. К сожалению, по данным [24] невозможно определить характер (резкий или плавный) этого увеличения.

Об этом характере можно судить по результатам работы [28]. Экспериментальная установка, использованная в этой работе, создана на базе установки, использованной в [24], в состав которой введен быстродействующий спектрометр с непрерывным сканированием спектра. На опорной длине волны $\lambda = 632,8$ нм излучательная способность α -поверхности пирографита измерялась по той же методике, что и в работе [24]. На рис. 3 представлены заимствованные из [28] результаты эксперимента по нагреву α -поверхности пирографита в воздухе от комнатной температуры до сублимации образца с последующим охлаждением. Момент времени ($\sim 7,2$ с), соответствующий резкому уменьшению излучательной способности ε_{λ}^0 и изменению характера зависимости $\varepsilon_{\lambda}^0 = f(\lambda)$, назван в [28] моментом выхода из режима сублимации. В этот момент времени значение $\varepsilon_{0,63}^0$ уменьшается примерно от 0,88 до 0,75, т. е. практически в тех пределах, в которых происходило увеличение значения $\varepsilon_{0,63}^0$ в условиях [24] в диапазоне температур от 2500 до 3400 К. Логично предположить, что увеличение и уменьшение $\varepsilon_{0,63}^0$, соответственно, в условиях [24] и [28] имеет одну и ту же природу. Но если это так, то объяснить резкое уменьшение значения $\varepsilon_{0,63}^0$ прекращени-

ем сублимации пирографита некорректно, поскольку, согласно данным [17], при температурах $T \leq 3400$ К давление насыщенных паров углерода $p \leq 100$ Па. Следовательно, следует искать другую причину роста [24] и уменьшения [28] излучательной способности α -поверхности пирографита при нагревании и охлаждении в диапазоне температур 2500–3400 К. Поскольку в этом диапазоне лежит температура (около 2600 К) фазового перехода графит–карбин [2, 3], можно сделать вывод, что именно этот переход ответственен за резкое изменение $\varepsilon_{0,63}^{\theta}$ при нагревании и охлаждении пирографитовых образцов.

Сделанный вывод позволяет предложить новую интерпретацию природы темного пятна, образующегося вокруг катодного кратера слаботочной угольной дуги [30] (рис. 4). По интерпретации, предложенной в [30], это пятно образовано тонкой пленкой жидкого углерода. Установленная выше зависимость излучательной способности $\varepsilon_{\lambda}^{\theta}$ от фазового перехода графит–карбин позволяет сделать вывод, что темное пятно соответствует области температур, в которой имеет место этот фазовый переход.

5. Фазовый переход графит – карбин и результаты измерений нормальной спектральной излучательной способности графита в [19]

Прежде чем перейти к рассмотрению результатов [19], кратко рассмотрим результаты измерений нормальной спектральной излучательной способности графита на $\lambda = 0,65$ мкм $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$ [18]. Большинство данных, приводимых в [18] и лежащих в диапазоне температур 1200–3200 К, получено с помощью моделей абсолютно черного тела, выполненных в виде тонкостенных трубок с отверстием в стенке. Согласно [18], такой метод используется для материалов с хорошей теплопроводностью и электропроводностью. Рекомендуемые в [18] значения монохроматической нормальной излучательной способности монотонно уменьшаются от 0,9 до 0,83 при увеличении температуры от 1200 до 3200 К. При этом не наблюдается никаких особенностей в температурной зависимости $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}} = f(T)$, которые можно было бы отнести к проявлению твердофазного перехода графит→карбин.

Значительные аномалии в температурной зависимости $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}} = f(T)$ обнаружены в исследованиях [19], проведенных на установке, описанной в работе [31]. Основная цель названных исследований заключалась в определении $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$ для изотропного графита марки МПГ-7 при температурах выше 2300 К. В работе [19] использовалась модель абсолютно черного тела, представляющая полый цилиндр с размерами $R/r =$

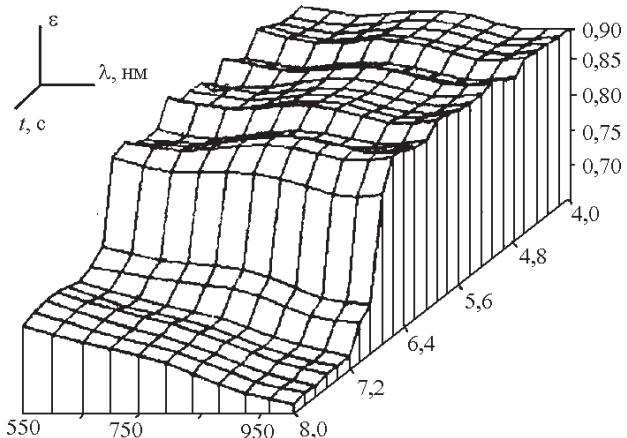


Рис. 4. Результат эксперимента, демонстрирующего возможности метода и установки, использованных в [28], на примере регистрации изменения излучательной способности α -поверхности пирографита с длиной волны в процессе остывания пирографитового образца в воздухе

$= 2,5/1,5$ мм, где R — наружный, r — внутренний радиусы, и длиной 15 мм. На боковой поверхности цилиндра (в центре) имелось радиальное отверстие диаметром 0,8 мм. Время выдержки каждого температурного режима — не менее 3 мин.

Определение значений $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$ для каждого температурного режима осуществлялось следующим образом. Осуществлялось измерение истинной температуры $T_{\text{вн}}$ внутренней стенки полого графитового цилиндра и яркостная температура $T_{\text{н}}$ его наружной стенки. Перепад температур ΔT наружной и внутренней стенок графитового цилиндра и соответствующая этому перепаду истинная температура $T_{\text{н}}$ наружной стенки рассчитывались по методике, изложенной в работе [31]. Искомое значение $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$ рассчитывалось по $T_{\text{вн}}$ и $T_{\text{н}}$.

Результаты измерений $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$ [19] представлены на рис. 4. В диапазоне температур 2100–3200 К эти результаты хорошо согласуются с рекомендованными данными [18]. Однако в области температур 3200–3600 К эксперимент [19] показывает ярко выраженное уменьшение (на 10–15 %) по сравнению с данными, полученными экстраполяцией данных [18] из области температур 2300–3200 К.

Прежде чем рассмотреть причины, способные оказать влияние на характер измеренной в [19] температурной зависимости $\varepsilon_{0,65}^{\text{H}}$, рассмотрим явление саморазогрева графитовых образцов. Согласно ссылкам, приведенным в работах [8, 19], саморазогрев графитовых образцов впервые наблюдался в работе [5]. Однако, поскольку в названной работе ни слова не говорится о саморазогреве, опишем суть этого явления на основе данных работ [8] и [19].

По данным [19], саморазогрев образцов графита проявляется в том, что в области температур выше 3200–3300 К происходит повышение



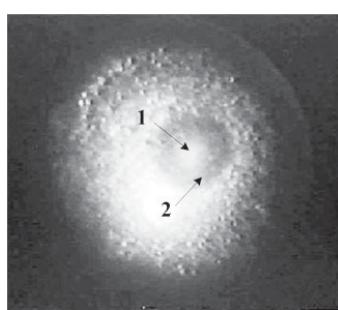


Рис. 5. Поверхность графитового катода во время горения слаботочной угольной дуги, наблюдаемая с помощью лазерного монитора. Ток дуги 3 А. 1 — ярко светящаяся плазма над катодным кратером, плотность тока в котором составляет около $5 \cdot 10^3$ А/см²; 2 — темное пятно, возникающее вокруг катодного кратера и перемещающееся по поверхности катода вместе с ним. Диаметр пятна ~1,2 мм

ние температуры образцов без введения в них дополнительной электрической мощности. Время, за которое температура самопроизвольно повышается от значения 3200 К до температуры разрушения образца, использованного в работе [19], составляет ≥ 10 мин.

В работе [8] саморазогрев графитовых образцов проявлялся в самопроизвольном росте их температуры со временем при постоянном токе, пропускаемом через образец. В эксперименте [8] использовались образцы из спектрального графита диаметром 6 мм и длиной около 100 мм. В центральной части образца выполнялась проточка длиной 20 мм и диаметром около 3 мм. Нагрев образцов осуществлялся выпрямленным током с переменной составляющей менее 5 %. Яркостная температура T_b в середине проточки измерялась с помощью оптического пирометра ЭОП 66. Нагрев образцов проводился в атмосфере аргона при начальном давлении 80–90 кПа. Начальная температура в середине проточки T_{b0} составляла 2300–2850 К, перепад температур по длине проточки доходил до 500 К, перепад температуры по поперечному сечению образца, по оценкам, не превосходил 100 К. Выдержка образцов при начальной температуре проводилась, как правило, при постоянном токе в течение 10–300 мин.

Саморазогрев графитовых образцов наблюдался с начальной температуры T_{b0} около 2400 К. При этой температуре характерное время ее нарастания до максимальных значений составляло сотни минут. Темп изменения температуры образца определялся значением T_{b0} : при $T_{b0} \approx 2500$ К скорость возрастания температуры $u_T \approx 0,03$ К/с, при $T_{b0} \approx 2800$ К $u_T \approx 0,1$ К/с, при $T_{b0} \geq 2900$ К $u_T \approx 0,5$ К/с. Резкий рост температуры на этой стадии саморазогрева приводил к разрушению образца и образованию дуги. Максимальная температура образца $T_{b\max}$ перед разрушением составляла около 3150 К. Согласно

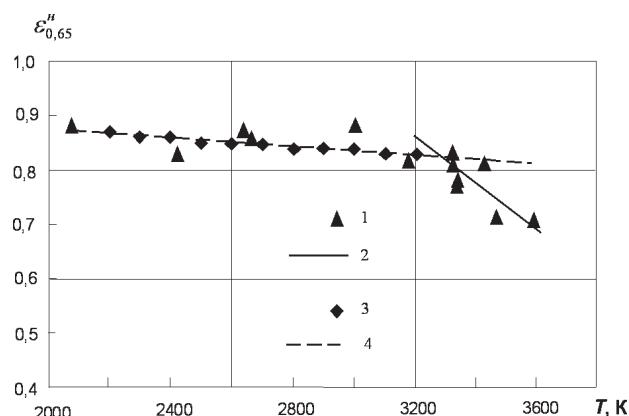


Рис. 6. Зависимость монохроматической нормальной излучательной способности графита МПГ-7 от температуры [19]: 1 — [19], 2 — линейный тренд ([19], 3200–3600 К), 3 — [18], 4 — линейный тренд [18]

данным [8], саморазогрев образцов сопровождался увеличением их сопротивления. При этом увеличение сопротивления было тем больше, чем больше было время выдержки. Максимальное увеличение сопротивления наиболее нагретого участка образца достигало 50 %.

Завершив рассмотрение эффекта саморазогрева графитовых образцов, описанного в [19] и [8], вернемся к анализу результатов измерения излучательной способности углерода $\varepsilon_{0,65}^H$ [19]. В этой работе отмечается, что резкое уменьшение значений $\varepsilon_{0,65}^H$ при температурах выше 3200 К может быть вызвано процессом, определяющим саморазогрев образцов, однако, конкретный механизм влияния саморазогрева на результаты измерений $\varepsilon_{0,65}^H$ в [19] не анализируется.

При том методе определения истинной температуры наружной стенки графитового цилиндра, который использовался в [19], следствием этого же процесса может быть то, что результаты измерений $\varepsilon_{0,65}^H$ при $T > 3200$ К являются неверными.

Как уже отмечалось ранее, истинное значение температуры T_h наружной стенки графитового цилиндра определялось расчетным путем. При этом, согласно данным [31], уравнение теплопроводности решалось в предположении, что удельное энерговыделение является постоянной величиной. Коэффициент температуропроводности, удельное электрическое сопротивление и излучательные характеристики углерода также полагались постоянными и равными аналогичным характеристикам графита при температуре 3000 К. То есть при расчетах перепада температур ΔT в [19] не учитывались ни саморазогрев графитовых трубок, ни изменение их удельного сопротивления ρ , ни возможное, сопутствующее изменению ρ , изменение коэффициента температуропроводности углерода при температурах

$T \geq 3200$ К. Очевидно, что учет выше перечисленных факторов может привести к увеличению значений ΔT по сравнению со значениями, получаемыми расчетным путем в [19] и приводящими к занижению ΔT , завышению T_h и, как следствие, к занижению измеряемых значений $\varepsilon_{0,65}^h$. Очевидно, что это занижение должно быть тем больше, чем интенсивнее саморазогрев исследуемых образцов графита, т. е. чем больше их температура. Подобный механизм качественно объясняет характер зависимости $\varepsilon_{0,65}^h = f(T)$ при $T > 3200$ К.

Итак, обобщение результатов различных исследований, рассмотренных в данном разделе, указывает на то, что при $T > 3000$ К в графитовых образцах происходит процесс (процессы), приводящий к самопроизвольному росту излучательной способности и саморазогреву. Скорее всего, именно этот процесс оказывает влияние на результаты измерений излучательной способности $\varepsilon_{0,65}^h$ [19]. Очевидно, что процессом, способным изменить сопротивление графитовых образцов и оказать влияние на результаты измерений излучательной способности $\varepsilon_{0,65}^h$, является структурная перестройка графита, обусловленная твердофазным переходом графит \rightarrow карбин. Следовательно, и саморазогрев графитовых образцов, и особенности температурной зависимости $\varepsilon_{0,65}^h$ при $T > 3200$ К должны стать предметом детальных исследований, в результате которых могут быть получены данные о физико-химических свойствах карбина, полученного путем нагрева графитовых образцов до температур $T \geq 3200$ К.

Выводы

Таким образом, на основе проведенного анализа можно сделать вывод, что наличие твердофазного перехода графит \rightarrow карбин приводит к тому, что на поверхности углерода не выполняется закон Кирхгофа. При этом в диапазоне температур от 3000 до 4800 К монохроматическая направленная излучательная способность углерода близка к единице и не зависит от типа графита, из которого изготовлены нагреваемые образцы. Значения монохроматической направленной поглощательной способности лежат в диапазоне от 0,5 до 0,8 и зависят от исходного материала нагреваемого образца. В процессе нагрева образцов имеет место монотонный рост монохроматической направленной поглощательной способности с увеличением температуры. Кроме того, если растущую зависимость монохроматической направленной поглощательной способности от температуры рассматривать как признак структурной перестройки графита, то, основываясь на данных, приведенных на рис. 1,

приходится предположить, что такая перестройка имеет место и при температурах, значительно ниже тех (около 2600 К), которые определяют границу твердофазного перехода графит \rightarrow карбин на фазовой диаграмме углерода [2, 3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №05-08-33410а и РФФИ №07-08-12207-офи.

Список литературы

1. Bundy F. P., Basset W. A., Weathers M. S. et al. The Pressure-Temperature Phase and Transformation Diagram for Carbon; Updated Through 1994 // Carbon. 1996. Vol. 34, № 2. P. 141–153.
2. Whittaker A. G. Carbon: A New View of Its High-Temperature Behavior // Science. 1978. Vol. 200, № 4343. P. 763–764.
3. Whittaker A. G. The controversial carbon solid-liquid-vapour triple point // Nature. 1978. Vol. 276, № 5689. P. 695–696.
4. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Костановский А. В. К вопросу о фазовой диаграмме углерода в окрестностях тройной точки твердое тело – жидкость – пар // ТВТ. 1997. Т. 35, № 5. С. 716–721.
5. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Костановский А. В., Фортов В. Е. О параметрах плавления углерода // ТВТ. 1998. Т. 36, № 5. С. 740–745.
6. Асиновский Э. И., Асиновский С. Э., Бородина Т. И., Кириллин А. В., Костановский А. В. Карбин на фазовой диаграмме углерода. Препринт ОИВТ РАН № 1-449. М., 2000.
7. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Костановский А. В. Экспериментальное исследование термических свойств углерода при высоких температурах и умеренных давлениях // УФН. 2002. Т. 172, № 8. С. 931–944.
8. Асиновский Э. И., Киселев В. И., Менделеев В. И., Полящук В. П., Сковородько С. Н. Исследование фазовых превращений на поверхности графита при высоких температурах методом стокс-поляриметрии. Часть 1. Препринт ОИВТ РАН № 1-474. М., 2004.
9. Климовский И. И., Марковец В. В. К вопросу о фазовой диаграмме углерода в окрестности тройной точки твердое тело – жидкость – пар // Тез. докл. Всерос. симп. «Современные проблемы неравновесной термодинамики и эволюции сложных систем». Москва, 13–24 апреля 2004 г. С. 17.
10. Климовский И. И., Марковец В. В. Графит и карбин на фазовой диаграмме углерода // Тез. докл. III Международ. конф. «Углерод: фундаментальные проблемы науки, материаловедение, технология». Москва, 13–15 октября 2004 г. М., МГУ им. М. В. Ломоносова. С. 122.
11. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф., Климовский И. И., Кучерик А. О.



- Прокошев В. Г. Лазерная диагностика эволюции поверхности углерода, происходящих под воздействием сконцентрированных потоков энергии // XI Всерос. конф. «Диагностика высокотемпературной плазмы». Троицк, 13–18 июня 2005. С. 72–75
12. Климовский И. И., Марковец В. В. Фазовая диаграмма углерода в окрестности тройной точки твердое тело – жидкость – пар // Материалы 11-й Рос. конф. по теплофизическим свойствам веществ. С.-Петербург, 4–7 октября 2005. Т. 1. С. 75.
13. Климовский И. И., Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф., Квачева Л. Д., Кучерик А. О., Михалицын Л. А., Прокошев В. Г. Плавление углерода при давлении порядка атмосферы и температуре, не превышающей 4000 К // Тез. докл. 4-й Международ. конф. «Углерод: фундаментальные проблемы науки, материаловедение, технология». Москва, МГУ им. Ломоносова, 26–28 октября 2005. С. 120.
14. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф., Квачева Л. Д., Климовский И. И. и др. Плавление углерода, нагреваемого сконцентрированным лазерным излучением в воздухе при атмосферном давлении и температуре, не превышающей 4000 К // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, № 5. С. 315–319.
15. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Климовский И. И., Кононов М. А., Кучерик А. О., Прокошев В. Г., Савранский В. В. Структурные изменения графита в области лазерного нагрева как следствие фазового перехода графит – карбин // Краткие сообщения по физике. 2006. № 10. С. 28–35.
16. Klimovskii I. I., Markovets V. V. The carbon phase diagram near the solid-liquid-vapor triple point // В печати.
17. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник / Под общ. ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974.
19. Костановский А. В., Зеодинов М. Г., Костановская М. Е. Экспериментальное определение излучательной способности изотропного графита при температурах выше 2300 К // ТВТ. 2001. Т. 39, № 1. С. 163–165.
20. Шейндлин М. А., Сенченко В. Н. Установка для комплексного исследования термодинамических свойств электропроводных веществ при импульсном нагреве током высокой плотности // ТВТ. 1987. Т. 25, № 2. С. 369–375.
21. Сенченко В. Н., Шейндлин М. А. Экспериментальное исследование калорических свойств вольфрама и графита в окрестности их точек плавления // ТВТ. 1987. Т. 25, № 3. С. 492–496.
22. Шейндлин М. А., Сенченко В. Н. Экспериментальное исследование термодинамических свойств графита в окрестности точки плавления // ДАН. 1988. Т. 298, № 6. С. 1383–1386.
23. Cezairliyan A., Miiller A. P. Radiance Temperature (at 653 nm) of Tungsten at Its Melting Point // Int. J. of Thermophysics. 1982. Vol. 3, № 1. P. 89–99.
24. Башарин А. Ю., Кириллин А. В., Шейндлин М. А. Методика экспериментального исследования оптических характеристик тугоплавких материалов при сверхвысоких температурах // ТВТ. 1984. Т. 22, № 1. С. 131–137.
25. Башарин А. Ю., Шейндлин М. А. Особенности изменения оптических свойств пирографита при интенсивном радиационном нагреве // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по теплофизическими свойствам веществ. Новосибирск, 20–22 сентября 1988 г. Ч. II. С. 172.
26. Basharin A. Yu., Pakhomov I. S., Sheindlin M. A. The optical properties of polished pyrographite // High Temperatures – High Pressures (12 ETPC Proc.). 1991. Vol. 23. P. 543–561.
27. Baitin A. V., Lebedev A. A., Romanenko S. V., Senchenko V. N., Sheindlin V. F. The melting point and optical properties of solid and liquid carbon at pressures of up to 2 kbar // High Temperatures – High Pressures. 1990. Vol. 21. P. 157–170.
28. Башарин А. Ю., Кириллин А. В., Шейндлин М. А., Хейфец Л. М. Исследование оптических характеристик углеграфитовых материалов при лазерном нагреве // ТВТ. 1986. Т. 24, № 1. С. 76–81.
29. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Костановский А. В. К вопросу о фазовой диаграмме углерода в окрестностях тройной точки твердое тело – жидкость – пар // ТВТ. 1997. Т. 35, № 5. С. 716–721.
30. Асиновский Э. И., Батенин В. М., Климовский И. И., Марковец В. В. Исследование областей замыкания тока на электродах слаботочной угольной дуги атмосферного давления с помощью лазерного монитора // ТВТ. 2001. Т. 39, № 5. С. 794–809.
31. Костановский А. В., Нефедкина Л. Б., Костановская М. Е. Высокотемпературная модель абсолютно черного тела // ТВТ. 1997. Т. 35, № 1. С. 122–128.