

ВОЗОБНОВЛЯЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ, ГИДРОЭНЕРГЕТИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА И ИСПАРЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГРАФЕНОВОЙ НАНОЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ¹

© 2024 г. К. Т. Чан^a, *, А. С. Дмитриев^a, И. А. Михайлова^a, П. Г. Макаров^a

^aНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: tranqth.96@gmail.com

Поступила в редакцию 12.09.2023 г.

После доработки 08.11.2023 г.

Принята к публикации 29.11.2023 г.

Конверсия солнечного излучения в пар является сегодня одним из трендов “зеленой” энергетики (солнечная теплоэнергетика), экологии и получения чистой воды. Впервые проведено исследование нагрева и испарения вращающейся графеновой наножидкости под действием излучения солнечного имитатора. Рассмотрено влияние различных факторов на эти процессы, включая направление облучения, концентрацию графена и скорость вращения жидкости. Показано, что скорость испарения существенно зависит от концентрации графена и способа облучения образцов. При облучении образцов сбоку по мере повышения концентрации графена средняя скорость испарения увеличивается и достигает максимального значения, а затем падает. При облучении образцов сверху и прямом контакте межфазной поверхности “жидкость — воздух” с падающим излучением наблюдается только снижение скорости испарения по мере повышения концентрации графена. При этом нагрев графена зависит также от способа облучения образца. При прямом контакте с излучением графен нагревается до высокой температуры, в то время как в объеме он нагревается менее эффективно, чем базовая жидкость (дистиллированная вода). Показано, что скорость испарения с поверхности вращающейся графеновой наножидкости и температура ее объема существенно зависят от скорости вращения. Установлено, что из всех исследуемых образцов наиболее эффективно нагревается графеновая наножидкость объемной концентрацией 0.5%. Применение теплоизоляции может улучшить нагрев примерно на 5%. Представлен аналитический расчет профиля межфазной поверхности и определена ее площадь при разных скоростях вращения жидкости. Выявлены некоторые эффекты, возникающие при вращении графеновой наножидкости, и их влияние на параметры гидродинамики и теплообмена, что важно для фундаментальных и прикладных задач энергетики.

Ключевые слова: графеновая наножидкость, вращающаяся жидкость, солнечное излучение, форма межфазной поверхности, нагрев и испарение, скорость испарения, теплоизоляция, тепловые потери, энергетический баланс

DOI: 10.56304/S0040363624050047

В настоящее время многие исследователи особое внимание уделяют применению наножидкостей в теплоэнергетике для конверсии солнечной энергии в пар с последующей выработкой электроэнергии или получением обессоленной воды [1–3]. На свойства наножидкостей существенно влияют свойства дисперсной фазы (наночастиц) и дисперсионной среды (воды, масла, глицерина и др.) [4–6]. При этом одной из проблем, от решения которой зависит успешное применение наножидкостей в энергетических системах в качестве теплоносителя, является повышение их

стабильности и эффективности. Известно, что наножидкости в целом склонны к седиментации и коагуляции, которые вызывают изменение их оптических и теплофизических свойств.

Последние исследования показали, что процесс образования дисперсных систем, состоящих из графена, обладающего гидрофобными свойствами, и полярных растворителей, таких как вода, этиленгликоль и т.п., протекает довольно сложно [7]. Повысить стабильность графеновой наножидкости можно несколькими методами: использованием поверхностно-активных веществ (ПАВ), модификацией поверхности графена, поддержанием требуемого pH, организацией ультразвукового

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-19-00840).

перемешивания, гомогенизацией под высоким давлением [8–11]. Наиболее простым, экономичным и популярным методом является применение ПАВ. Высокой стабильности графеновой наножидкости можно достичь, применяя следующие ПАВ: додецилбензол сульфонат натрия (SDBS), цетилтриметил аммония бромид (СТАВ), поливинилпирролидон (PVP), лаурилсульфат натрия (SDS), Triton X-100.

Однако использование ПАВ для повышения стабильности наножидкостей имеет некоторые недостатки. Органические материалы, такие как гуммиарабик, могут поддерживать рост микроорганизмов и вызывать появление плесени, снижающей стабильность наножидкости, SDS образует пену в наножидкости через несколько дней, а свойства SDBS изменяются при высоких температурах [8]. При использовании неионогенного ПАВ (PVP) наблюдалась хорошая стабильность даже через 30 дней [8]. Также отмечено, что PVP обладает хорошей растворимостью и его свойства не меняются при высоких температурах. В [9] показано, что при использовании SDBS и SDS их концентрация в растворе должна быть низкой, чтобы избежать вспенивания при высоких температурах.

Существует несколько способов интенсификации теплообмена в энергетических системах: увеличение площади поверхности теплообмена путем ее оребрения, изменение термического сопротивления при модификации поверхности, улучшение теплопередачи благодаря фазовому переходу, принудительная конвекция с применением турбулизации потока, использование улучшенных теплоносителей (например, наножидкостей) и др. В последнее время количество исследований, посвященных изучению наножидкостей, непрерывно возрастает [12]. Но число работ, связанных с изучением процесса теплообмена при вращении наножидкостей, весьма ограничено. В [13] исследована модификация конструкции солнечного дистиллятора в целях повышения его тепловой эффективности путем применения вращающегося барабана для увеличения площади поверхности испарения, внешнего конденсатора с принудительным отводом пара из дистиллятора и использования наножидкости на базе наночастиц оксида меди для питания дистиллятора. В результате эффективность выработки пресной воды была повышена на 350% по сравнению с обычным дистиллятором.

Большинство из опубликованных исследований наножидкостей в закрученном потоке было выполнено с помощью численных методов [14–16]. В [14] исследован процесс теплоотвода от микроэлектронных компонентов с помощью радиатора, состоящего из микроканалов. Авторы использовали микроканалы круглого сечения с

установленными внутри них прямой и закрученной лент для создания завихренности в потоке. В качестве хладагента рассмотрена наножидкость с наночастицами оксида алюминия при различных концентрациях.

Результаты численного моделирования показали, что применение микроканального радиатора с завихренным потоком и наибольшей объемной концентрацией наночастиц (3%) обеспечивает наименьшее термическое сопротивление и наименьшую контактную температуру. Кроме того, такой микроканальный радиатор обладает более высоким сопротивлением потоку по сравнению с микроканалом без ленты, охлаждаемым чистой водой. Численное исследование термогидравлических характеристик графеновой наножидкости в канале диаметром 19 мм с вращающейся закрученной лентой было выполнено в работе [15], в которой также была получена высокая эффективность теплообмена, увеличивавшаяся с повышением скорости вращения и объемной доли наночастиц.

В настоящей работе исследуется эффективность нагрева и испарения графеновой наножидкости под действием имитатора солнечного излучения при ее вращении в цилиндрическом сосуде.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА И ИСПАРЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ГРАФеновой НАНОЖИДКОСТИ

В работе исследовано влияние концентрации графеновых нанохлопьев, направления облучения и скорости вращения графеновой наножидкости на процессы ее нагрева и испарения. На рис. 1 показан общий вид экспериментальной установки, с помощью которой исследовали процессы нагрева и испарения графеновой наножидкости. Для организации вращения графеновой наножидкости использовали магнитную мешалку MSH-20D Daihan. Графеновые нанохлопья получали эксфолиацией (расщеплением) чистого графита (чистота 99.2%) в дистиллированной воде и исследовали их методом рамановской спектроскопии и с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ-изображение). Число графеновых слоев составляло от 1 до 10, их среднее число менее 5 — около 40%. Нанохлопья графена, латеральный размер которых равнялся 30–90 мкм, не были окислены, содержание оксида графена в них не превышало 5%.

Графеновую наножидкость (образцы) помещали в цилиндрический сосуд внутренним диаметром 44 мм, высотой 100 мм и толщиной стенки 1.5 мм. Начальная масса исследуемых образцов составляла 100 г. Для нагрева образцов служил половинный кварцевый инфракрасный нагреватель-

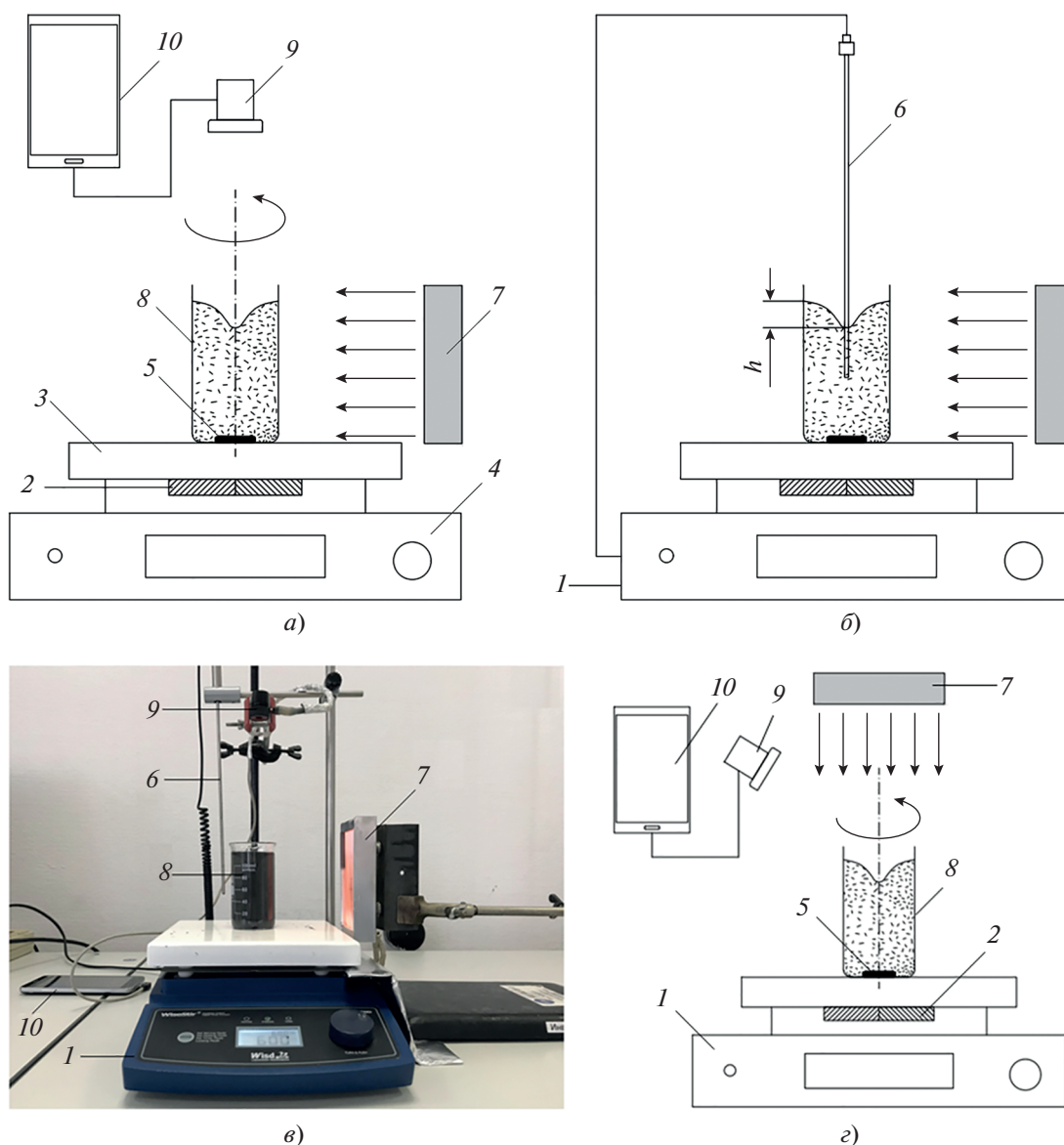


Рис. 1. Схема (а, б) и фотография (е) экспериментальной установки для измерения температуры поверхности и объема графеновой наножидкости при облучении сбоку, схема измерения температуры поверхности при облучении сверху (г). 1 – магнитная мешалка; 2 – магнит; 3 – керамическая платформа; 4 – управляющая панель; 5 – магнитный якорь; 6 – термодатчик; 7 – половинный кварцевый инфракрасный нагревательный элемент; 8 – цилиндрический сосуд с исследуемой графеновой наножидкостью; 9 – тепловизор; 10 – телефон; h – высота воронки

ный элемент ICH-402, который выполнял роль солнечного имитатора, генерирующего излучение в диапазоне от 1.85 до 8.9 мкм. Удельная энергия поверхностного излучения имитатора составляла 1.91 Вт/см^2 при эффективной площади поверхности 78.4 см^2 . Температурное поле поверхностей образцов определяли с помощью тепловизора Seek Thermal Compact Pro, который способен измерять температуру в диапазоне от -40 до 330°C и обладает чувствительностью менее 70 мК и разрешением 320×240 пикселей.

Температуру внутри объема образцов измеряли с помощью термодатчика SS200 при различных концентрациях графена и разной частоте вращения магнитного якоря (от 0 до 900 мин^{-1}). Количество испарившейся воды измеряли электронными микровесами с точностью до 0.01 г . Для получения достоверных результатов эксперимент при каждой концентрации графена повторяли по 5 раз. Максимальная относительная погрешность расчета скорости испарения при облучении образцов сбоку составляла 9.1% , при об-

лучении сверху — 16.5%. Для минимизации влияния окружающей среды (ветер, температура, влажность) на результаты исследования эксперименты проводили в герметичном помещении при температуре воздуха в нем $28 \pm 1^\circ\text{C}$, начальной температуре образцов $28 \pm 0.5^\circ\text{C}$, относительной влажности в помещении $40 \pm 5\%$.

Подготовку графеновой наножидкости выполняли в два этапа с применением ультразвуковой обработки в течение 40 мин для расщепления крупных частиц на отдельные графеновые листы и получения равномерного распределения их в базовой жидкости. Как отмечалось ранее, графен плохо диспергируется в воде вследствие гидрофобности и для повышения стабильности графеновой наножидкости можно использовать ПАВ. Однако при использовании графеновой наножидкости для получения чистой или обессоленной воды применять ПАВ нецелесообразно. Поэтому в данном исследовании рассматривается эффективность нагрева и испарения графеновой наножидкости без добавления в нее поверхностно-активных веществ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В работе исследовано влияние концентрации графеновых нанохлопьев, направления облучения, эффективности нагрева и скорости вращения графеновой наножидкости на процесс ее испарения.

Влияние концентрации графена, направления облучения и скорости вращения наножидкости на процесс испарения

Исследование влияния объемной концентрации графена и направления облучения на среднюю скорость испарения выполняли при частоте вращения магнитного якоря $\omega = 600 \text{ мин}^{-1}$. На рис. 2 показана зависимость средней скорости испарения наножидкости j от объемной концентрации графена ϕ . Видно, что при облучении образцов сбоку (излучение передается через стеклянную стенку) по мере повышения концентрации графена скорость испарения увеличивается и достигает максимального значения при его объемной концентрации 0.1%, затем падает при повышении концентрации в диапазоне от 0.5 до 1.0%. Следует отметить, что по сравнению с дистиллированной водой, в которой $\phi = 0$, рост скорости испарения наблюдается только у графеновой наножидкости объемной концентрацией 0.1 и 0.5% и составляет 9.0 и 4.0% соответственно. При концентрации 1.0% скорость испарения графеновой наножидкости на 16.5% меньше, чем дистиллированной воды.

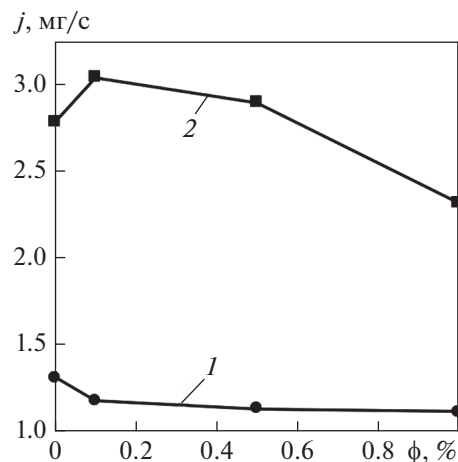


Рис. 2. Зависимость средней скорости испарения наножидкости от объемной концентрации графена при облучении образца сверху (1) и сбоку (2)

При облучении сверху (излучение падает непосредственно на поверхность графеновой наножидкости) скорость испарения всех образцов ниже, чем скорость испарения дистиллированной воды. Возможная причина этого — особенность графеновой пленки, которая формируется на поверхности раздела фаз “графеновая наножидкость — воздух” (рис. 3, а, б). На рисунке видно, что с повышением концентрации количество графеновых нанохлопьев в пленке становится больше, что приводит к существенному уменьшению свободной поверхности раздела “вода — воздух” (см. рис. 3, а). Кроме того, в течение процесса вращения и нагрева графеновой наножидкости происходит сильная коагуляция нанохлопьев графена, которая приводит к образованию крупных агломератов. При вращении образовавшиеся агломераты собираются в нижней части межфазной поверхности “графеновая наножидкость — воздух”, и со временем их количество становится больше. Наглядно это видно на примере образца с концентрацией графена 0.1% (см. рис. 3, в). При большей его концентрации (0.5 и 1.0%) в результате коагуляции происходит изменение формы и сокращение площади межфазной поверхности “графеновая наножидкость — воздух” (см. рис. 3, б), в итоге — уменьшение потока испаряющегося с межфазной поверхности водяного пара.

Форма межфазной поверхности “графеновая наножидкость — воздух” и скорость испарения существенно зависят от частоты вращения магнитного якоря ω (рис. 4). На рис. 4, б представлены экспериментальные данные по зависимости высоты воронки h и скорости испарения от ω , а также показана теоретическая зависимость площади межфазной поверхности S от ω . На рисунке видно, что при повышении ω от 0 до 300 мин^{-1}

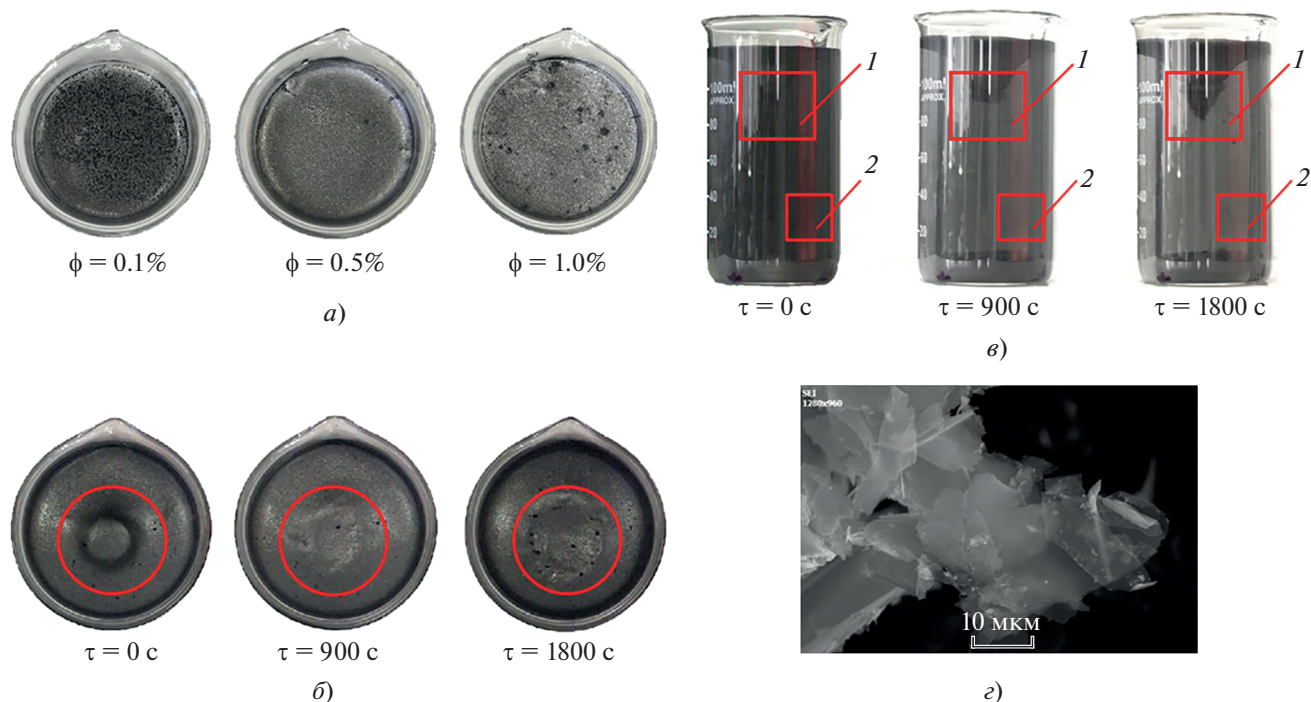


Рис. 3. Морфология поверхности графеновой наножидкости до вращения ($\omega = 0$) и облучения (a) и при вращении ($\omega = 600 \text{ мин}^{-1}$) и облучении при $\phi = 1.0\%$ во времени τ (b), коагуляция и формирование агломератов из графеновых нанохлопьев в нижней части воронки (область 1) и увеличение прозрачности графеновой наножидкости (область 2) во времени τ при $\phi = 0.1\%$ и $\omega = 600 \text{ мин}^{-1}$ (c), СЭМ-изображение графеновых нанохлопьев (d)

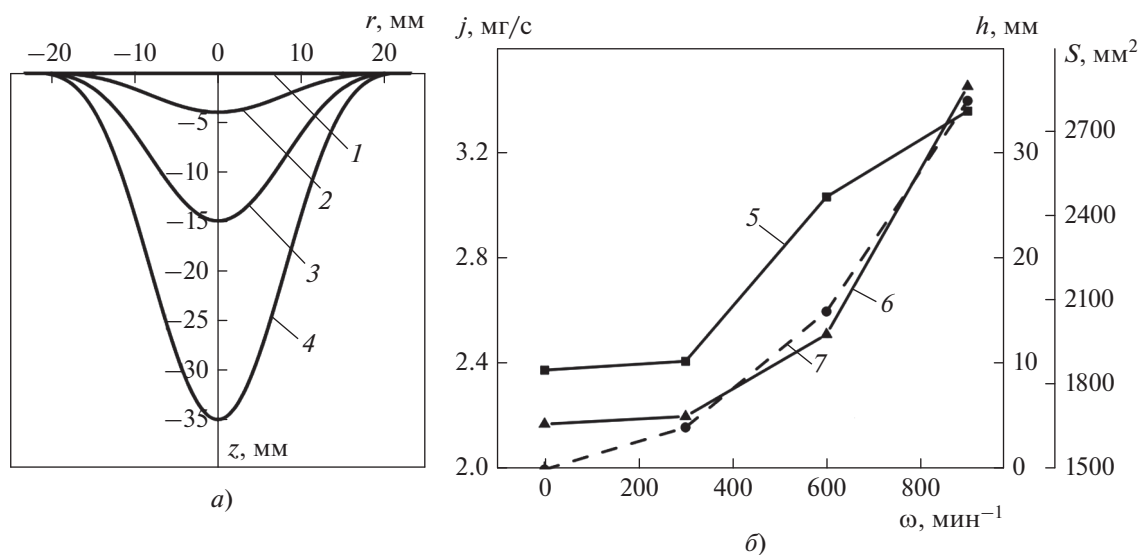


Рис. 4. Форма межфазной поверхности в координатах r, z цилиндрической системы (a) и зависимость средней скорости испарения наножидкости j (5), высоты воронки h (6) и площади межфазной поверхности S (7) от частоты вращения магнитного якоря ω (b).
 $\omega, \text{мин}^{-1}$: 1 – 0; 2 – 300; 3 – 600; 4 – 900

скорость испарения незначительно увеличивается (на 1.4%). При большой частоте вращения скорость испарения резко возрастает: на 27.7 и 41.3% при ω равной 600 и 900 мин⁻¹ соответственно. Это связано с тем, что по мере повышения ω высота

воронки h резко увеличивается, что приводит к существенному расширению площади межфазной поверхности “графеновая наножидкость – воздух” и, соответственно, росту массового потока испаряющейся воды. Более того, при большой

частоте вращения процесс теплообмена внутри объема образца улучшается и молекулы воды обладают большей кинетической энергией, что также способствует усилению процесса испарения.

*Эффективность нагрева
графеновой наножидкости*

Процесс нагрева и температурные поля графеновой наножидкости были исследованы при изменениях объемной концентрации графеновых нанохлопьев, направления облучения и частоты вращения магнитного якоря. На рис. 5, а–г представлено температурное поле межфазной поверхности “жидкость – воздух” после облучения сбоку в течение 30 мин. Можно заметить, что температурные поля поверхности дистиллированной воды и графеновой наножидкости сильно различаются. При этом температура поверхности *t* графеновой наножидкости существенно ниже, чем дистиллированной воды. В течение 30 мин межфазная поверхность “вода – воздух” нагревается до 95–100°C, а межфазная поверхность “графеновая наножидкость – воздух” – до 80–87°C. Более того, поверхность воды нагревается однородно, в то время как температурное поле межфазной поверхности “графеновая наножидкость – воздух” становится неравномерным вследствие неоднородности графеновой пленки по мере повышения концентрации графена. Также следует отметить, что нижняя часть поверхности, где собирается большое количество коагулированного графена, имеет самую низкую температуру (см. рис. 5, б, в, г). Следовательно, теплообмен между коагулированным графеном и водой не является эффективным. Однако ситуация кардинально меняется при переходе на облучение образца сверху. В данном случае межфазная поверхность “жидкость – воздух” взаимодействует с падающим излучением. Графеновая пленка на межфазной поверхности нагревается до 130–150°C, что существенно превышает температуру поверхности дистиллированной воды и стенки сосуда (см. рис. 5, д–з).

На рис. 6, а представлены результаты измерения температуры в центре образцов в зависимости от концентрации графеновых нанохлопьев

при частоте вращения 600 мин^{–1}. Хорошо видно, что все образцы графеновой наножидкости нагреваются эффективнее по сравнению с дистиллированной водой. В таблице приведены данные о разности температур образцов Δt в процессе нагрева относительно начального момента. Следует отметить, что данные, представленные на рис. 6, а и в табл. 1, являются средними значениями измерений. При этом максимальная погрешность не превышает 2%.

Из зависимостей, приведенных на рис. 6, следует, что процесс нагрева образцов в заданный промежуток времени (в течение 1 ч) состоит из нестационарного и стационарного периодов. В условиях этого эксперимента нестационарный период длится примерно 30 мин. Более того, в начальный момент нестационарного периода (от 0 до 15 мин) все образцы нагреваются почти одинаково и их температура линейно возрастает во времени. В последующие 15 мин темпы роста температур образцов замедляются и постепенно начинают различаться. После облучения в течение 30 мин температура образцов выходит на стационарный уровень. На основе полученных зависимостей и табличных данных о разности температур образцов по времени можно заметить, что графеновая наножидкость объемной концентрацией графена 0.5% нагревается наиболее эффективно. Максимальная температура в центре объема образца составляет 84.8°C, а для образцов с концентрацией графена 0, 0.1 и 1.0% – 82.2, 82.9 и 83.9°C соответственно. Таким образом, образец с концентрацией графена 0.5% нагревается эффективнее на 2.6°C по сравнению с дистиллированной водой.

Результаты измерений температуры в центре объема графеновой наножидкости в зависимости от частоты вращения ω при концентрации графеновых нанохлопьев 0.5% представлены на рис. 6, б. На рисунке видно, что темп роста температуры в центре образца без вращения меньше, чем при его вращении. При этом чем быстрее вращается наножидкость, тем раньше температура в центре образца достигает стабильного уровня. Однако можно заметить, что максимальное значение, которого может достичь температура в центре образца, уменьшается по мере повышения частоты

Разность температур образцов, °C, в процессе нагрева

ϕ , %	τ , мин						
	0	10	20	30	40	50	60
0	0	29.0	45.1	51.4	53.1	53.0	52.5
0.1	0	29.0	45.5	52.1	53.8	53.8	52.9
0.5	0	29.5	46.1	53.2	55.4	56.0	55.4
1.0	0	29.4	46.1	53.1	54.8	55.1	54.6

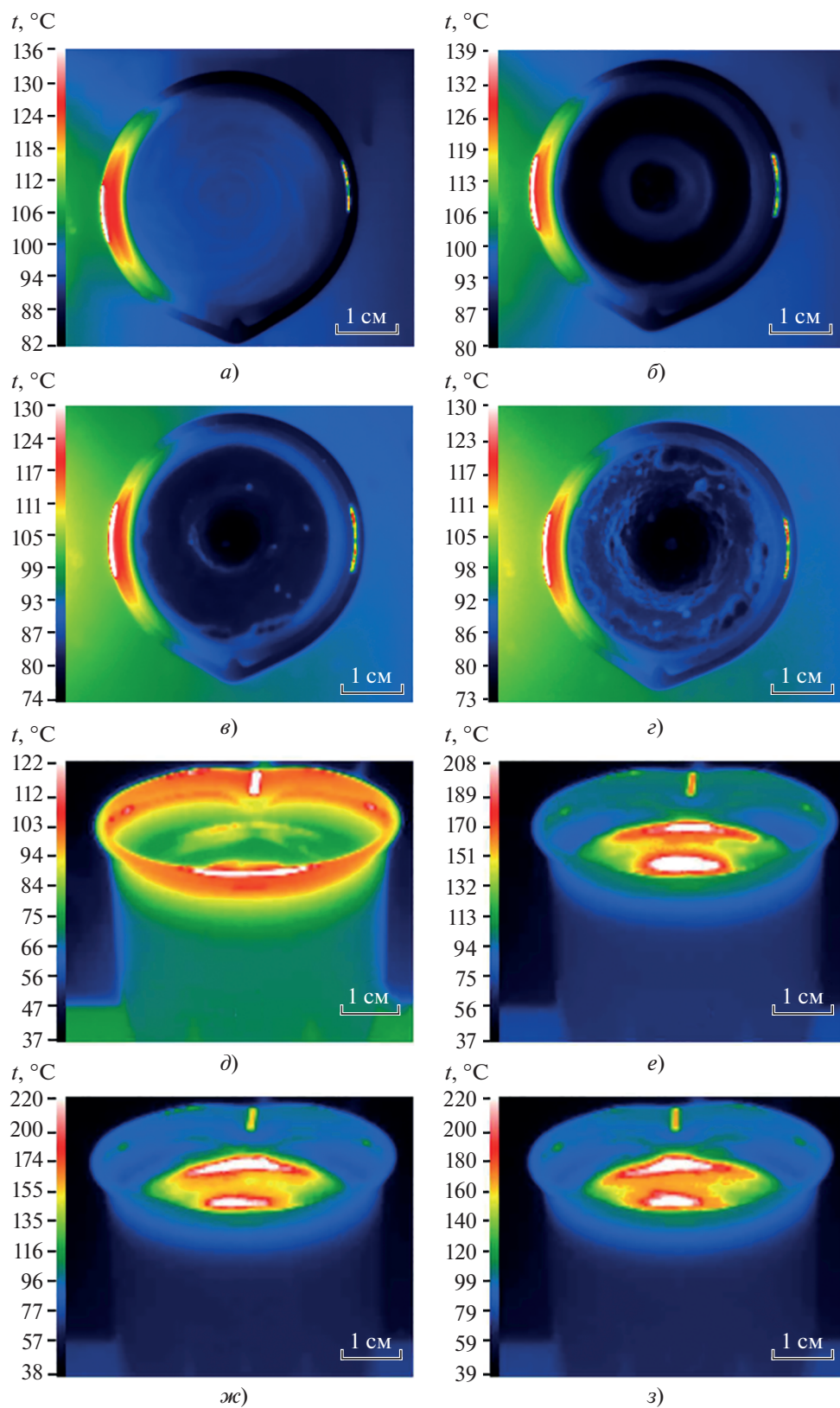


Рис. 5. Температурное поле межфазной поверхности “жидкость – воздух” после облучения сбоку (а–г) и сверху (д–з) в течение 30 мин.

ϕ , %: а, д – 0; б, е – 0.1; в, ж – 0.5; г, з – 1.0

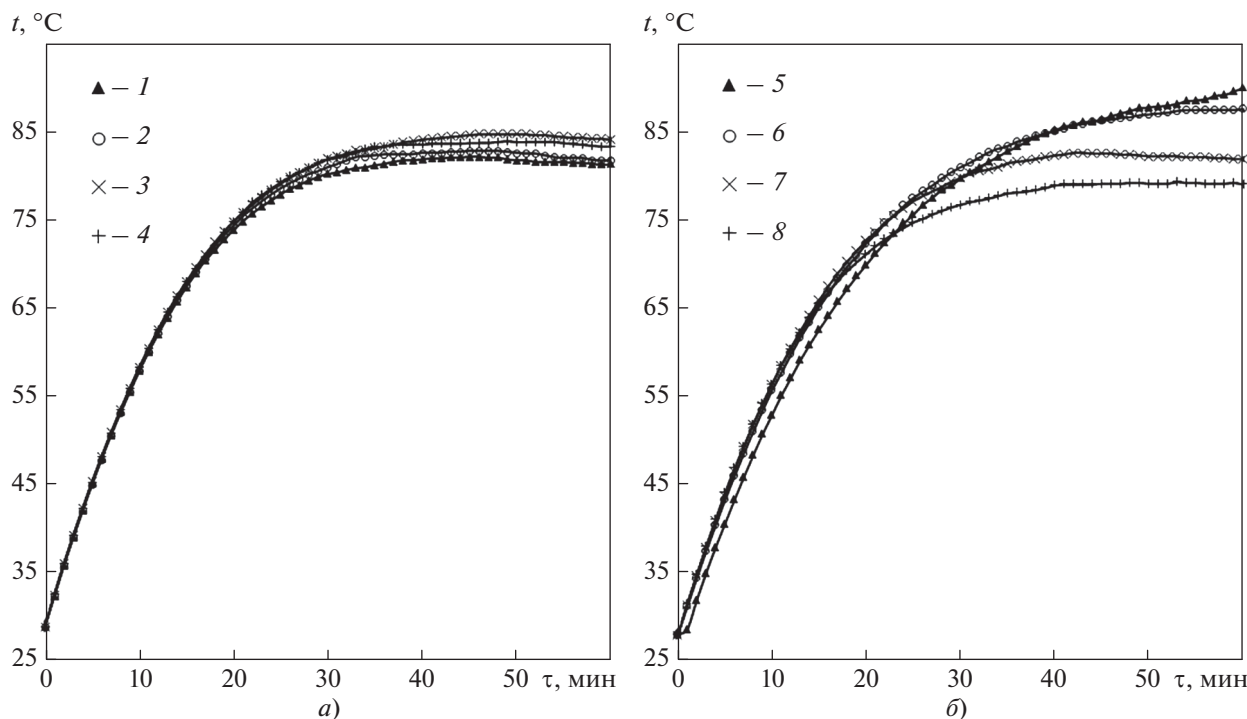


Рис. 6. Зависимость температуры в центре образца графеновой наножидкости t от времени τ при $\omega = 600 \text{ мин}^{-1}$ (а) и $\phi = 0.5\%$ (б).

$\phi, \%$: 1 – 0; 2 – 0.1; 3 – 0.5; 4 – 1.0; $\omega, \text{мин}^{-1}$: 5 – 0; 6 – 300; 7 – 600; 8 – 900

вращения. Такое поведение связано с несколькими эффектами. Во-первых, повышение частоты вращения приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи от графеновой наножидкости к стенке сосуда и, соответственно, росту тепловых потерь через стенку сосуда, не подверженную облучению. Во-вторых, при большой частоте вращения испарение происходит более интенсивно, что вызывает большие потери тепла из объема образца. Наконец, как отмечалось ранее, вращение способствует процессу коагуляции графеновых нанохлопьев, который приводит к ухудшению оптических и теплофизических свойств графеновой наножидкости. С учетом представленных факторов энергетический баланс исследуемой системы схематично показан на рис. 7, а и может быть записан в следующем виде:

$$Q_{\text{пог}} = Q_{\text{пад}} - Q_{\text{отр}} - \sum Q_{\text{п}}; \quad (1)$$

$$\sum Q_{\text{п}} = Q_{\text{исп}} + Q_{\alpha} + Q_{\lambda} + Q_{\text{коаг}} + Q_{\text{сед}}, \quad (2)$$

где $Q_{\text{пог}}$ – количество тепла, поглощенное образцом, Вт; $Q_{\text{пад}}$ – поток излучения, падающий на поверхность образца, Вт; $Q_{\text{отр}}$ – поток излучения, отражающийся от поверхности образца, Вт; $\sum Q_{\text{п}}$ – сумма тепловых потерь образца, которая состоит из потерь в процессе испарения $Q_{\text{исп}}$,

через стенку сосуда и межфазную поверхность “графеновая наножидкость – воздух” вследствие конвективного теплообмена Q_{α} , теплопроводности через основание Q_{λ} , а также снижения $Q_{\text{пог}}$ из-за коагуляции $Q_{\text{коаг}}$ и седиментации $Q_{\text{сед}}$ графеновых нанохлопьев.

Учитывая энергетический баланс (1) и зависимость скорости испарения от ω (см. рис. 4, б), можно сделать вывод, что чем больше частота вращения, тем выше тепловые потери при испарении и, соответственно, тем меньше максимальная температура исследуемой жидкости.

Количество тепла, поглощенное образцом, можно оценить с помощью углового коэффициента излучения. На рис. 8 показана схема системы, состоящей из излучающей поверхности прямоугольной формы l со сторонами a, b и симметрично расположенного относительно нее на расстоянии l цилиндра 2 радиусом r .

Для рассматриваемой системы

$$Q_{\text{пог}} = q_{\text{пог}} F; \quad (3)$$

$$q_{\text{пог}} = \alpha \gamma_{12} q_0, \quad (4)$$

где F – площадь облученной поверхности, м^2 ; $q_{\text{пог}}$ – удельная плотность поглощенного потока излучения, $\text{Вт}/\text{м}^2$; α – коэффициент поглощения поверхности сосуда; γ_{12} – угловой коэффи-

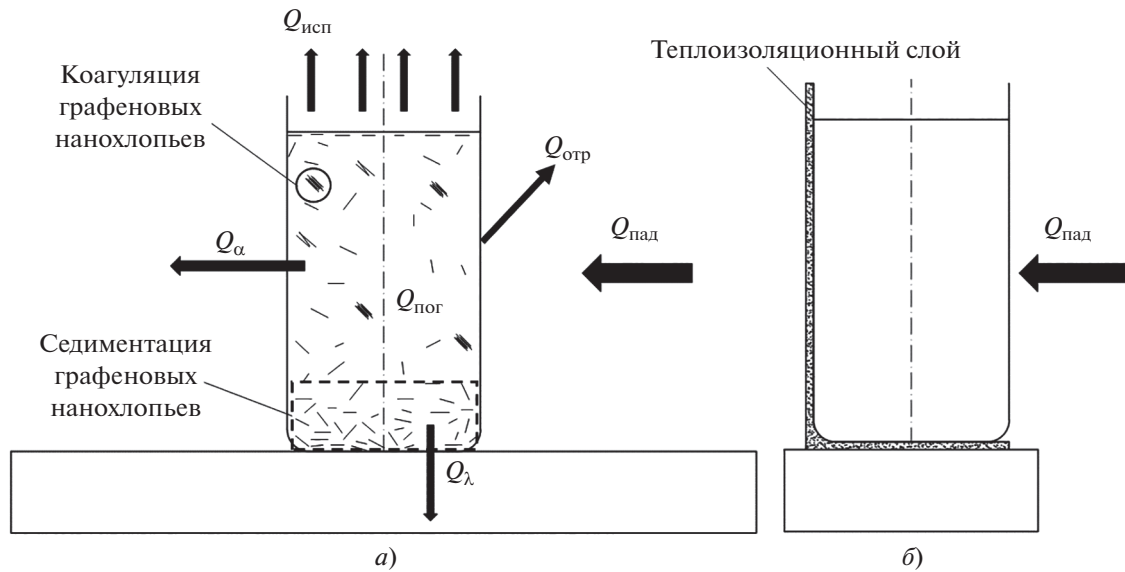


Рис. 7. Схема энергетического баланса исследуемой системы (а) и образец графеновой наножидкости в сосуде с теплоизоляционным слоем из вспененного полиэтилена (б)

циент излучения; q_0 – удельная плотность потока излучения поверхности источника, Вт/м² [17].

Угловой коэффициент излучения вычисляют по формуле [17]

$$\gamma_{12} = 2 \frac{H}{B} \int_0^{B/2} F(Y) dY, \quad (5)$$

где функция $F(Y)$ определяется по следующему соотношению:

$$F(Y) = \frac{1}{H^2 + Y^2} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{Z - Y^2}{X + Y^2} \right) - \right. \\ \left. - \frac{2}{\pi A} \left[\sqrt{X + Y^2 + 4A^2} \arccos \left(\frac{Z - Y^2}{(X + Y^2) \sqrt{H^2 + Y^2}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\pi} (Z - Y^2) \arcsin \left(\frac{1}{\sqrt{H^2 + Y^2}} \right) - \frac{X + Y^2}{2} \right] \right\};$$

$A = \frac{a}{r}$; $B = \frac{b}{r}$; $H = \frac{l}{r}$; $X = A^2 + H^2 - 1$; $Z = A^2 - H^2 + 1$; Y – безразмерная переменная.

В данном исследовании использованы солнечный имитатор размерами $a = 100$ мм, $b = 60$ мм и цилиндрический сосуд высотой 100 мм и радиусом 22 мм. Значение углового коэффициента излучения, рассчитанное по формуле (5), составляет 0.2. С учетом того что $q_0 = 1.91$ Вт/см² и в инфракрасной области коэффициент поглощения поверхности кварцевого стекла $\alpha \approx 1.0$, удельная плотность поглощенного потока излучения равна 3820 Вт/м² (0.382 Вт/см²). При этом важно, что реальное значение $q_{\text{пог}}$ может быть больше, чем

расчетное, вследствие передачи тепла путем конвективного теплообмена от имитатора к сосуду.

Для минимизации тепловых потерь был применен теплоизоляционный вспененный полиэтилен (толщина слоя 2 мм), которым были закрыты основание и стенка сосуда с обратной от излучателя стороны (см. рис. 7, б). Условием для выбора теплоизоляционного материала для цилиндрических объектов является то, что их внешний диаметр не должен быть меньше критического

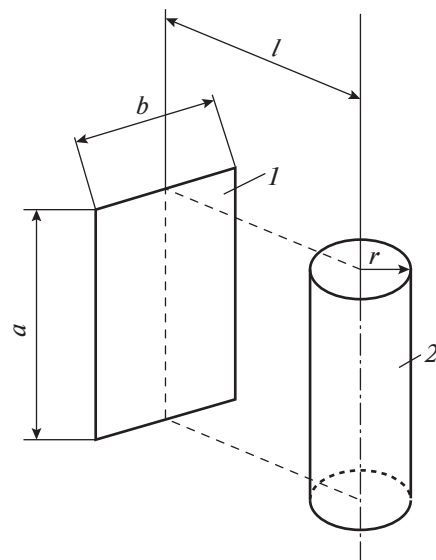


Рис. 8. Схема для расчета углового коэффициента излучения системы, состоящей из прямоугольной поверхности 1 и цилиндрического сосуда 2

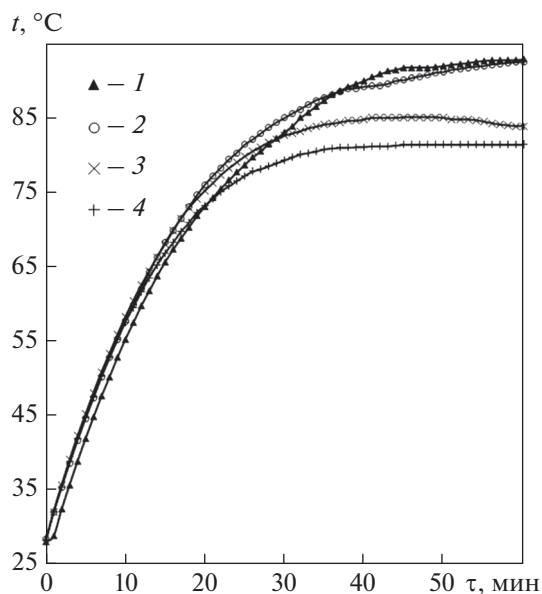


Рис. 9. Зависимость температуры в центре образца от времени при $\phi = 0.5\%$ и наличии теплоизоляции. ω , мин^{-1} : 1 – 0; 2 – 300; 3 – 600; 4 – 900

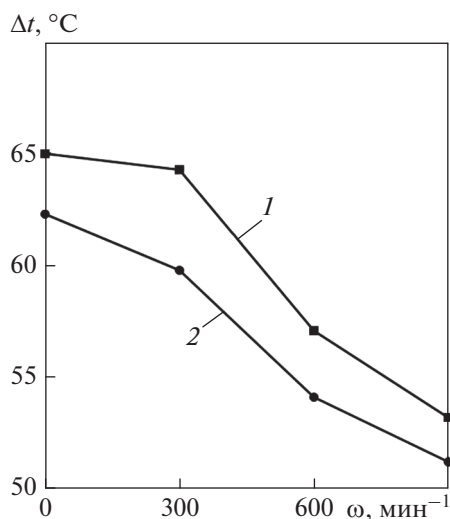


Рис. 10. Зависимость разности температур образцов Δt при их нагреве относительно начального момента при наличии теплоизоляции (1) и ее отсутствии (2) от частоты вращения при $\phi = 0.5\%$

диаметра слоя теплоизоляционного материала. В настоящей работе критический диаметр слоя вспененного полиэтилена составлял примерно 8 мм при коэффициенте теплоотдачи к окружающему воздуху $10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Поэтому его можно применять для теплоизоляции исследуемого сосуда.

Зависимость температуры в центре образца при концентрации графеновых нанохлопьев 0.5% от времени при разных частотах вращения пока-

зана на рис. 9. Из зависимости, приведенной на рис. 10, следует, что при теплоизоляции сосуда графеновая наножидкость в нем нагревается эффективнее примерно на 3°C (5%) по сравнению с наножидкостью в сосуде без изоляции.

ФОРМА МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Для стабильной графеновой наножидкости уравнения Навье – Стокса в цилиндрических координатах (r, ϕ, z) , где ось z расположена по центру стакана и направлена вверх, а начало координат находится на уровне верхнего предела воронки, записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial w_r}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \nabla) w_r - \frac{w_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\Delta w_r - \frac{w_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial w_\phi}{\partial \phi} \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial w_\phi}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \nabla) w_\phi + \frac{w_r w_\phi}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \nu \left(\Delta w_\phi - \frac{w_\phi}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial w_r}{\partial \phi} \right); \quad (7)$$

$$\frac{\partial w_z}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \nabla) w_z = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta w_z, \quad (8)$$

где $\mathbf{w}$ – вектор скорости; w_ϕ , w_r , w_z – скорость перемещения жидкости по окружности, радиусу сосуда и вверх-вниз; ρ – плотность жидкости; p – давление; ν – кинематический коэффициент вязкости; g – ускорение свободного падения.

Операторы $(\mathbf{w} \nabla)$ и Δ определяются по соотношениям

$$(\mathbf{w} \nabla) f = w_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{w_\phi}{r} \frac{\partial f}{\partial \phi} + w_z \frac{\partial f}{\partial z};$$

$$\Delta f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

где f – скалярная функция.

Систему уравнений Навье – Стокса (6)–(8) можно решить, приняв несколько допущений. Во-первых, рассматривается только область жидкости вблизи межфазной поверхности, где w_ϕ значительно больше, чем w_r и w_z , т.е. для данной области можно пренебречь скоростями w_r и w_z . Во-вторых, окружная скорость вращения w_ϕ зависит только от параметра r . С учетом принятых допущений система уравнений (6)–(8) примет вид

$$\frac{w_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial w_\phi}{\partial \tau} = v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w_\phi}{\partial r} \right) - \frac{w_\phi}{r^2} \right]; \quad (10)$$

$$0 = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (11)$$

Из (11) можно получить

$$p = \rho g z. \quad (12)$$

Учитывая (12), уравнение (9) можно записать так:

$$\frac{\partial z}{\partial r} = \frac{w_\phi^2}{gr}. \quad (13)$$

Как было отмечено ранее, вследствие коагуляции площадь межфазной поверхности уменьшается во времени. При этом поле скорости вращения вблизи межфазной поверхности определяется с помощью дифференциального уравнения (7), в котором левая часть выражает затухание вращения со временем. Для решения данного уравнения окружную скорость можно представить в виде произведения двух функций, одна из которых $\psi(r)$ зависит от расстояния до оси сосуда, а вторая $f(\tau)$ — от времени, т.е.

$$w_\phi(r, \tau) = \psi(r) f(\tau). \quad (14)$$

После подстановки выражения (14) в уравнение (7) получают

$$\frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} \psi(r) = v \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right] f(\tau) - \frac{\psi(r) f(\tau)}{r^2} \right\}$$

или

$$\frac{\frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau}}{vf(\tau)} = \frac{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right] - \frac{\psi(r)}{r^2}}{\psi(r)}. \quad (15)$$

Поскольку функции $\psi(r)$ и $f(\tau)$ являются линейно независимыми, обе части уравнения (15) представляют собой постоянные величины. Поэтому соотношение (15) можно приравнять некоторой константе λ . Так как скорость вблизи межфазной поверхности уменьшается во времени, производная функции $f(\tau)$ от τ будет отрицательной и уравнение (15) можно переписать в виде

$$\frac{\frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau}}{vf(\tau)} = \frac{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right] - \frac{\psi(r)}{r^2}}{\psi(r)} = -\lambda. \quad (16)$$

Функция $\psi(r)$ находится путем решения следующего уравнения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} \right] - \frac{\psi(r)}{r^2} = -\lambda \psi(r)$$

или

$$r^2 \frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} + (\lambda r^2 - 1) \psi(r) = 0. \quad (17)$$

Проведя в уравнении (17) замену переменных $x = r\sqrt{\lambda}$, можно получить выражение

$$x^2 \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + x \frac{\partial \psi(x)}{\partial x} + (x^2 - 1) \psi(x) = 0. \quad (18)$$

Формула (18) представляет собой уравнение Бесселя первого порядка, общее решение которого имеет вид

$$\psi(x) = C_1 J_1(x) + C_2 N_1(x),$$

где C_1, C_2 — константы; $J_1(x)$ — функция Бесселя; $N_1(x)$ — функция Неймана.

Переходя к предыдущим переменным r , можно записать общее решение в виде

$$\psi(r) = C_1 J_1(r\sqrt{\lambda}) + C_2 N_1(r\sqrt{\lambda}). \quad (19)$$

Константы C_1, C_2 вычисляются при следующих граничных условиях:

$$\psi(0) = 0; \quad \psi(R) = 0,$$

где R — внутренний радиус сосуда.

Суть приведенных условий заключается в том, что окружные скорости вращения в центре сосуда ($r = 0$) и непосредственно на его стенке ($r = R$) равны нулю. Из первого условия следует, что $C_2 = 0$, так как функция $N_1(r\sqrt{\lambda})$ не ограничена при $r = 0$. Используя второе условие, можно записать

$$C_1 J_1(R\sqrt{\lambda}) = 0.$$

Отсюда $C_1 = 0$, что соответствует тривиальному решению $\psi(r) \equiv 0$ либо

$$J_1(R\sqrt{\lambda}) = 0.$$

После замены $\beta = R\sqrt{\lambda}$ ($\beta > 0$) можно получить

$$J_1(\beta) = 0. \quad (20)$$

Тогда общее решение (19) может быть представлено в виде

$$\psi_k(r) = C_1 J_1\left(\frac{\beta_k}{R} r\right), \quad k = 1, 2, \dots,$$

где β_k — положительные корни уравнения (20).

Для вращающейся жидкости профиль скорости около межфазной поверхности определяется по следующей формуле:

$$\psi(r) = C_1 J_1\left(\frac{\beta_1}{R} r\right), \quad (21)$$

где $\beta_1 = 3.8317$ — первый корень уравнения (20).

Для того чтобы найти зависимость окружной скорости от времени, необходимо решить первую часть уравнения (16), т.е.

$$\frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} = -\lambda v f(\tau),$$

или

$$\frac{\partial f(\tau)}{\partial \tau} = -\frac{\beta_1^2}{R^2} v f(\tau). \quad (22)$$

Решив уравнение (22), можно получить

$$f(\tau) = C e^{-v \frac{\beta_1^2}{R^2} \tau}. \quad (23)$$

С учетом выражений (21) и (23) общее решение уравнения (7) выглядит так:

$$w_\phi(\tau, r) = C_1 J_1\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) e^{-v \frac{\beta_1^2}{R^2} \tau}. \quad (24)$$

Форма межфазной поверхности определяется путем решения уравнения (13) с учетом выражения (24):

$$\frac{\partial z}{\partial r} = \frac{\left[C_1 J_1\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) e^{-v \frac{\beta_1^2}{R^2} \tau} \right]^2}{g r}. \quad (25)$$

Проинтегрировав уравнение (25), получают его решение в виде

$$z(r, \tau) = C_2 - \frac{C_1^2}{2g} \left[J_0^2\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) + J_1^2\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) \right] e^{-2v \frac{\beta_1^2}{R^2} \tau}, \quad (26)$$

где константы C_1 , C_2 определяются при следующих граничных условиях:

$$\begin{cases} z(R, 0) = 0; \\ z(0, 0) = -h. \end{cases}$$

Принимая во внимание приведенные условия, получают

$$\begin{cases} C_2 - \frac{C_1^2}{2g} [J_0^2(\beta_1) + J_1^2(\beta_1)] = 0; \\ C_2 - \frac{C_1^2}{2g} [J_0^2(0) + J_1^2(0)] = -h. \end{cases}$$

С учетом того что

$$J_0(0) = 1; \quad J_1(0) = 0; \quad J_1(\beta_1) = 0,$$

выражения для констант C_1 , C_2 приобретают следующий вид:

$$\begin{cases} C_1 = \sqrt{\frac{2gh}{1 - J_0^2(\beta_1)}}; \\ C_2 = h \left(\frac{1}{1 - J_0^2(\beta_1)} - 1 \right). \end{cases}$$

Подставляя C_1 и C_2 в (26), записывают конечное выражение для профиля межфазной поверхности вращающейся жидкости в следующем виде:

$$z(r, \tau) = h \left\{ \frac{1 - \left[J_0^2\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) + J_1^2\left(\frac{\beta_1}{R} r\right) \right] e^{-2v \frac{\beta_1^2}{R^2} \tau}}{1 - J_0^2(\beta_1)} - 1 \right\}. \quad (27)$$

Необходимо отметить, что при вращении идеальной стабильной графеновой наножидакости с помощью магнитной мешалки член, присутствующий в уравнении (27) и выражающий зависимость формы поверхности от времени, может быть использован для определения профиля только при выключенной мешалке. Кроме того, для графеновой наножидакости кинематический коэффициент вязкости может быть вычислен по формуле

$$v = \frac{(1 + 2.5\phi)\mu_w}{\phi\rho_g + (1 - \phi)\rho_w}, \quad (28)$$

где μ_w — динамический коэффициент вязкости базовой жидкости (воды); ρ_g , ρ_w — плотность графена и воды соответственно.

На основе уравнения (27) и экспериментальных данных о высоте воронки h при разной частоте вращения магнитного якоря ω были получены различные формы межфазной поверхности вращающейся графеновой наножидакости (см. рис. 5, д). При этом площадь межфазной поверхности рассчитывали по следующей формуле:

$$S = \int_0^{2\pi} \int_0^R \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \phi}\right)^2} r dr d\phi. \quad (29)$$

По соотношению (29) была вычислена площадь межфазной поверхности S графеновой наножидакости при разной частоте вращения ω (см. рис. 4, б). Результаты расчета показали, что при повышении ω от 0 до 300, 600 и 900 мин⁻¹ значение S увеличивается на 1.6, 19.2 и 72.3% соответственно.

ВЫВОДЫ

1. Скорость испарения воды существенно зависит от направления облучения, концентрации графеновых нанохлопьев и скорости вращения

жидкости. При облучении сбоку по мере повышения концентрации графеновых нанохлопьев скорость испарения увеличивается и достигает максимального значения при их объемной концентрации 0.1%, затем падает при повышении концентрации до 0.5 и 1.0%. При облучении сверху графеновая наножидкость при всех концентрациях испаряется медленнее, чем дистиллированная вода.

2. Для графеновой наножидкости характерен улучшенный нагрев по сравнению с дистиллированной водой. Наножидкость концентрацией 0.5% нагревается наиболее эффективно. Кроме того, стабилизированная температура образцов наножидкости уменьшается по мере повышения ее скорости вращения, что связано с ростом тепловых потерь в процессе испарения. При использовании теплоизоляции можно улучшить нагрев примерно на 5%.

3. Графеновая пленка на поверхности жидкости и коагулированный графен при облучении сбоку нагреваются слабее, чем базовая жидкость. Вместе с тем, при облучении сверху графеновая пленка нагревается до весьма высокой температуры, равной примерно 140°C, что существенно превышает температуру насыщения воды при атмосферном давлении.

4. Вынужденное вращение графеновой наножидкости приводит к усилению процесса коагуляции графеновых нанохлопьев. Кроме того, формирование графеновой пленки на межфазной поверхности также сокращает общую площадь поверхности испарения воды. Данные факторы существенно влияют на эффективность процесса нагрева и испарения. При решении этих проблем можно ожидать более заметного улучшения нагрева и испарения графеновой наножидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дмитриев А.С., Клименко А.В.** Преобразование солнечного излучения в пар — новые возможности на основе наноматериалов (обзор) // Теплоэнергетика. 2020. № 2. С. 3—19.
<https://doi.org/10.1134/S0040363620020010>
2. **Дмитриев А.С., Клименко А.В.** Перспективы использования двумерных наноматериалов в энергетических технологиях (обзор) // Теплоэнергетика. 2023. № 8. С. 3—26.
<https://doi.org/10.56304/S0040363623080015>
3. **Экспериментальное** исследование процесса испарения капель наножидкостей на подложке под действием солнечного излучения / К.Т. Чан, А.С. Дмитриев, П.Г. Макаров, И.А. Михайлова // Коллоид. журн. 2023. Т. 85. № 6. С. 1—12.
<https://doi.org/10.31857/S0023291223600761>
4. **Recent advances in preparation methods and thermophysical properties of oil-based nanofluids: A state-of-the-art review** / A. Asadi, A. Sadegh, M. Alireza, P. Farzad, Z. Gawel // Powder Technol. 2019. V. 352. No. 15. P. 209—226.
<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.04.054>
5. **Effect of sonication characteristics on stability, thermophysical properties, and heat transfer of nanofluids: A comprehensive review** / A. Asadi, F. Pourfattah, I.M. Szilágyi, M. Afrand, G. Żyła, H.S. Ahn // Ultrasonics Sonochemistry. 2019. V. 58. P. 104701.
<https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2019.104701>
6. **Synthesis, heat transport mechanisms and thermophysical properties of nanofluids: A critical overview** / M. Awais, A.A. Bhuiyan, S. Salehin, M.M. Ehsan, B. Khan, M.H. Rahman // Int. J. Thermofluids. 2021. V. 10. No. 4. P. 100086.
<https://doi.org/10.1016/j.ijft.2021.100086>
7. **Role of nanomaterials and surfactants for the preparation of graphene nanofluid: A review** / K. Alexander, S.S. Gajghate, A.S. Katarkar, A. Majumder, S. Bhau-mik // Mater. Today: Proc. 2020. V. 44. P. 1136—1143.
<https://doi.org/10.1016/j.matpr.2020.11.231>
8. **Demirkır Ç., Ertürk H.** Rheological and thermal characterization of graphene-water nanofluids: Hysteresis phenomenon // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 149. P. 119113.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119113>
9. **Ilyas S.U., Ridha S., Kareem F.A.A.** Dispersion stability and surface tension of SDS-Stabilized saline nanofluids with graphene nanoplatelets // Colloids Surf., A. 2020. V. 592. P. 124584.
<https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2020.124584>
10. **Surfactants versus surface functionalization to improve the stability of graphene nanofluids** / C. Zapata-Hernandez, G. Durango-Giraldo, L. Diana, K. Cacia // J. Dispersion Sci. Technol. 2021. V. 43. No. 1. P. 1—8.
<https://doi.org/10.1080/01932691.2021.1880429>
11. **Experimental study on characteristics of grinded graphene nanofluids with surfactants** / H. Seong, G. Kim, J. Jeon, H. Jeong, J. Noh // Mater. 2018. V. 11. No. 6. P. 950.
<https://doi.org/10.3390/ma11060950>
12. **A bibliometric analysis of research and development of nanofluids** / A. Svobodova-Sedlackova, A. Calderón, C. Barreneche, R. Salgado-Pizarro, P. Gamallo, A. Inés Fernandez // J. Nanofluids. 2023. V. 12. No. 1. P. 157—172.
<https://doi.org/10.1166/jon.2023.1924>
13. **Rotating-drum solar still with enhanced evaporation and condensation techniques: Comprehensive study** / A.S. Abdullah, F.A. Essa, Z.M. Omara, Y. Rashid, L. Hadj-Taieb, G.B. Abdelaziz // Energy Convers. Manage. 2019. V. 199. P. 112024.
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2019.112024>
14. **Thermo-hydraulic performance of a circular micro-channel heat sink using swirl flow and nanofluid** / A.M. Ali, A. Rona, H.T. Kadhim, M. Angelino, S. Gao // Appl. Therm. Eng. 2021. V. 191. No. 1—2. P. 116817.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116817>
15. **Thermo-hydraulic performance of a biological nanofluid containing graphene nanoplatelets within a tube enhanced with rotating twisted tape** / M. Bahiraei, N. Mazaheri, F. Aliee, M.R. Safaei // Powder Technol. 2019. V. 355. P. 278—288.
<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.07.053>

16. Gul T., Firdous K. The experimental study to examine the stable dispersion of the graphene nanoparticles and to look at the GO–H₂O nanofluid flow between two rotating disks // Appl. Nanosci. 2018. V. 8. No. 12. P. 1711–1727.
<https://doi.org/10.1007/s13204-018-0851-4>
17. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением: справ. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Study of Heating and Evaporation of Rotating Graphene Nanofluid under the Influence of Solar Radiation

K. T. Chan^{a,*}, A. S. Dmitriev^a, I. A. Mikhailova^a, and P. G. Makarov^a

^a National Research University Moscow Energy Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: tranqth.96@gmail.com

Abstract—Conversion of solar radiation into steam is presently one of the trends in “green” energy (solar thermal energy), ecology, and clean water production. For the first time, a study of the heating and evaporation of a rotating graphene nanofluid under the influence of radiation from a solar simulator was carried out. The influence of various factors on these processes, including the direction of irradiation, graphene concentration, and liquid rotation speed, is considered. It has been shown that the evaporation rate significantly depends on the graphene concentration and the method of irradiation of the samples. When samples are irradiated from the side, as the graphene concentration increases, the average evaporation rate increases and reaches a maximum value and then decreases. When samples are irradiated from above and the liquid–air interface is in direct contact with the incident radiation, only a decrease in the evaporation rate is observed as the graphene concentration increases. In this case, heating of graphene also depends on the method of irradiating the sample. When in direct contact with radiation, graphene is heated to a high temperature, while in the bulk it is heated less efficiently than the base liquid (distilled water). It has been shown that the rate of evaporation from the surface of a rotating graphene nanofluid and the temperature of its volume significantly depend on the rotation speed. Of all the samples studied, a graphene nanofluid with a volume concentration of 0.5% is heated most efficiently. The use of thermal insulation can improve heating by approximately 5%. An analytical calculation of the profile of the interfacial surface is presented and its area is determined at different speeds of rotation of the liquid. Some effects that arise during the rotation of a graphene nanofluid and their influence on the parameters of hydrodynamics and heat and mass transfer, which is important for fundamental and applied energy problems, have been identified.

Keywords: graphene nanofluid, rotating fluid, solar radiation, interfacial surface shape, heating and evaporation, evaporation rate, thermal insulation, heat loss, energy balance